

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Массивные и сверхмассивные чёрные дыры в современной и ранней Вселенной и проблемы космологии и астрофизики

А.Д. Долгов

Представлен обзор полученных за последние несколько лет астрономических данных, которые говорят о том, что массивные первичные чёрные дыры играют гораздо более существенную роль во Вселенной, чем считалось ранее. Речь идёт как о современной Вселенной, так и о молодой при красных смещениях порядка 10. Обсуждается предложенная в 1993 г. модель рождения в очень ранней Вселенной тяжёлых и сверхтяжёлых чёрных дыр с логарифмически-нормальным спектром масс, которая естественным образом объясняет факты из жизни Вселенной, не вписывающиеся в стандартные космологию и астрофизику.

Ключевые слова: чёрные дыры, массивные и сверхмассивные чёрные дыры, гравитационные волны, шаровые скопления, образование галактик, Вселенная при красных смещениях порядка 10

PACS numbers: 04.70.-s, 98.62.Ai, 98.80.-k

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.06.038153>

Содержание

1. Введение (121).
2. Население Вселенной при красном смещении $z \sim 10$ (123).
 - 2.1. Возраст Вселенной в зависимости от красного смещения.
 - 2.2. Яркие галактики в ранней Вселенной.
 - 2.3. Квазары и сверхмассивные чёрные дыры при $z > 6$.
 - 2.4. Пыль, сверхновые и гамма-всплески.
3. Загадки современной и почти современной Вселенной (126).
 - 3.1. Старые звёзды в Млечном Пути.
 - 3.2. Сверхмассивные чёрные дыры в наши дни.
 - 3.3. Чёрные дыры с массами порядка солнечной.
 - 3.4. Проблема МАЧО.
 - 3.5. Чёрные дыры промежуточной массы в современной Вселенной.
4. Проблемы с источниками гравитационных волн, открытыми LIGO (129).
5. Раннее рождение тяжёлых и сверхтяжёлых чёрных дыр и компактных звездоподобных объектов (130).
6. Рост масс первичных чёрных дыр за счёт аккреции (133).
 - 6.1. Традиционный подход.
 - 6.2. Рост барионных пузырей.
7. Шаровые скопления (135).
8. Влияние массивных первичных чёрных дыр на первичный нуклеосинтез и микроволновый фон (136).

9. Электромагнитное излучение от гравитационных волн (137).
 10. Заключение (139).
- Список литературы (139).

1. Введение

Значительное повышение чувствительности телескопов (во всех диапазонах длин волн) за последние годы привело к множеству удивительных астрономических открытий, в особенности касающихся Вселенной при больших красных смещениях, $z = 5-10$, что отвечает космологическому возрасту в интервале примерно от 400 млн до 1 млрд лет. Было обнаружено, что такая молодая Вселенная плотно заселена объектами, которые, согласно принятым воззрениям, никак не могли в ней образоваться за столь непродолжительное время.

Во Вселенной на этой ранней стадии были открыты квазары, они же сверхмассивные, с массами в несколько миллиардов масс Солнца ($M_\odot$), чёрные дыры (ЧД), очень яркие и очень большие галактики, сверхновые, гамма-барстеры. В химическом составе межзвёздного вещества было обнаружено значительное количество металлов, и в довершение всего Вселенная оказалась сильно запылённой.

Похожие проблемы присущи и современной Вселенной. Они стали особенно хорошо видны после недавних открытий на больших z . В каждой большой эллиптической или линзовидной галактике находится сверхмассивная чёрная дыра (СЧД) с массой около 1 млрд $M_\odot$. В спиральных галактиках, например в Млечном Пути, масса центральной чёрной дыры намного меньше, около 5 млн $M_\odot$. Теория формирования таких ЧД, особенно сверхтяжёлых, за счёт аккреции окружающего вещества на центр галактики сталкивается с существенными

А.Д. Долгов. Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, ул. Большая Черёмушkinsкая 25, 117218 Москва, Российская Федерация
E-mail: dolgov@fe.infn.it

Статья поступила 25 мая 2017 г.,
после доработки 17 июня 2017 г.

трудностями, так что их бытие является одной из серьёзных астрофизических проблем.

Напрашивается мысль о том, что не чёрные дыры образуются внутри уже сформировавшихся галактик, а наоборот, галактики образуются вокруг ранее сформировавшихся (первичных?) ЧД. Более того, тип галактики определяется чёрной дырой-зародышем, а не масса ЧД определяется типом галактики, как считается в стандартном подходе. Приведённые ниже новые астрономические данные очень убедительно свидетельствуют в пользу такой инвертированной картины.

Непонятными являются также спектр масс чёрных дыр, наблюдаемых в Галактике, и происхождение МАЧО (Massive Astrophysical Compact Halo Objects — МАСНО) — слабо светящихся или совсем не светящихся объектов с массами несколько ниже солнечной, обнаруженных в Галактике и её гало с помощью гравитационного микролинзирования, и ряд других, хотя и не столь ярких, но всё же весьма значительных проблем, которые не вписываются в рамки традиционных космологии и астрофизики.

Появившиеся недавно указания на наличие чёрных дыр с массой около $2000 M_{\odot}$ внутри шаровых скоплений не противоречат механизму формирования шарового скопления вокруг уже имеющейся первичной массивной ЧД.

Новейшие методы определения возраста звёзд привели к неожиданному открытию нескольких "патриархов", вплоть до того что возраст одной из звёзд оказался больше возраста Вселенной. Конечно, нельзя полностью исключить ошибку наблюдения, но такие звёзды, тем не менее, оказались старше Галактики.

И наконец, по порядку изложения, но не по важности, недавние регистрации гравитационных волн на интерферометре LIGO (Laser Interferometer Gravitational wave Observatory) (GW150914, GW170104), которые однозначно интерпретируются как результат слияния двойных чёрных дыр с массами около $30 M_{\odot}$ и низкими собственными угловыми моментами, едва ли вписываются в механизм рождения чёрных дыр с обнаруженными свойствами в результате звёздного коллапса.

Все перечисленные выше удивительные открытия (и ряд других) замечательно объясняются единой гипотезой о первичном рождении массивных чёрных дыр задолго до $z = 10$. Такой механизм рождения ЧД был разработан в [1]. Там, в частности, предсказано логарифмически нормальное распределение ЧД по массам, ставшее довольно популярным в последние два года в связи с открытием, сделанным LIGO, и возможностью приписать космологическую тёмную материю первич-

ным чёрным дырам. Однако это "новое" утверждение, что чёрные дыры с таким распределённым спектром масс могут составлять всю космологическую тёмную материю или её значительную часть, впервые было сделано ещё в 1993 г. в работе [1] (см. также [2]).

Порядок изложения в настоящем обзоре следующий. В разделе 2 приведены данные наблюдений недавних лет о Вселенной при больших красных смещениях, $z \sim 10$. Там, в частности, обсуждаются открытие молодых ярких галактик, квазаров (они же сверхмассивные чёрные дыры), запылённость ранней Вселенной, а также молодые сверхновые и гамма-всплески. В разделе 3 рассмотрены открытия в основном в последнее десятилетие "факты из жизни" современной Вселенной, которые с трудом вписываются в рамки стандартной модели или просто ей противоречат. Раздел 4 посвящён проблемам образования и свойств чёрных дыр, открытых LIGO. Предлагаемое решение отмеченных там проблем опирается на работу [3]. В разделе 5 обсуждается теоретическая модель [1] образования массивных и сверхмассивных ПЧД и компактных звездоподобных объектов и представлены предсказываемый этой моделью спектр их масс, а также наблюдаемые следствия теории. В разделе 6 рассмотрена эволюция спектра масс ПЧД и сопутствующих компактных астрофизических объектов за счёт аккреции на поздних стадиях. В разделе 7, основанном на работе [4], обсуждается связь шаровых скоплений с возможными первичными чёрными дырами с массами $\gtrsim 2000 M_{\odot}$. Влияние рождённых в ранней Вселенной компактных астрофизических объектов на первичный нуклеосинтез и на микроволновый космический фон обсуждается в разделе 8. В разделе 9 рассмотрена гипотеза о механизме перехода интенсивных гравитационных волн в электромагнитное излучение. В разделе 10 обсуждаются предсказания нашей модели, кратко описываются альтернативные теории рождения тяжёлых ПЧД и делаются заключительные выводы.

В настоящем обзоре использованы материалы работ [5–9], в которых можно найти ссылки на более ранние астрономические наблюдения.

Ниже используется естественная система единиц, в которой скорость света, постоянная Планка $\hbar$ и постоянная Больцмана k_B равны единице, $c = \hbar = k_B = 1$. Единственной размерной величиной является длина, которая имеет ту же размерность, что и время, тогда как масса, энергия и температура имеют размерность обратной длины. Для удобства читателя приведём табл. 1 из работ [10, 11] для перевода обычных единиц измерения в естественные.

Таблица 1. Коэффициенты перевода для естественных единиц измерения

	c^{-1}	см^{-1}	К	эВ	а.е.м.	эрг	г
c^{-1}	1	$0,334 \times 10^{-10}$	$0,764 \times 10^{-11}$	$0,658 \times 10^{-15}$	$0,707 \times 10^{-24}$	$1,055 \times 10^{-27}$	$1,173 \times 10^{-48}$
см^{-1}	$2,998 \times 10^{10}$	1	0,229	$1,973 \times 10^{-5}$	$2,118 \times 10^{-14}$	$3,161 \times 10^{-17}$	$0,352 \times 10^{-37}$
К	$1,310 \times 10^{11}$	4,369	1	$0,862 \times 10^{-4}$	$0,962 \times 10^{-13}$	$1,381 \times 10^{-16}$	$1,537 \times 10^{-37}$
эВ	$1,519 \times 10^{15}$	$0,507 \times 10^5$	$1,160 \times 10^4$	1	$1,074 \times 10^{-9}$	$1,602 \times 10^{-12}$	$1,783 \times 10^{-33}$
а.е.м.	$1,415 \times 10^{24}$	$0,472 \times 10^{14}$	$1,081 \times 10^{13}$	$0,931 \times 10^9$	1	$1,492 \times 10^{-3}$	$1,661 \times 10^{-24}$
эрг	$0,948 \times 10^{27}$	$0,316 \times 10^{17}$	$0,724 \times 10^{16}$	$0,624 \times 10^{12}$	$0,670 \times 10^3$	1	$1,113 \times 10^{-21}$
г	$0,852 \times 10^{48}$	$2,843 \times 10^{37}$	$0,651 \times 10^{37}$	$0,561 \times 10^{33}$	$0,602 \times 10^{24}$	$0,899 \times 10^{21}$	1

В частности, масса протона $m_p \approx 940$ МэВ, а в секундах или сантиметрах $1/m_p \approx 2 \times 10^{-14}$ см или $0,7 \times 10^{-24}$ с. Гравитационная постоянная в этой системе имеет размерность обратного квадрата массы: $G_N = 1/m_{Pl}^2$, где m_{Pl} — масса Планка, $m_{Pl} = 1,221 \times 10^{19}$ ГэВ. Температура имеет ту же размерность, что энергия, причём 1 К равен примерно 10^{-4} эВ. Более точные переходные коэффициенты могут быть получены из табл. 1.

2. Население Вселенной при красном смещении $z \sim 10$

В этом разделе мы представим и кратко обсудим данные недавних астрономических наблюдений Вселенной при красных смещениях $z = 5-10$. Речь пойдёт о гигантских галактиках, квазарах, гамма-всплесках, сверхновых и о химическом составе межзвёздного вещества. Для того чтобы представить характерные временные масштабы, уместно начать с выражения для возраста Вселенной как функции красного смещения и космологических параметров.

2.1. Возраст Вселенной в зависимости от красного смещения

Известно, что возраст Вселенной как функция красного смещения z выражается через фундаментальные космологические параметры:

$$t(z) = \frac{1}{H} \int_0^{1/(z+1)} \frac{dx}{\sqrt{1 - \Omega_{tot} + (\Omega_m/x) + x^2 \Omega_v}}, \quad (1)$$

где H — современное значение параметра Хаббла, Ω_i — безразмерные плотности массы/энергии различных форм материи, нормированные на критическую плотность энергии $\rho_c = 3H^2 m_{Pl}^2 / (8\pi)$. Значения всех величин берутся в настоящее время. Согласно совокупным астрономическим данным (см., например, обзор [12]) полная плотность энергии близка к критической, $\Omega_{tot} = 1$. Плотность массы нерелятивистской материи $\Omega_m = 0,317$ (последняя величина включает в себя плотности обычной барионной и тёмной материи пока неизвестной формы). Оставшуюся величину $\Omega_v = 0,683$ вносит загадочная тёмная энергия, вызывающая современное ускоренное космологическое расширение. Индекс v здесь означает "вакуумо-подобная". Точности приведённых значений находятся на уровне нескольких процентов.

Параметр Хаббла весьма точно измерен детектором космического аппарата "Планк" [13] на основе анализа спектра угловых флуктуаций космического микроволнового фона: $H = 67,3$ км (с Мпк) $^{-1}$. Однако в последнее время появились аккуратные измерения H традиционными астрономическими методами [14–16], которые приводят к его существенно большему значению, вплоть до $H = 74$ км (с Мпк) $^{-1}$. В зависимости от величины H возраст Вселенной будет довольно заметно варьироваться (табл. 2).

Происхождение разногласия между измерениями H двух типов пока неясно. Если такое разногласие не является просто результатом систематической ошибки или какой-либо иной проблемы с измерением, то это было бы сильным указанием на новую физику, например на существование новой долгоживущей частицы тёмной материи [17] с временем жизни, превышающим возраст Вселенной при рекомбинации водорода $t_{rec} \sim 400$ тыс лет.

Таблица 2. Возраст Вселенной t_U в зависимости от красного смещения z при двух значениях параметра Хаббла H

z	t_U , млрд лет	
	$H = 67,3$ км (с Мпк) $^{-1}$	$H = 74,0$ км (с Мпк) $^{-1}$
0	13,8	12,5
3,0	5,0	4,5
6,0	0,93	0,84
8,0	0,64	0,58
10	0,47	0,43

Возможно, решение проблемы разногласия в измерениях H лежит в отличии закона расширения Вселенной от канонического, когда масштабный фактор на ранней стадии, в течение которой тёмная энергия не была существенной (при $z > 1,3$), возрастал быстрее, чем первая степень времени. В работе [18] показано, что расширение Вселенной в современную эпоху и на близкой к ней стадии хорошо описывается законом возрастания космологического масштабного фактора $a(t) \sim t^{3/2}$ (см. также [19]). Гипотеза линейного возрастания масштабного фактора, $a(t) \sim t$, была рассмотрена для увеличения возраста Вселенной при $z \sim 10$ в работах [20–22]. Однако, согласно [18], такое поведение $a(t)$ плохо описывает данные наблюдений.

Изменение закона космологического расширения хотя и может смягчить проблему раннего образования галактик и квазаров при больших z , но не решает многих других проблем заселения ранней и современной Вселенной. Поэтому мы не будем её далее обсуждать, а сосредоточимся на гипотезе раннего рождения тяжёлых чёрных дыр.

2.2. Яркие галактики в ранней Вселенной

Благодаря гравитационному линзированию удалось открыть несколько очень далёких (и ранних) галактик, которым "посчастливилось" оказаться на луче зрения от нас на гравитационную линзу. Такие линзы работают как естественные телескопы.

Среди обнаруженных есть галактика с $z \approx 9,6$, которая возникла, когда Вселенной было менее 500 млн лет. Соответствующая работа так и называется "A highly magnified candidate for a young galaxy seen when the Universe was 500 Myrs old" [23]. Несколько позднее была открыта галактика при $z \approx 11$ [24], т.е. образовавшаяся тогда, когда возраст Вселенной был меньше 410 млн лет или даже 380 млн лет при большем значении параметра Хаббла.

Недавно была открыта галактика GN-z11 с несколько более высоким красным смещением, $z = 11,1$ [25]. Несмотря на свою молодость, GN-z11 имеет (имела) необычайно высокую светимость. Как отмечается в работе [25], излучение этой галактики в ультрафиолетовом диапазоне примерно в три раза выше, чем излучение галактик с красными смещениями $z = 6-8$. В [25] также отмечается, что к настоящему времени обнаружено около 800 галактик при $z = 7-8$. Ссылки на более ранние публикации могут быть найдены там же.

В недавней публикации [26] сообщается об открытии галактики с рекордно большим на настоящее время красным смещением: $z = 13,2^{+1,9}_{-1,6}$, что отвечает возрасту Вселенной менее 300 млн лет, даже при меньшем значении постоянной Хаббла. Кроме того, в [26] сообщается об

обнаружении значительного количества галактик с красными смещениями более семи.

Таким образом, можно заключить, что Вселенная была очень плотно заселена при $z > 6$, хотя мы видим лишь наиболее яркие галактики, составляющие небольшую долю от общего количества. В стандартной модели не ожидалось столь раннего интенсивного рождения галактик.

В 2015 г. было сообщено о наблюдении не очень молодой, но обладающей невероятно высокой светимостью галактики [27]. Согласно оценкам, приведённым в [27], возраст этой галактики порядка 1,3 млрд лет, а её светимость $L = 3 \times 10^{14} L_{\odot}$ почти в 10^4 раз превосходит светимость Млечного Пути. Чтобы обеспечить столь высокую светимость, требуется активное галактическое ядро, питаемое сверхмассивной чёрной дырой, которая, согласно заключению авторов [27], либо была рождена с большой массой, либо очень быстро её наращивала. Для возникновения зародыша такой чёрной дыры с массой $\sim 10^3 M_{\odot}$ была необходима или аккреция, превышающая эддингтоновский предел, или чрезвычайно низкая радиационная эффективность, ниже 15 %, что предполагает очень малый спин ЧД¹. Всё же авторы [27] делают вывод, что зародыш галактики или эмбрион ЧД, вокруг которой образовалась эта галактика, должен быть заметно больше, чем представлялось возможным.

Один из авторов работы [27], П. Эйзенхардт (P. Eisenhardt), в беседе с журналистами образно сказал [28]: "Как мы можем получить слона? Один из способов состоит в том, что надо завести слонёнка"². Однако остаётся неясным, как этот "слонёнок" мог быть рождён тогда, когда возраст нашей Вселенной составлял всего лишь одну десятую её теперешнего возраста.

Как заявил другой автор [27], Ч.-В. Цай (Chao-Wei Tsai): "Другим способом для чёрной дыры дорости до такой гигантской величины представляется её длительное обжорство со скоростью поглощения пищи выше, чем считалось возможным. Это могло бы произойти, если бы чёрная дыра вращалась не столь быстро"³.

Обратим внимание на отмеченную в последнем высказывании и несколько выше необходимость малого спина ЧД. Согласно упомянутым во введении результатам LIGO, которые подробнее обсуждаются в разделе 4, чёрные дыры, составляющие двойные системы (GW150914 и GW170104), имеют фактически нулевой спин, что весьма необычно для ЧД, образующихся стандартным образом за счёт аккреции, но весьма естественно для первичных чёрных дыр, рассматриваемых в настоящем обзоре.

Согласно анализу, проведённому в работе [29], которая имеет замечательный заголовок "Чудовища во мгле", существование галактики GN-z11 [25] приводит к выводу о том, что плотность галактик в ранней Все-

ленной при $z \sim 11$ должна быть около 10^{-6} Мпк^{-3} . Это примерно на порядок выше ожидаемой плотности галактик по данным при более низких красных смещениях. Согласно оценкам работы [29], основанным на уже существующих наблюдениях, новый телескоп WFIRST (Wide-Field Infrared Survey Telescope) сможет обнаружить около 1000 галактик в интервале красных смещений от $z = 11$ до $z = 13,5$. Однако происхождение этих галактик остаётся неясным.

Резюмируя, завершим этот раздел цитатой из [21]: "Быстрое появление галактик при больших красных смещениях, столь скоро после Большого взрыва, видимо, находится в противоречии с современным представлением о том, как они могли возникнуть"⁴.

Иное, но тоже удивительное наблюдение сделано в работе [30], где была открыта не очень молодая галактика, двух-трёх миллиардов лет от роду, в которой отсутствует тёмная материя. Вывод об отсутствии тёмной материи был сделан на основе измерения кривых вращения, которые не выходят на постоянную скорость при удалении от галактики, как это имеет место при наличии гало тёмной материи, а убывают. Обычно считается, что галактики образуются внутри потенциальных ям, образованных ранее сформировавшимися сгустками тёмной материи. Если справедлива наша гипотеза о том, что зародышами образования галактик являются сверхмассивные чёрные дыры, то наличие дополнительной тёмной материи оказывается не столь существенным.

2.3. Квазары и сверхмассивные чёрные дыры при $z > 6$

Другим, гораздо более поразительным, примером рано образовавшихся астрофизических объектов являются наблюдаемые при больших z квазары. В настоящее время известно около 40 квазаров с $z > 6$, каждый из которых содержит чёрную дыру с массой порядка 1 млрд $M_{\odot}$. Существование таких ЧД, возникших, в то время, когда Вселенная была заметно моложе 1 млрд лет, находится в сильнейшем противоречии со стандартными моделями их образования и роста. Об открытии шести (или, возможно, девяти) новых квазаров при больших z недавно было сообщено в работе [31].

Максимальное красное смещение среди обнаруженных квазаров $z = 7,085$ [32], т.е. такой квазар возник ранее, чем Вселенная достигла возраста в 770 млн лет. Светимость этого квазара $L = 6,3 \times 10^{13} L_{\odot}$, а его масса $M = 2 \times 10^9 M_{\odot}$. Столь быстрое образование сверхмассивной чёрной дыры выглядит по меньшей мере проблематичным в рамках канонической теории.

В 2015 г. было открыто ещё более массивное "чудовище" при красном смещении $z = 6,3$ с невероятно огромной массой — 12 млрд $M_{\odot}$ [33]. Его светимость в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах в несколько раз превосходит светимости обнаруженных ранее квазаров при $z > 6$. Как отмечалось, серьёзнейшие проблемы возникают уже с попытками объяснения образования более лёгких и не таких мощных квазаров. Однако существование этого монстра многократно усиливает противоречие со стандартной теорией. Анализ традиционных механизмов образования сверхтяжёлых чёрных дыр и ссылки на предшествующую литературу можно найти в недавних работах [34–39].

¹ Соответствующая цитата из [27]: "The existence of AGNs with $L_{\text{bol}} > 10^{14} L_{\odot}$ suggests that these supermassive black holes are born with large mass, or have very rapid mass assembly. For black hole seed masses $\sim 10^3 M_{\odot}$, either sustained super-Eddington accretion is needed, or the radiative efficiency must be $< 15\%$, implying a black hole with slow spin, possibly due to chaotic accretion."

² "How do you get an elephant? One way is start with a baby elephant" [28].

³ "Another way for a black hole to grow this big is for it to have gone on a sustained binge, consuming food faster than typically thought possible. This can happen if the black hole isn't spinning that fast" [28].

⁴ "Rapid emergence of high- z galaxies so soon after big bang may actually be in conflict with current understanding of how they came to be" [21].

Здесь стоит продолжить цитату из [21], приведённую в конце раздела 2.2: "Проблема раннего рождения галактик напоминает более известную и, возможно, связанную с ней проблему преждевременного рождения сверхмассивных чёрных дыр с красными смещениями $z \sim 6$. Трудно понять, как чёрные дыры с массами $10^9 M_\odot$ появились так быстро после Большого взрыва, без привлечения нестандартной физики аккреции и образования массивных зародышей. И то и другое не наблюдается в сегодняшней Вселенной"⁵.

Процитированная работа появилась ещё до открытия упомянутого выше самого массивного квазара [33] с массой, намного большей, чем у остальных квазаров.

Поток открытий ранних квазаров и галактик не ослабевает и сейчас. В работе [40] объявлено об открытии восьми новых квазаров с красными смещениями от 6 до 6,5, возраст которых по оценке этой работы составляет от 1 до 10 млн лет, что, возможно, исключает их из кандидатов в первичные чёрные дыры ранней Вселенной. Однако точность оценки возраста неясна и, кроме того, эти квазары могли быть исходно гораздо более лёгкими и приобрести основную массу в результате поздней аккреции (см. раздел 6).

Об открытии ещё 32 квазаров при $5,7 < z < 6,6$ было сообщено [41] группой телескопа "Субару" (Subaru), что вместе с ранее открытым той же группой квазаром составляет 33 квазара. Кроме того, в обзоре неба, проведённом на телескопе "Субару", было открыто [41] 14 галактик высокой светимости при больших z . Обнаруженные квазары имеют в основном более низкую светимость, чем обнаруженные ранее другими группами. С другой стороны, галактики, найденные группой [41], оказались гораздо более мощными. По утверждению авторов, ими были открыты новые классы объектов, отличные от известных ранее.

В работе [42] открыт квазар с красным смещением 7,1, находящийся внутри весьма компактной, размером порядка 1 кпк, галактики, что ещё сильнее ставит под сомнение стандартный механизм образования квазаров (сверхмассивных чёрных дыр) за счёт аккреции галактического вещества.

Авторы работы [43] проанализировали возможность возникновения квазаров при $z = 6-7$ и пришли к выводу, что их существование бросает вызов общепринятой парадигме формирования космических структур. В качестве альтернативного механизма они предложили механизм, согласно которому рост сверхмассивных чёрных дыр происходит за счёт аккреции холодных и плотных потоков, обеспечивающих, возможно, быстрый рост некоторых галактик в более поздние эпохи. Заметим, что этот быстрый рост может быть обусловлен наличием зародышей в виде сверхмассивных чёрных дыр, как предлагается ниже в настоящем обзоре.

В работе [44] обсуждается ситуация во Вселенной при $z > 6$ и поднимаются те же вопросы, что и в настоящем обзоре и более ранних публикациях его автора [5–9].

В силу сказанного напрашивается практически однозначный вывод о том, что сверхтяжёлые чёрные дыры являются первичными, т.е. рождёнными в дозвёздную эпоху в ранней Вселенной. В частности, последнее может означать, что они являются зародышами образования галактик, а не продуктами аккреции на галактический центр. В пользу этого говорят не только недавние наблюдения ранней Вселенной, но и данные о Вселенной в настоящую эпоху, обсуждаемые в разделе 3.

2.4. Пыль, сверхновые и гамма-всплески

Вселенная при $z > 6$ оказалась сильно запылённой, что также является довольно неожиданным. Для образования пыли требуется длительная последовательность различных процессов. Сначала должны взорваться сверхновые, чтобы выбросить в межзвёздное пространство тяжёлые элементы, так называемые металлы (любые химические элементы с массовым числом больше, чем у гелия, в астрономии называются металлами). Далее при охлаждении атомы металлов связываются в молекулы. И лишь потом молекулы образуют макроскопические частицы вещества — пылинки.

Пыль наблюдается в нескольких ранних галактиках, например в галактиках HFLS3 при красном смещении $z = 6,34$ [45] и A1689-zD1 при $z = 7,55$ [46]. Обнаруженная методом гравитационного линзирования галактика A1689-zD1 является самой ранней из известных галактик, в которых замечено межзвёздное вещество. Возраст Вселенной, отвечающий этому красному смещению, всего лишь 500 млн лет. Результаты последней работы подтверждены наблюдениями [47]. На основе этих и других наблюдений составлен каталог [48] "запылённых" галактик при больших красных смещениях и сделан вывод, что количество этих источников пыли примерно на порядок выше, чем предсказывается канонической моделью эволюции галактик.

Как отмечалось, исходным источником пыли в межзвёздной среде являются взрывы звёзд. Однако, согласно работе [49], даже при предположении максимального вклада сверхновых в создание пыли наблюдаемое количество пыли в галактике A1689-zD1 требует необычайно мощного роста исходных зёрен-пылинок. В свою очередь для этого необходимо, чтобы в данной галактике плотность как горячего, так и холодного газа там, где идёт рост зародышей пыли, была бы сравнимой с плотностью газа в галактиках с центральными квазарами. Хотя это и не исключено, но верхние ограничения на непрерывный спектр излучения пыли от галактик при $6,5 < z < 7,5$ показывают, что такие условия не выполняются для большинства галактик. Интересно, не указывает ли последнее обстоятельство на то, что и в галактике A1689-zD1 имеется центральный квазар, который по каким-то причинам не виден?

В работе [50] изучался, помимо сверхновых, другой возможный источник пыли, а именно звёзды на асимптотической ветви гигантов (Asymptotic Giant Branch — AGB). Результат также оказался пессимистическим: такие звёзды недостаточно многочисленны и слабо эффективны для создания наблюдаемого количества пыли при $z = 4-7,5$. Вывод исследования состоит в том, что сверхновые могли бы обеспечить необходимое количество пыли, но лишь в том случае, если бы их эффективность была близка к теоретически максимальной величине. Наиболее правдоподобная возможность в этом

⁵ "This problem [of early formed galaxies] is very reminiscent of the better known (and probably related) premature appearance of supermassive black holes at $z \sim 6$. It is difficult to understand how $10^9 M_\odot$ black holes appeared so quickly after the big bang without invoking non-standard accretion physics and the formation of massive seeds, both of which are not seen in the local Universe" [21].

случае состоит в быстром росте зародышей пыли в межзвёздной среде. Отметим, забегая вперёд, что рассматриваемый ниже механизм рождения тяжёлых чёрных дыр тоже ведёт к нестандартному первичному нуклеосинтезу, обогащающему первичную плазму металлами (см. обсуждение в конце следующего абзаца и раздел 5). Возможно, это позволит решить проблему запылённости ранней Вселенной. Заметим также, что, помимо первичных чёрных дыр, механизм, рассматриваемый в разделе 5, может привести к значительному количеству плотных звездоподобных объектов — зародышей будущих сверхновых при $z \sim 10$ и даже ранее.

Кроме того, не исключено, что количество сверхновых в ранней Вселенной значительно выше, чем ожидалось. Аргументом в пользу этого являются данные о значительном количестве металлов вокруг ранних квазаров. В соответствии со стандартной космологией при первичном нуклеосинтезе производятся только лёгкие элементы, вплоть до ${}^4\text{He}$, и ничтожные количества Li , Be , B , в то время как более тяжёлые элементы производятся в звёздах и рассеиваются в межзвёздном пространстве при взрывах звёзд. В соответствии с этой картиной ранее сотворения квазаров или одновременно с ним должно идти интенсивное звездообразование. Далее требуется, чтобы многие из звёзд превратились в сверхновые и обогатили межзвёздное пространство металлами, в дальнейшем образовавшими молекулы и пыль. (Как известно, все мы — пыль от взрыва недалёкой от Солнца сверхновой, но в гораздо более позднюю эпоху.)

Другая возможность обогатить межзвёздную среду металлами — это нестандартный нуклеосинтез с большой исходной плотностью барионов [51–54] (см. раздел 5).

Наблюдения гамма-всплесков также указывают на неожиданно огромное количество сверхновых при больших красных смещениях. Наибольшее красное смещение, при котором был зарегистрирован гамма-всплеск, равно 9,4. Кроме того, имеется ещё несколько гамма-всплесков при меньших, но всё равно больших z . Необходимая для объяснения наблюдений скорость рождения звёзд не вписывается в рамки канонической теории. Тем не менее, хотя теория и не позволяет, гамма-всплески и вообще сверхновые при больших красных смещениях видны, а значит, скорость рождения звёзд заметно выше ожидаемой. Эти звёзды должны быть сотворены одновременно с квазарами или даже раньше. Тогда они дадут множество сверхновых, которые в свою очередь обогатят межзвёздное пространство необходимым количеством наблюдаемых металлов. Возможный механизм генерации гамма-всплесков при больших z в результате коллапса этих ранних звёзд рассмотрен в работе [55].

Подчеркнём, что рассмотренный в разделе 5 механизм естественным образом приводит к рождению компактных звёзд или звездоподобных объектов в значительных количествах задолго до $z = 10$.

3. Загадки современной и почти современной Вселенной

В последнее время Вселенная удивляет нас не только фактами из своей юности, которые не вписываются в канонические рамки, но и загадочными свойствами астрофизических объектов, наблюдаемых сегодня.

3.1. Старые звёзды в Млечном Пути

В последнее время намного повысилась точность определения возраста звёзд методами ядерной хронологии. Благодаря этому возраст нескольких звёзд в Галактике был определён гораздо более аккуратно и оказался заметно выше, чем полагалось ранее. Ниже мы приведём несколько наиболее впечатляющих результатов.

Используя старые ядерные хронометры, урановый и ториевый, и сравнивая обилия соответствующих элементов между собой, а также с обилиями ряда других стабильных элементов, удалось оценить возраст звезды BD + 17° 3248 (бедной металлами звезды гало): $t = (13,8 \pm 4)$ млрд лет [56]. (Для сравнения, возраст внутреннего гало Галактики $(11,4 \pm 0,7)$ млрд лет [57].) Ошибки в измерении возраста всё ещё велики, но расхождение центральных значений вызывает тревогу или же большой интерес.

Похожий результат дало измерение возраста звезды HE 1523-0901 в гало Галактики, который оказался равен 13,2 млрд лет [58]. В этих измерениях впервые был использован целый ряд ядерных хронометров, таких как отношения U/Th , U/Ir , Th/Eu и Th/Os . Погрешность в определении возраста, по-видимому, составляет около 2 млрд лет.

Наиболее поразительным представляется результат работы [59], согласно которому возраст HD 140283 (субгиганта с дефицитом металлов, обладающего *большой скоростью*) составляет $(14,46 \pm 0,31)$ млрд лет. Центральное значение возраста превосходит возраст Вселенной на два стандартных отклонения, если $H = 67,3$ км (с Мпк) $^{-1}$ и возраст Вселенной $t_U = 13,8$ млрд лет, и более чем на девять стандартных отклонений, если $H = 74$ км (с Мпк) $^{-1}$ и $t_U = 12,5$ млрд лет. Большая скорость этого субгиганта, возможно, указывает на его раннее, догалактическое, происхождение.

Разумеется, звезда не может быть старше Вселенной, и возможным объяснением указанного противоречия мог бы быть необычный начальный химический состав этой, а также других старых звёзд. Обычно считается, что химический состав первых звёзд — 25 % He^4 и 75 % H , в соответствии с тем, что говорят первичный нуклеосинтез и данные наблюдений об обилиях лёгких элементов. Однако в сценарии, который мы опишем ниже, в относительно небольшой части пространства первичный нуклеосинтез может привести к рождению вполне заметного количества ядер намного тяжелее гелия, как мы отмечали в разделе 2.4. Кроме того, ранние сверхновые, обогатившие межзвёздную среду металлами, тоже могли изменить химический состав более поздних звёзд таким образом, чтобы они заметно скорее пришли к их теперешнему состоянию. Разумеется, эта гипотеза требует численного расчёта звёздного нуклеосинтеза при нестандартном начальном химическом составе.

Отметим в заключение, что кроме всех этих старых звёзд в Млечном Пути была открыта планета [60] возрастом $10,6^{+1,5}_{-1,3}$ млрд лет. (Для сравнения, возраст Земли всего лишь 4,54 млрд лет.) Рождению такой вдвое дольше, чем Земля, прожившей "старушки" должны предшествовать взрыв сверхновой и образование молекул и пыли, что тоже требует немалого времени.

3.2. Сверхмассивные чёрные дыры в наши дни

Астрономические наблюдения убедительно говорят о том, что в центре каждой крупной галактики находится

сверхмассивная чёрная дыра (см. обзор [61]). В гигантских эллиптических и компактных линзовидных галактиках массы центральных ЧД могут быть более 1 млрд $M_{\odot}$. В спиральных галактиках, таких как Млечный Путь, массы чёрных дыр заметно меньше, всего лишь порядка нескольких миллионов солнечных масс.

Считается, что чёрные дыры в центрах галактик возникли в результате аккреции на какой-то массивный зародыш. Но оценки роста масс ЧД в этом процессе показывают, что эффективность аккреции недостаточно высока, чтобы создать такие гиганты. Эта проблема напоминает проблему образования сверхмассивных чёрных дыр в ранней Вселенной, рассмотренную в разделе 2, но здесь она не столь ярко выражена, так как доступное время значительно больше. Тем не менее ниже приводятся яркие примеры, которые никак не вписываются в механизм аккреции.

Как правило, масса центральной ЧД составляет около 0,1 % массы балджа [62, 63], но в некоторых галактиках, например в NGC 1277, масса ЧД фантастически велика — $1,7 \times 10^{10} M_{\odot}$, или 60 % массы балджа [64]. Происхождение такой ЧД совершенно непонятно.

Ряд аналогичных примеров приведён в работе [65]. Согласно утверждению её авторов, несмотря на то что сверхмассивные чёрные дыры хорошо коррелируют с массой галактики, в которой они находятся, появляется всё больше указаний на наличие немого числа нарушителей этого закона. Примерами таковых являются галактики Henize 2-10, NGC 4889, и NGC 1277, в которых массы сверхтяжёлых чёрных дыр по крайней мере на порядок выше, чем можно было бы ожидать на основании данных о величине массы их галактики-хозяйки.

Открытие сверхкомпактной карликовой галактики [66] тоже не согласуется со стандартной моделью. Эта галактика возрастом 10 млрд лет обогащена металлами. Возможно, в её центре находится массивная чёрная дыра. Динамическая масса галактики $2 \times 10^8 M_{\odot}$, а её радиус всего лишь 24 пк, так что её плотность чрезвычайно высока. По данным космического рентгеновского телескопа "Чандра" (Chandra) в центре галактики находится переменный рентгеновский источник со светимостью $L_X \sim 10^{38}$ эрг s^{-1} . Это может быть активное галактическое ядро, связанное с массивной ЧД, или двойная рентгеновская система с малой массой (a low-mass X-ray binary). Результаты анализа оптического спектра свидетельствуют о том, что система весьма старая, возрастом порядка 10 млрд лет или более. Содержание металлов в ней близко к солнечному, однако с повышенным количеством [Mg/Fe] и сильно увеличенным [N/Fe]. Это указывает на возможное самообогащение лёгких элементов. Такое самообогащение могло бы возникнуть в тесных звёздных системах. С другой стороны, оно могло быть результатом нестандартного первичного нуклеосинтеза при очень высоком барионно-фотонном отношении.

В работе [67] обнаружена ещё одна чёрная дыра-переросток в галактике с умеренной массой. Масса ЧД в активном галактическом ядре была оценена как $M_{BH} = (3,5 \pm 0,8) \times 10^8 M_{\odot}$ при светимости за счёт аккреции $L_{AGN} = (5,3 \pm 0,4) \times 10^{45}$ эрг $s^{-1} \approx 10^{12} L_{\odot}$, что составляет 12 % эддингтоновской светимости. Всё это намного больше, чем можно было бы ожидать от галактики столь скромного размера. Результаты противоречат общепринятой картине, согласно которой эта галактика должна была недавно трансформироваться из дисковой звездо-

образующей галактики в пассивно эволюционирующую галактику раннего типа.

Наиболее впечатляющим примером сверхмассивной чёрной дыры, возникшей ниоткуда, является обнаруженная в работе [68] чёрная дыра, находящаяся в практически пустом пространстве.

Недавно появилось сообщение о существовании большой галактики, в которой доминирует тёмная материя [68]. Оценка полной массы галактики приводит к величине $\sim 10^{12} M_{\odot}$ при весьма низкой светимости. Отношение массы к светимости позволяет сделать вывод о том, что доля невидимой (тёмной) материи в этой галактике может быть весьма велика, примерно 98 %. Происхождение такой тёмной галактики не очень понятно. Представляется интересным выяснить, не находится ли в её центре сверхмассивная чёрная дыра, однако не питающая квазара из-за отсутствия обычной барионной материи. Или эта материя уже давно была "съедена" квазаром?

Описанные выше наблюдения ставят под сомнение стандартный сценарий образования сверхмассивных чёрных дыр в центрах галактик за счёт аккреции на центральную часть галактики. Гораздо более убедительной выглядит обратная картина, согласно которой раньше возникает сверхмассивная чёрная дыра, впоследствии служащая центром конденсации вещества, образующего галактику [1, 2, 64]. Было бы интересно, если бы удалось показать, что тип галактики (спиральная или эллиптическая) определяется исходной массой ЧД.

Неожиданным аргументом в пользу первичного происхождения сверхмассивных чёрных дыр стало обнаружение "квартета" квазаров [70] при красном смещении $z \approx 2$, т.е. не во вполне современной Вселенной, но и в не столь ранней, как при $z = 5-10$. Согласно утверждению авторов [70] предположительно все галактики когда-то проходили квазарную фазу, при которой их светимость обеспечивалась аккрецией на сверхмассивную чёрную дыру. Однако, в силу того что квазары — редкие объекты, разноразличные на космологические расстояния, вероятность обнаружить квазарный квадруполь равна всего лишь $\sim 10^{-7}$. Это в свою очередь требует, чтобы доминирующая часть массивных структур в далёкой Вселенной получила огромное количество холодного газа с плотностью около 1 см^{-3} , что находится в сильном противоречии с результатами космологических симуляций.

Согласно общепринятым воззрениям сверхмассивные чёрные дыры, находящиеся в центрах галактик, образуются вследствие аккреции, но появляющиеся новые данные явно противоречат этой классической картине.

Недавно был опубликован интересный результат [71] о наблюдении сверхтяжёлой чёрной дыры на расстоянии, отвечающем красному смещению $z = 0,3504$, т.е. на расстоянии примерно в 1 Гпк, массой около 180 млн $M_{\odot}$ или, как написано в статье [71], $\log M_{BH} = (8,21 \pm 0,02) M_{\odot}$. Эта чёрная дыра смещена от ядра галактики на расстояние $1,260 \pm 0,05$ кпк и движется прочь со скоростью $175 \pm 25 \text{ км с}^{-1}$. Авторы [71], выдвигают гипотезу о том, что обнаруженная убегающая ЧД образовалась в результате слияния двух более лёгких чёрных дыр в галактическом центре. Этот процесс мог бы обеспечить значительный импульс отдачи, что в свою очередь привело бы к наблюдаемому выбрасыванию суммарной чёрной дыры.

Намного более естественным представляется другой вариант, а именно: первичная сверхмассивная чёрная дыра, которая не обзавелась собственной галактикой (как мы видели выше, такие чёрные дыры есть), в процессе своих космических блужданий просто проходит, как медведь-шатун в астрономическом масштабе, через чужую галактику, имеющую собственную ЧД в центре.

3.3. Чёрные дыры с массами порядка солнечной

Распределение чёрных дыр, наблюдаемых в Млечном Пути, по массам имеет весьма странный вид с точки зрения стандартной теории. Согласно работе [72] массы ЧД неожиданно высоки и сосредоточены в довольно узком интервале, $(7,8 \pm 1,2)M_{\odot}$. Этот результат согласуется с другими наблюдениями [73], в которых пик распределения также находится при $M \sim 8M_{\odot}$, тогда как чёрные дыры с массой ниже $5M_{\odot}$ практически отсутствуют и наблюдается резкое убывание их количества при $10M_{\odot}$.

Такое поведение необъяснимо, если чёрные дыры образуются в результате звёздного коллапса, как обычно предполагается.

Как отмечено в работе [74], астрономические данные, по-видимому, указывают также на то, что распределение по массе имеет двухпиковую форму с минимумом между максимальной массой нейтронной звезды и нижним пределом массы чёрных дыр, найденных в указанных выше работах. В стандартной модели такое поведение не находит объяснения, но хорошо вписывается в рассматриваемый здесь механизм рождения массивных первичных чёрных дыр при предположении, что в Галактике имеются две популяции чёрных дыр: "наши" первичные (доминирующие?) и "нормальные", возникшие в результате коллапса ядер очень массивных звёзд. Распределение по массам для этих популяций должно быть различным: в первом случае — логнормальным, а во втором — повторяющим распределение звёзд с массами выше $20-30 M_{\odot}$.

3.4. Проблема МАЧО

Похожая и, возможно, также связанная с чёрными дырами проблема — это проблема природы МАЧО (MACHO — Massive Astrophysical Compact Halo Objects) — невидимых или очень слабо светящихся объектов с массой порядка половины солнечной, открытых коллаборациями MACHO и EROS (Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres) с помощью гравитационного микролинзирования. МАЧО обнаружены в галактическом гало, в направлении на центр Галактики и недавно в галактике Андромеда (M31). Плотность этих объектов значительно превышает ожидаемую в случае, если бы они были звёздами малой светимости. Однако она недостаточно высока для того, чтобы объяснить всю массу тёмной материи, находящейся в гало. Краткий обзор положения дел с МАЧО дан в работе [75], которой мы следуем ниже (см. также [76]).

Коллаборация MACHO [77, 78] объявила о регистрации 13 – 17 случаев микролинзирования в направлении на Большое Магелланово Облако, что гораздо больше ожидаемого количества событий микролинзирования, обусловленных слабосветящимися звёздами. По оценкам работ [77, 78] отношение плотности обнаруженных гравитационных микролинз к плотности вещества в гало, которая фактически является плотностью тёмной мате-

рии, находится в диапазоне $0,08 < f < 0,50$ при доверительном интервале (confidence level, CL) 95 % для $0,15M_{\odot} < M < 0,9M_{\odot}$.

Коллаборация EROS привела лишь верхний предел массовой доли зарегистрированных линз, $f < 0,2$ (95 % CL) в том же интервале масс, который указан выше на основании данных MACHO. Последующие наблюдения, проведённые EROS-2 [79], привели к более сильному ограничению: $f < 0,1$ в интервале масс $10^{-6}M_{\odot} < M < M_{\odot}$.

Коллаборация AGAPE (Andromeda Gravitational Amplification Pixel Experiment) [80], занимающаяся поиском МАЧО в направлении на галактику Андромеда, приводит результат $0,2 < f < 0,9$, в то время как коллаборация MEGA (Microlensing Exploration of the Galaxy and Andromeda) [81] даёт более сильный верхний предел: $f < 0,3$.

Анализ этой противоречивой ситуации проведён в работе [82]. Дальнейшие поиски [83] EROS-2 и OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) в направлении на Малое Магелланово Облако дают $f < 0,1$ (95 % CL) для масс $\sim 10^{-2}M_{\odot}$ и $f < 0,2$ для масс $\sim 0,5M_{\odot}$.

Не вызывает сомнения то, что МАЧО существуют. Их плотность сравнима с плотностью тёмной материи в гало Галактики, но их природа не ясна. В принципе МАЧО могут являться коричневыми карликами, мёртвыми звёздами или первичными чёрными дырами. Однако коричневые карлики и мёртвые звёзды в таком количестве не могут возникнуть в результате нормальной звёздной эволюции, тогда как первичные чёрные дыры или компактные звездоподобные объекты, пришедшие к нам из ранней Вселенной, вполне могут существовать.

3.5. Чёрные дыры промежуточной массы в современной Вселенной

В современной Вселенной обнаруживаются так называемые чёрные дыры промежуточной массы в несколько десятков, сотен и тысяч масс Солнца. Их рождение в канонической астрофизике также вызывает множество серьёзных вопросов (см., например, обзор [84]).

Например, необычные свойства недавно открытой сверхновой iPTF13bvn [85] в близкой галактике NGC 5806 могут быть объяснены предположением, что компаньоном предка этой сверхновой была тяжёлая чёрная дыра, которая могла бы возникнуть в результате коллапса звезды с массой свыше $70 M_{\odot}$ [86]. В качестве альтернативы, тяжёлые первичные чёрные дыры, механизм рождения которых описан в разделе 5, являются прекрасными кандидатами на роль таких компаньонов.

В последнее время появились указания на то, что в центре шаровых скоплений находятся чёрные дыры с промежуточными массами, т.е. с массами в несколько тысяч масс Солнца. В обычном подходе происхождения таких ЧД объяснить тяжело, но в нашей модели они возникают как раз в нужном количестве (см. раздел 7).

Все эти данные хорошо укладываются в обратную картину формирования галактик, состоящую в том, что чёрные дыры не образуются в результате коллапса вещества в центре галактик, а, наоборот, служат зародышами формирования разнообразных скоплений звёзд. Малые чёрные дыры, массой $(10^3 - 10^4) M_{\odot}$, натягивают на себя маленькие "галактички". Чёрные дыры побольше собирают вокруг себя карликовые галактики, а сверхмассивные чёрные дыры являются центром "конденсации" громадных галактик. В спиральных галактиках чёрные

дыры не очень велики, их масса не более нескольких миллионов масс Солнца (как у нас в Млечном Пути), а в эллиптических и линзовидных галактиках массы чёрных дыр составляют несколько миллиардов масс Солнца. Интересно, что здесь является причиной, а что следствием?

Близкая точка зрения высказана в работах [4, 87], где ставится вопрос о том, не могут ли чёрные дыры промежуточной массы присутствовать практически во всех старых карликовых галактиках. По утверждению авторов [4, 87], эта гипотеза объясняет все загадочные особенности свойств карликовых галактик.

4. Проблемы с источниками гравитационных волн, открытыми LIGO

11 февраля 2016 г. обсерватория гравитационных волн LIGO объявила об открытии гравитационных волн, излучённых в процессе слияния двух тяжёлых чёрных дыр (GW150914) [88]⁶. Массы исходных чёрных дыр $36^{+5}_{-4} M_{\odot}$ и $29^{+4}_{-4} M_{\odot}$. Масса образовавшейся в результате слияния чёрной дыры $62^{+4}_{-4} M_{\odot}$. Собственный угловой момент "суммарной" чёрной дыры (спин) близок к максимальному: $s = 0,67^{+0,05}_{-0,07}$, тогда как спины исходных чёрных дыр малы, совместимы с нулем. Результаты измерений для события GW150914 представлены в работе [88] в табл. I.

4 января 2017 г. LIGO зарегистрировала событие GW170104 с очень похожими свойствами [96]. Массы сливающихся чёрных дыр $31,2^{+8,4}_{-6,0} M_{\odot}$ и $19,4^{+5,3}_{-5,9} M_{\odot}$. Масса конечной чёрной дыры $M_{\text{fin}} = 48,7^{+5,7}_{-4,6} M_{\odot}$, а излучённая энергия $\Delta E = 2,0^{+0,6}_{-0,7} M_{\odot}$. Спины сталкивающихся чёрных дыр совместимы с нулём, тогда как спин образовавшейся ЧД довольно велик, $s = 0,64^{+0,09}_{-0,20}$.

Форма сигналов, зарегистрированных в событиях GW150914 и GW170104, находится в замечательном согласии с предсказанием общей теории относительности (ОТО) о излучении гравитационных волн при слиянии двух шварцшильдовских чёрных дыр, так что эти результаты представляют собой не только первые непосредственные регистрации гравитационных волн, но и первую проверку ОТО для сильных полей, когда метрика сильно отличается от плоской, как это имеет место в поле Шварцшильда вблизи горизонта. В настоящее время имеется информация о ещё нескольких, хотя, возможно, и не столь ярких событиях.

Доказательство справедливости ОТО для сильных полей привело, однако, к возникновению новых проблем, связанных с неожиданными свойствами сталкивающихся чёрных дыр, особенно ярко проявившимися в первом событии, GW150914. Суть этих проблем, возникающих при стандартном астрофизическом происхождении ЧД, обнаруженных LIGO, подробно описана в нашей работе [3], которой мы будем здесь следовать (см. также [97, 98]). Речь пойдёт о следующих трёх проблемах стандартной теории.

1. Каково происхождение столь тяжёлых чёрных дыр (с массами $\sim 30 M_{\odot}$)?

2. Как объяснить низкие спины сливающихся чёрных дыр?

3. Как могла возникнуть двойная система чёрных дыр из предположительно двойной звёздной системы?

Каноническая теория возникновения чёрных дыр наталкивается на значительные трудности в попытке объяснения этих наблюдений. Ниже мы приведём ответы на поставленные вопросы в рамках предлагаемой здесь модели раннего рождения тяжёлых первичных чёрных дыр.

Проблема происхождения тяжёлых чёрных дыр. Обычно предполагается, что чёрные дыры рождаются в процессе звёздного коллапса, хотя полной последовательной теории до сих пор не существует. Для того чтобы возникла чёрная дыра с массой, скажем, в $30 M_{\odot}$, звезда-предок должна иметь очень большую массу, $M > 100 M_{\odot}$, и низкое содержание металлов во избежание потери слишком большой доли массы в процессе эволюции. Столь тяжёлые звёзды могут присутствовать в молодых галактиках, где идёт активное звездообразование, но такие галактики пока не обнаружены в достаточно большом количестве.

Низкие значения спинов сливающихся чёрных дыр в первом (GW150914) и третьем (GW170104) событиях LIGO. Малые спины сливающихся чёрных дыр сильно ограничивают возможные астрофизические механизмы рождения таких ЧД в процессе звёздного коллапса (см., в частности, недавнюю работу [99]). Однако динамическое образование двойной системы массивных чёрных дыр в плотных звёздных кластерах не исключено. Второй надёжный случай (GW151226), зафиксированный LIGO, не столь сильно противоречит стандартной астрофизике.

Наконец, последняя по порядку, но не по значимости проблема образования гравитационно-связанной двойной системы ЧД. Системы двойных звёзд довольно часто наблюдаются в галактиках. Считается, что они образуются из общего гравитационно-связанного облака межзвёздного газа. Если чёрная дыра возникает при звёздном коллапсе, как обычно предполагается, то ничтожная несферичность коллапса приведёт к очень большому импульсу отдачи и, соответственно, к большой скорости чёрной дыры и разрушению двойной системы. Косвенным указанием на такой процесс являются наблюдаемые высокие скорости пульсаров в Галактике, достигающие 1000 км с^{-1} , тогда как средние скорости звёзд составляют всего лишь $200 - 300 \text{ км с}^{-1}$. Прямое образование чёрных дыр из звёзд третьего поколения с последующим формированием двойной системы из пары ($\sim (30 + 30) M_{\odot}$) рассматривалось в литературе, и было показано, что оно весьма маловероятно.

Все эти проблемы просто и экономно решаются, если наблюдаемые источники гравитационных волн являются первичными чёрными дырами, созданными посредством механизма, описанного в разделе 5. Такой механизм позволяет легко сотворить достаточное количество чёрных дыр с массами в несколько десятков масс Солнца. Эти чёрные дыры рождаются с нулевой скоростью в сопутствующей системе. Поэтому вероятность их взаимного захвата не подавлена большой относительной скоростью, особенно после того, как ЧД потеряют её, например, вследствие динамического трения в плотной первичной плазме, как описано, в частности, в работе [100], правда, для другой физической ситуации. Спин таких ЧД близок к нулю, так как в ранней Вселенной отсутствуют вращательные возмущения.

⁶ См. опубликованные в УФН статьи [89–95], посвящённые различным аспектам детектирования гравитационных волн.

Спектр масс этих чёрных дыр предсказывается практически независимо от модели. Важно лишь то, что фундамент создания таких ЧД был заложен во время инфляции.

Предположение о том, что обнаруженные на интерферометре LIGO двойные системы чёрных дыр не являются, как считалось обычно, продуктами звёздной эволюции, а представляют собой системы первичных чёрных дыр, возникшие в ранней Вселенной, было сделано ещё в нескольких работах [101–108], но лишь наша работа [3] содержит конкретную динамическую модель формирования таких ЧД [1, 2] и предсказывает их спектр.

Модель рождения ПЧД, реализующая все эти свойства, рассмотрена в разделе 5.

5. Раннее рождение тяжёлых и сверхтяжёлых чёрных дыр и компактных звездоподобных объектов

Используемый в настоящем обзоре механизм возникновения массивных чёрных дыр и компактных звездоподобных объектов в ранней Вселенной был предложен в работе [1] и детально рассмотрен в работе [2]. Основная идея этого механизма состоит в небольшой модификации механизма бариогенезиса Аффлекса и Дайна (БАД) [109]. Это уникальный механизм, который естественным образом приводит к очень большой величине барионной асимметрии, вплоть до $\beta_{AD} = n_B/n_\gamma \sim 1$, тогда как наблюдаемая величина асимметрии на много порядков меньше, $\beta_{obs} = n_B/n_\gamma = 6 \times 10^{-10}$. Здесь n_B, n_γ — соответственно плотности числа барионов и фотонов микроволнового фона. Обычно усилия теоретиков направлены на то, чтобы максимально увеличить эффективность механизма генерации избытка вещества над антивеществом, а в рамках БАД приходится эту эффективность подавлять.

Существенным ингредиентом БАД является гипотеза о существовании комплексного скалярного поля χ с ненулевым барионным числом. Предполагается также, что масса этого поля m_χ мала по сравнению с параметром Хаббла на существенном этапе эволюции (ниже будет ясно, когда именно). Кроме того, считается, что потенциал поля χ имеет так называемые плоские направления, вдоль которых энергия поля не изменяется. Все эти условия, так же как и несохранение барионного числа, естественно реализуются в суперсимметричных моделях, однако суперсимметрия в полном объёме совсем необязательна.

В качестве примера, реализующего этот механизм, рассмотрим модель с потенциалом

$$U_\chi = m_\chi^2 \chi^2 + m_\chi^{*2} \chi^{*2} + \lambda_\chi (\chi^4 + \chi^{*4} + 2|\chi|^4) = 2|m_\chi|^2 |\chi|^2 \cos(2\theta + 2\alpha) + 2\lambda |\chi|^4 \cos(4\theta), \quad (2)$$

где $\chi = |\chi| \exp(i\theta)$, $m_\chi = |m_\chi| \exp(i\alpha)$ и $\lambda > 0$. Мы полагаем, что λ — действительная величина, так как её фазу можно обратить в нуль преобразованием $\chi \rightarrow \exp(i\theta_0) \chi$ с постоянной фазой.

Барионный ток определяется следующим выражением:

$$J_\mu(\chi) = iB_\chi (\chi^* \partial_\mu \chi - \partial_\mu \chi^* \chi) = 2B_\chi \partial_\mu \theta |\chi|^2, \quad (3)$$

где B_χ — барионное число кванта поля χ .

Если $\alpha \neq 0$, то нарушается инвариантность относительно зарядового сопряжения, т.е. перехода от частиц к античастицам. А если потенциал U_χ не инвариантен относительно фазового вращения $\chi \rightarrow \exp(i\theta_0) \chi$, то не сохраняется барионное число. Таким образом, два из трёх условий Сахарова [110] будут выполнены. Как показано ниже, третье условие отклонения от термодинамического равновесия для БАД не является необходимым.

Однородное поле $\chi = \chi(t)$ в метрике Фридмана удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\chi} + 3H\dot{\chi} + \frac{dU}{d\chi^*} = 0, \quad (4)$$

где U — потенциал поля χ , например, (2), а $H = \dot{a}/a$ — параметр Хаббла, здесь a — космологический масштабный фактор. Уравнение (4) формально совпадает с ньютоновским уравнением движения точечной частицы в двумерном пространстве $(\text{Re } \chi, \text{Im } \chi)$ под действием силы $F = -U'$ в среде с жидким трением $\sim \dot{\chi}$. Если потенциал U симметричен относительно вращений, то сохраняется угловой момент, который в данном описании совпадает с плотностью барионного числа $n_B = J_0(\chi)$, где $J_0(\chi)$ определяется выражением (3). Эта аналогия позволяет легко представить эволюцию $\chi(t)$ и барионного числа при известной форме потенциала.

На стадии космологической инфляции, когда масштабный фактор возрастает почти экспоненциально, $a(t) \sim \exp(Ht)$, а наклон потенциала мал по сравнению с темпом расширения мира, т.е. $U'' \ll H^2$, квантовые флуктуации χ оказываются сильнее, чем классическая сила, возвращающая χ в положение механического равновесия, среднее значение квадрата поля возрастает со временем, $\chi^2 = H^3 t / (2\pi)^2$ [111–113]⁷. Это означает, что поле χ со значительной вероятностью будет иметь большую амплитуду вдоль долины, где потенциал лишь слабо увеличивается (либо совсем не изменяется, если масса χ остаётся равной нулю).

Когда инфляция закончится и параметр Хаббла начнёт убывать со временем как $H \sim 1/t$, эффект квантовых флуктуаций уменьшится и поле χ вернётся в минимум потенциала, подчиняясь уравнению движения (4). Если, скатываясь вниз, χ по какой-либо причине приобретёт ненулевой угловой момент, то, говоря иными словами, барионное число χ станет отличным от нуля. В дальнейшем при распадах χ это накопленное барионное число приведёт к асимметрии между количеством кварков и антикварков, причём величина асимметрии может быть весьма значительной.

Причиной возникновения ненулевого n_B (см. уравнение (3)) могут быть квантовые флуктуации поперёк долины либо различие в направлениях квартичной, $\sim \chi^4$, и квадратичной, $\sim \chi^2$, долин. При большой амплитуде движение χ управляется квартичной долиной и является направленным вниз вдоль неё. При уменьшении $|\chi|$ квадратичный потенциал становится доминирующим и поле χ переходит в эту долину. Если направления долин различны, то при переходе из одной долины в другую возникает поперечное движение χ , т.е. величина θ стано-

⁷ См., однако, работу [114], в которой другим способом получен точно такой же результат, но с противоположным знаком.

вится отличной от нуля и, соответственно, возникает ненулевая плотность барионного числа.

В этом заключается суть классического механизма БАД. Для его реализации суперсимметрия в полном объёме не обязательна. Необходимо лишь наличие скалярного поля относительно малой массы, $m_\chi < H$, с ненулевым и несохраняющимся барионным числом. Накопленное барионное число поля χ переходит в барионное число кварков при распадах χ , в которых барионное число может и сохраняться.

Наша модификация БАД [1] состоит во введении дополнительного взаимодействия χ с полем инфлатона Φ в виде

$$U_{\chi\Phi} = g|\chi|^2(\Phi - \Phi_1)^2, \quad (5)$$

где g — безразмерная константа связи, Φ_1 — значение поля инфлатона, достигавшееся во время инфляции. На первый взгляд это взаимодействие кажется довольно искусственным, однако это общий вид перенормируемого взаимодействия двух скалярных полей. Единственное требуемое условие — это выбор значения Φ_1 , после достижения которого инфляция ещё длилась достаточно долго, чтобы могли сформироваться объекты астрофизически значимого размера с высокой барионной плотностью.

Наличие взаимодействия (5) коренным образом меняет эволюцию $\chi(t)$. Когда значение Φ находилось далеко от Φ_1 , эффективная масса χ была велика и поле удерживалось вблизи минимума потенциала при $\chi = 0$. Однако при $\Phi \approx \Phi_1$ калитка к большим значениям χ была открыта и поле могло убежать довольно далеко от нуля. После того как Φ пройдёт через Φ_1 и разность $|\Phi - \Phi_1|$ превзойдёт величину H , поле χ будет вынуждено вернуться обратно к нулю, но, возвращаясь обратно, оно приобретёт значительный угловой момент, а значит, и барионное число в соответствии с описанной выше картиной.

Если калитка к "плоскому направлению" открывается на довольно малое время, то вероятность прорваться к большим значениям χ окажется невелика и объекты с большой плотностью барионов будут занимать незначительную часть объёма Вселенной, тогда как остальная, занимающая намного больший объём, часть Вселенной, будет иметь обычную величину барионной асимметрии $\beta \approx 6 \times 10^{-10}$, созданную малым полем χ , которое не успело просочиться на большие значения. Такой процесс по своему характеру является промежуточным между фазовыми переходами первого и второго рода. Его можно было бы назвать фазовым переходом порядка $3/2$. Когда инфлатон Φ пройдёт значение Φ_1 , эффективная масса поля χ снова станет велика и поле постепенно вернётся к нулевому значению в минимуме потенциала, по пути создав огромную величину барионной асимметрии.

Вначале в результате этого процесса возникнут лишь неоднородности в химическом составе первичного вещества (isocurvature fluctuations), так как кварки в очень ранней Вселенной являются безмассовыми. Однако после фазового перехода квантовой хромодинамики (КХД) от свободных кварков к фазе невылетания (конфайнмента), в которой кварки образуют массивные нуклоны, неоднородности в распределении барионного числа переходят в неоднородности плотности энергии/массы. В

результате при температуре $100 - 200$ МэВ во Вселенной возрастом более $10^{-5} - 10^{-4}$ с возникают либо компактные звездоподобные объекты, либо первичные чёрные дыры. Выбор между ними определяется соотношением между массой объекта и джинсовской массой. Такие объекты уместно назвать *пузырями с большой плотностью барионов* (ПБПБ) (High Baryon Bubbles — HBB).

Распределение ПБПБ по массам можно рассчитать с помощью диффузионного уравнения Старобинского [115, 116], обобщённого для случая комплексного поля χ [1, 2]. Форма распределения практически не зависит от модели. Она определяется тем, что рождение пузырей происходит на стадии инфляции, и является логнормальной [1, 2]:

$$\frac{dN}{dM} = \mu^2 \exp \left(-\gamma \ln^2 \frac{M}{M_0} \right), \quad (6)$$

где параметры μ и M_0 имеют размерность массы или, что то же самое, обратной длины, а параметр γ безразмерен.

Известно, что такое распределение может возникать в процессе образования звёзд, но на гораздо более поздней стадии и вследствие совершенно иной физики. Ожидать, что первичные чёрные дыры, появившиеся гораздо раньше, тоже будут иметь логнормальное распределение по массам, *a priori* нет никаких оснований, если только не построить нетривиальную динамическую модель, как это сделано в работах [1, 2].

Со стороны больших масс распределение (6) обрывается продолжительностью инфляции после того, как Φ пройдёт значение Φ_1 . Следуя работе [3], максимальную массу ПБПБ можно оценить следующим образом. Масса материи, содержащейся внутри области с большим χ , по порядку величины выражается как

$$M_{\text{infl}} = \frac{4\pi}{3} \rho l^3, \quad (7)$$

где l — размер области с большим χ и начальным размером порядка $1/H$, который за время инфляции от момента прохождения значения Φ через Φ_1 до момента окончания инфляции раздулся до величины $l \sim (1/H) \exp [H(t_{\text{end}} - t_{\text{in}})]$. Здесь H — параметр Хаббла во время инфляции, t_{in} — момент времени, в который открылось окно к плоскому направлению, т.е. когда амплитуда инфлатона Φ приблизилась к Φ_1 сверху, t_{end} — эффективный момент окончания инфляции.

Плотность энергии во время инфляции остаётся примерно постоянной:

$$\rho = \frac{3H^2 m_{\text{pl}}^2}{8\pi} = \text{const}. \quad (8)$$

Таким образом, максимальная масса ПБПБ к моменту окончания инфляции при $t = t_{\text{end}}$ достигнет величины

$$M_{\text{infl}}^{\text{max}} = \frac{m_{\text{pl}}^2}{2H} \exp [3H(t_{\text{end}} - t_{\text{in}})]. \quad (9)$$

В приближении мгновенного разогрева, когда Вселенная быстро достигла температуры T_h , плотность энергии (8) выразится через T_h как

$$\rho = \frac{\pi^2}{30} g_* T_h^4, \quad (10)$$

где $g_* \sim 100$ — число релятивистских степеней свободы в первичной плазме. Учитывая все факторы, получим следующую оценку максимальной массы чёрной дыры, образовавшейся впоследствии при фазовом переходе в КХД:

$$M_{\text{infl}}^{\text{max}} = \left(\frac{90}{32\pi^3 g_*} \right)^{1/2} \frac{m_{\text{Pl}}^3}{T_h^2} \exp[3H(t_{\text{end}} - t_{\text{in}})]. \quad (11)$$

Предполагая, что после инфляции ПБПБ были заполнены релятивистским веществом, можно увидеть, что их масса должна убывать по закону T/T_h , поскольку плотность энергии релятивистской материи уменьшается как $1/a^4$, в то время как размер ПБПБ возрастает пропорционально первой степени масштабного фактора a , так что объём этих пузырей увеличивается как a^3 . Разумная величина температуры разогрева составляет около 10^{14} ГэВ, а температура, при которой внутри ПБПБ начинает доминировать нерелятивистское вещество, равна температуре фазового перехода в КХД, т.е. $T_{\text{MD}} \sim 100$ МэВ. Точная величина последней не слишком важна, поскольку результат зависит от неё лишь логарифмически. Следовательно, максимальная величина массы ПБПБ сегодня

$$M_{\text{today}} = \left(\frac{90}{32\pi^3 g_*} \right)^{1/2} \frac{m_{\text{Pl}}^3}{T_h^2} \frac{T_{\text{MD}}}{T_h} \exp[3H(t_{\text{end}} - t_{\text{in}})]. \quad (12)$$

Этот результат получен без учёта аккреции за время существования первичной чёрной дыры, которая обсуждается ниже.

Таким образом, необходимая продолжительность инфляции для создания ПЧД с массой $M_{\text{BH}}^{\text{max}}$ выражается как

$$\begin{aligned} \exp[3H(t_{\text{end}} - t_{\text{in}})] &= \\ &= 10^{37+5-10+15} \left(\frac{T_h}{10^{14} \text{ ГэВ}} \right)^3 \frac{M_{\text{BH}}^{\text{max}}}{10^4 M_{\odot}} \frac{100 \text{ МэВ}}{T_{\text{MD}}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Отсюда следует, что для создания ПЧД с массой $\gtrsim 10^4 M_{\odot}$ необходимо выполнение условия $H(t_{\text{end}} - t_{\text{in}}) \gtrsim 36$ при предположении, что все остальные множители в правой части равенства (13) порядка единицы. Напомним для сравнения, что минимальная длительность инфляции для создания нашей Вселенной около $H\Delta t_{\text{infl}} \sim 70$. Уравнение (12) можно обратить, чтобы найти максимальную массу чёрной дыры при фиксированном периоде инфляции.

Обычно к потенциалам взаимодействия (2) и (5) добавляют так называемую поправку Коулмана–Вейнберга [117]:

$$U = \lambda_{\text{CW}} |\chi|^4 \ln \frac{|\chi|^2}{\sigma^2}, \quad (14)$$

которая возникает при суммировании однопетлевых диаграмм, описывающих взаимодействие χ с другими полями, включая самодействие. В результате полный потенциал χ оказывается равным сумме трёх членов: (2), (5) и (14). Численные расчёты в наших работах [1, 2] проведены для потенциала именно такой формы. Эволюция полного потенциала при изменении $\Phi(t)$ изображена на рис. 1. На рисунке 2 представлено поведение модуля амплитуды χ при появлении и исчезновении

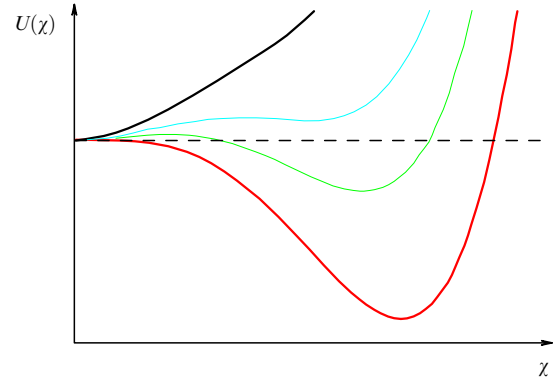


Рис. 1. Потенциал U поля χ для различных значений амплитуды поля инфлатона Φ . Самая верхняя кривая отвечает условию $\Phi \gg \Phi_1$, при котором имеется единственный минимум при $\chi = 0$. По мере приближения Φ к Φ_1 возникает постепенно углубляющийся второй минимум. Самая нижняя кривая и, соответственно, самый глубокий минимум отвечают равенству $\Phi = \Phi_1$. С дальнейшим возрастанием Φ начинается обратное движение потенциальной кривой с возвращением к единственному минимуму при $\chi = 0$.

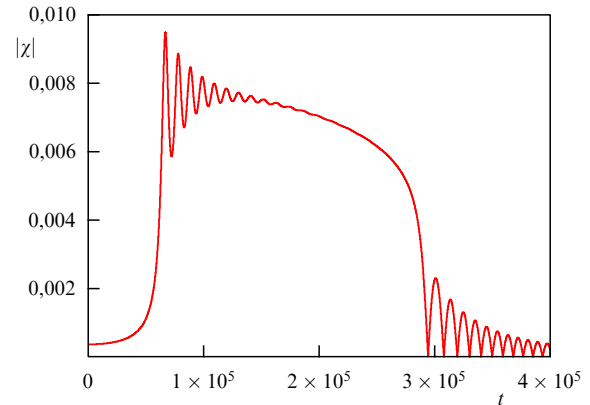


Рис. 2. Поведение амплитуды $|\chi|$ в процессе углубления потенциала. Время t приведено в единицах обратной массы инфлатона. Вначале $|\chi|$ монотонно возрастает, следуя положению минимума потенциала, а затем начинает перегонять минимум и осциллировать с затуханием вокруг него. По мере исчезновения второго, более глубокого, минимума χ скатывается вниз к нулевой амплитуде, приобретая по пути ненулевой момент вращения, как показано на рис. 3.

второго минимума потенциала. На рисунке 3 демонстрируется возникновение вращения $\chi(t)$ при переходе из одной долины потенциала в другую.

Как отмечалось выше, при дальнейшем распаде χ -мезона на кварки с сохранением B генерируется большая барионная асимметрия, но лишь в объектах небольшого, примерно звёздного, размера. Интересно, что в этой модели можно ожидать естественного, хотя и не обязательного, появления сравнимого с числом барионных объектов числа компактных объектов из антиматерии, которые могут вполне обильно заселять нашу Галактику и её гало. Количество антибарионов может быть сравнимым с количеством наблюдаемых барионов в обычной форме и даже превосходить его, но не противоречить, тем не менее, существующим ограничениям, так как антиматерия будет находиться в виде компактных звездоподобных объектов, не говоря уже о чёрных дырах. Анализ ограничений на количество компактных антизвёзд в Галактике и возможных эффектов,

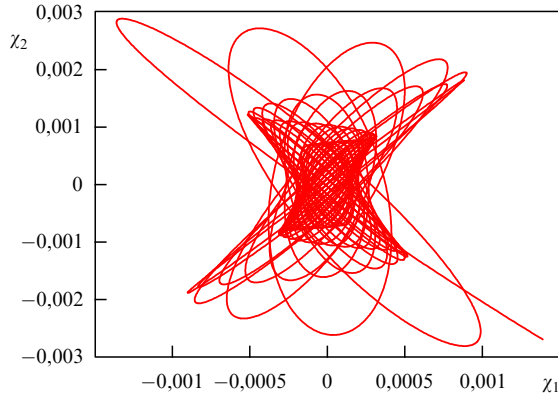


Рис. 3. Эволюция $\chi(t) = \chi_1 + i\chi_2$ в комплексной плоскости. Видно, что возникает ненулевая, изменяющаяся со временем фаза $\chi(t)$ и, следовательно, согласно уравнению (3), генерируется ненулевая плотность барионного числа поля $\chi(t)$.

связанных с их существованием, проведён в работах [118–120]. Анализ поисков антиматерии во Вселенной проведён в обзоре [121].

Рассмотренный в этом разделе механизм естественным образом объясняет лавину удивительных результатов наблюдений последних лет, описанных в разделах 2–4, и предсказывает (при подгонке параметров) достаточное количество двойных систем тяжёлых чёрных дыр — источников наблюдаемых гравитационных волн. При таком широком спектре масс, заметно отличающемся от предполагаемого ранее, вся тёмная материя (или, по крайней мере, её значительная часть) могла бы состоять из тяжёлых первичных чёрных дыр, как предполагалось в давних работах [1, 2]. В последнее время в связи с открытием LIGO эта гипотеза приобрела новую популярность (ссылки на соответствующие работы приведены в разделе 4).

Логарифмически нормальный спектр позднее был воспроизведён в работе [122] на основе других соображений и постулирован в статье [123] без каких-либо обоснований.

6. Рост масс первичных чёрных дыр за счёт аккреции

6.1. Традиционный подход

Выражение (6) описывает распределение первичных чёрных дыр по массам сразу после их рождения. В дальнейшем массы чёрных дыр возрастают вследствие аккреции окружающей материи, причём интенсивность аккреции зависит и от уравнения состояния материи, и от массы ЧД. Из-за последнего спектр масс искажается и его форма становится отличной от простой логнормальной. В последующем изложении мы близко следуем работе [3].

Первое рассмотрение образования первичных чёрных дыр и оценки роста их масс за счёт аккреции были проведены Зельдовичем и Новиковым [124]. Согласно [124] чёрные дыры возникают, когда относительные флуктуации плотности на масштабе, равном космологическому горизонту, $r_h = 2t$, оказываются равными единице, $\delta\rho/\rho \approx 1$, где ρ — плотность энергии материи на

радиационно-доминированной стадии,

$$\rho = \frac{3m_{\text{Pl}}^2}{32t^2}. \quad (15)$$

Масса внутри области радиусом $r = r_h$

$$M_h = \frac{4\pi r_h^3}{3} \rho = m_{\text{Pl}}^2 t. \quad (16)$$

При этом гравитационный радиус, отвечающий массе M_h , как раз оказывается равным космологическому горизонту, $r_g = r_h$, т.е. все флуктуации оказываются внутри области, ограниченной своим гравитационным радиусом, а значит, образуют чёрную дыру с начальной массой

$$M_0 = m_{\text{Pl}}^2 t_0 \approx 10^5 M_\odot t_0, \quad (17)$$

где значение времени t_0 выражается в секундах.

Используя нерелятивистское приближение Бонди–Хойла, авторы [124] показали, что масса чёрной дыры с начальной массой M_0 , образовавшейся в момент t_0 , возрастает по закону

$$M = \frac{M_0}{1 - (KM_0/t_0)(1 - t_0/t)}, \quad (18)$$

где $K = 9\sqrt{3}/(2m_{\text{Pl}}^2)$. Согласно выражению (18) масса ЧД обращается в бесконечность за малое время, так что результат явно требует уточнения. Карр и Хокинг [125] первыми обратили внимание на недостатки оценок по формуле Бонди–Хойла. Результаты их работы были аналитически подтверждены в работах [126, 127]. Модель Карра–Хокинга показывает, что скорость роста очень массивных ПЧД в механизме Зельдовича–Новикова сильно переоценена [128]. Однако численные расчёты работы [129] демонстрируют значительное возрастание масс относительно небольших ЧД с $r_g \ll r_h$ в лептонную эру в течение времени вплоть до 100 с.

Приближение Зельдовича–Новикова было обобщено для релятивистского случая в работах [130, 131] (см. также [132]). Было также учтено уменьшение космологической плотности аккрецирующей материи. Однако влияние космологического расширения на динамику аккреции в ранних упрощённых вычислениях не учитывалось. Последний эффект может быть весьма существенным для массивных чёрных дыр с радиусом, близким к космологическому горизонту в ранней Вселенной.

6.2. Рост барионных пузырей

В нашей модели формирование и эволюция ПЧД из пузырей с большой барионной плотностью происходят иначе. После фазового перехода КХД в ранней Вселенной при температуре $T = 100–200$ МэВ и $t \sim 10^{-5}–10^{-4}$ с кварки образуют нерелятивистские протоны и нейтроны, вследствие чего возникает большой контраст между плотностью пузырей, заполненных тяжёлыми барионами, и плотностью остальной, занимающей почти весь объём Вселенной, релятивистской космологической плазмы, в которой вклад барионов на этой стадии ничтожен. Когда радиус пузыря войдёт под космологический горизонт, контраст плотности с большой вероятностью может оказаться большим, $\delta\rho/\rho \gtrsim 1$, и такой

пузырь станет чёрной дырой. Отметим, что этот механизм существенно отличается от традиционно рассматриваемого в литературе (см., например, работу [133] и приведённые там ссылки).

Современное состояние проблемы роста затравочных (родительских) чёрных дыр в центрах галактик описано в недавней работе [134] в предположении дельтаобразности функции распределения по массам в начальный момент с центральной массой $M \gtrsim 10^4 - 10^5 M_\odot$. В цитируемой работе предполагается, что эти чёрные дыры были рождены в гало тёмной материи при $z \gtrsim 15$ и быстро росли за счёт аккреции газа. Если бы масса гало была меньше, чем $\sim 10^{12} M_\odot$, то роста чёрной дыры практически не происходило бы, тогда как в более массивном гало масса ЧД росла бы очень быстро. Окончательное значение массы чёрной дыры определялось саморегулирующимся соотношением между массой гало тёмной материи и массой центральной чёрной дыры. В этом процессе масса сверхмассивной ЧД могла вырасти до величины $10^8 M_\odot$, по достижении которой масса ЧД возрастала линейно, пропорционально массе окружающего гало. Существенно, что форма массовой функции чёрных дыр почти не изменялась при красных смещениях, меньших $z \sim 5$. Менялась лишь нормировка, примерно на порядок по достижении $z = 0$. Эти результаты не зависят от начальной массы чёрной дыры-зародыша при условии, что $M_{\text{seed}} \gtrsim 10^4 M_\odot$. Массы чёрных дыр быстро растут до тех пор, пока не начинается режим саморегулировки вследствие реакции массы гало. Масса чёрной дыры-зародыша может достигнуть величины до $10^8 M_\odot$, после чего её рост замедляется и она возрастает пропорционально массе гало.

Однако если существует популяция первичных чёрных дыр, то они могли бы быть естественными зародышами формирования галактик. Руководствуясь аналогией с представленными выше результатами численного моделирования, мы можем заключить, что:

1) массы зародышей чёрных дыр, не превышающие $\lesssim 10^5 M_\odot$, почти не эволюционируют, т.е. в интервале малых масс наблюдаемых ПЧД их спектр имеет исходную первичную форму (6);

2) чёрные дыры с изначальными массами в диапазоне $10^5 - 10^8 M_\odot$ быстро растут вплоть до значений масс $\sim 10^8 M_\odot$ и, возможно, даже больших;

3) массы чёрных дыр-зародышей галактик, превышающие $10^8 M_\odot$ при $z \sim 0$, растут пропорционально массе гало чёрной материи;

4) быстрый рост сверхмассивных ПЧД завершается при $z \approx 5$, после чего их массовая функция (для $M > 10^6$) линейно возрастает до современных значений.

Согласно пунктам 2 и 3 исходная форма массовой функции первичных чёрных дыр не особо важна для больших масс, $\gtrsim 10^5 M_\odot$, так как ЧД с такими массами успевают быстро дорости до момента наступления режима саморегулировки в окружающих гало тёмной материи. Следовательно, подгоняя нормировку массового спектра в диапазоне $(10 - 100) M_\odot$ к темпу слияния двойных систем чёрных дыр, полученному на основе оценок детектора LIGO (9–240 событий в год на 1 Гпк^3), нам надо позаботиться лишь о том, чтобы плотность массы первичных сверхмассивных чёрных дыр (СМЧД) не вошла в противоречие с наблюдаемой массовой функцией СМЧД, выведенной из наблюдений по галактикам, $dN/(d \log M dV) \simeq 10^{-2} - 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$.

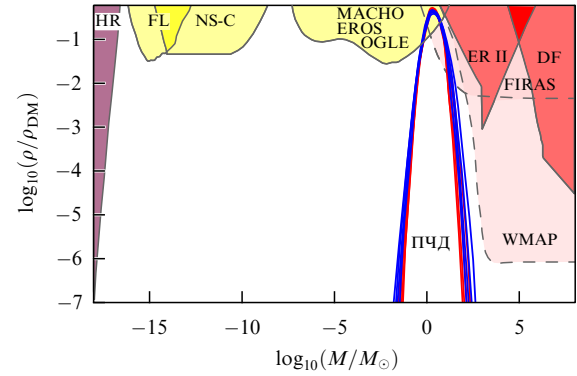


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Ограничения на долю ПЧД в плотности тёмной материи $f = \rho_{\text{ПЧД}}/\rho_{\text{DM}}$, где плотность ПЧД $\rho_{\text{ПЧД}}(M) = M^2 dN/dM$. Ограничения получены на основе следующих данных: по внегалактическим γ -лучам от испарения ПЧД (HR); по фемтолинзированию гамма-всплесков (F); о захвате ПЧД нейтронными звёздами (NC-C); по микролинзированию, проведённому коллаборациями MACHO, EROS и OGLE; по сохранению нескольких звёздных кластеров в созвездии Эрида (ER II); по динамическому трению объектов в галактическом гало (DF), а также данных по влиянию аккреции на микроволновый фон, полученных на космических спутниках WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) и FIRAS (Far-Infrared Absolute Spectrophotometer). Предсказываемое распределение первичных чёрных дыр приведено для $\mu = 10^{-43} \text{ Мпк}^{-1}$, $M_0 = \gamma + 0,1\gamma^2 - 0,2\gamma^3$ при $\gamma = 0,75 - 1,1$ (красная сплошная кривая) и $\gamma = 0,6 - 0,9$ (голубая сплошная кривая).

Подбирая величины параметров μ , γ и M_0 в формуле (6), мы можем удовлетворить всем существующим ограничениям [135], выяснить механизм происхождения и свойства сливающихся чёрных дыр и объяснить другие экзотические открытия, описанные в предыдущих разделах. Согласно нашим оценкам (см. ниже) следующий выбор параметров распределения: $\mu = (2 - 3) \times 10^{-43} \text{ Мпк}^{-1}$, $\gamma = 0,4 - 1,0$ и $M_0 = M_\odot (\gamma + 0,1\gamma^2 - 0,2\gamma^3)$ — позволяет удовлетворить сформулированным выше условиям, создать достаточное количество ЧД, чтобы их хватило в качестве зародышей для раннего формирования всех галактик, и, кроме того, описать всю тёмную материю (или её значительную часть) первичными чёрными дырами, возникшими согласно механизму, описанному в разделе 6.1. Ограничения на плотность чёрных дыр в зависимости от их массы приведены на рис. 4. Заметим, что представленные на аналогичном рисунке в работе [136] ограничения, которые получены на основе данных по ранней аккреции на ПЧД, сильно зависят от модели и к ним следует относиться с осторожностью.

Ограничения на плотность чёрных дыр, полученные в недавних работах [137, 138] на основе анализа микроволнового фона, не исключают предлагаемого здесь заселения Вселенной первичными чёрными дырами при выбранных нами параметрах. В работе [137] утверждается, что чёрные дыры с массами $\gtrsim 10^2 M_\odot$ не могут быть доминантным компонентом тёмной материи. В работе [138] делается более сильное утверждение, что ПЧД с массами $\gtrsim 5 M_\odot$ едва ли возможны в значительном количестве. Однако, как отмечают сами авторы, это ограничение основывается на плохо известных процессах аккреции на чёрные дыры.

Недавно появилась работа [139], в которой представлено новое ограничение на долю тёмной материи, состоящей из чёрных дыр. Это ограничение основано на

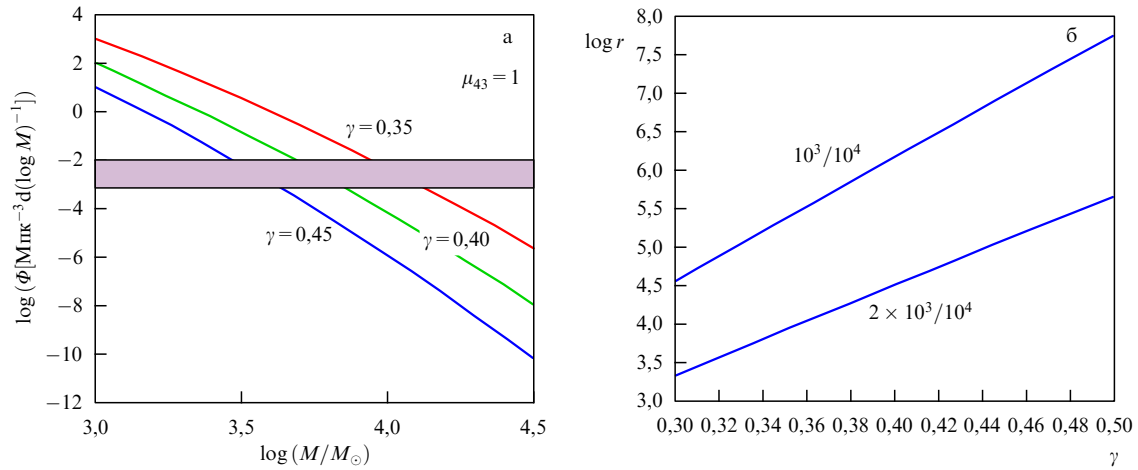


Рис. 5. (В цвете онлайн.) (а) Пространственная плотность ПЧД АД на 1 Мпк^{-3} на логарифмический интервал массы $d \log M$ как функция параметра γ ; пурпурным прямоугольником выделена наблюдаемая область значений масс и плотности сверхмассивных чёрных дыр в крупных галактиках. (б) Плотности ПЧД АД в логарифмическом интервале массы для масс вблизи $10^3 M_\odot$ и $2 \times 10^3 M_\odot$ по отношению к плотности ПЧД АД с массами $M > 10^4 M_\odot$ в зависимости от γ .

данных по потоку космических рентгеновских лучей. Однако вывод авторов опирается на не слишком надёжные предположения о величине дисперсии скоростей первичных чёрных дыр, и, возможно, в действительности ограничение окажется слабее, чем утверждается в цитируемой статье.

Вернёмся к обсуждению величин параметров M_0 и γ универсального распределения (6) первичных чёрных дыр и компактных звездоподобных объектов, возникших из пузырей с большой барионной плотностью. Будем называть их первичными чёрными дырами Аффлека–Дайна (ПЧД АД) (Affleck–Dine Primordial Black Holes — ADPBH). В естественной системе единиц с $\hbar = c = 1$ масса Солнца $M_\odot \approx 1,75 \times 10^{95} \text{ Мпк}^{-1}$ и нормировочная постоянная $\mu = 10^{-43} \text{ Мпк}^{-1}$. При таком выборе μ , полагая $\gamma = 0,5$ и $M_0 = M_\odot$, получим, что полная плотность массы таких объектов будет в несколько раз меньше полной космологической плотности материи, барионной и тёмной, $\rho_m \approx 4 \times 10^{10} M_\odot \text{ Мпк}^{-3}$. Введём для удобства безразмерные переменные $x = M/M_\odot$ и $y = M_0/M_\odot$. Как показано в работе [3], условие, что доля космологической плотности первичных чёрных дыр и компактных звездоподобных объектов в диапазоне масс $(0,1-1) M_\odot$ составляет $f = \rho_{\text{BH}}/\rho_m = 0,1$ при γ в интервале $\gamma = 0,4-1,6$, приводит к приведённому выше соотношению:

$$y \approx \gamma + 0,1\gamma^2 - 0,2\gamma^3. \quad (19)$$

При таком выборе параметров доля ПЧД АД в логарифмическом интервале масс от M_1 до M_2 составит

$$r = \frac{x_1}{x_2} \exp \left\{ \gamma \left[\ln \left(\frac{x_2}{y} \right)^2 - \ln \left(\frac{x_1}{y} \right)^2 \right] \right\} = \left(\frac{x_2}{x_1} \right)^{-1+\gamma \ln(x_1 x_2 / y^2)}. \quad (20)$$

Рассмотрим так называемые чёрные дыры промежуточной массы с $M \approx 2 \times 10^3 M_\odot$, которые, возможно, находятся в центре шаровых звёздных скоплений. Далее в соответствии со сказанным ниже предположим, что все

ПЧД АД с $M > 10^4 M_\odot$ стали зародышами сверхмассивных чёрных дыр, которые к настоящему времени выросли до наблюдаемых гигантов в несколько миллиардов солнечных масс в центрах галактик. В этом случае $x_2 = 10^4 > x_1 = 2 \times 10^3 \gg 1$, следовательно,

$$r \approx \left(\frac{x_1 x_2}{y^2} \right)^{\gamma \ln(x_2/x_1)}, \quad (21)$$

или

$$\log r \approx \gamma \log e \log \frac{x_2}{x_1} \log \frac{x_1 x_2}{y^2}. \quad (22)$$

Если $\gamma < 1$, то из равенства (20) следует, что $y \approx \gamma$. Соответственно, для того чтобы получить, например, $r = 10^5$, требуется величина $\gamma \approx 0,4$, что выглядит вполне разумным, как видно из рис. 5а. Величина $\log r$ как функция γ , определяемая формулой (20), приведена на рис 5б. Видно, что при $\gamma \sim 0,35-0,45$ на 10^4-10^5 ПЧД АД с массами $(2-3) \times 10^3 M_\odot$ приходится примерно одна ПЧД АД с массой $> 10^4 M_\odot$. Если все ПЧД АД с начальной массой, превышающей $10^4 M_\odot$, за время эволюции Вселенной превратились в сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик, то их плотность должна составлять примерно $10^{-2}-10^{-3}$ на 1 Мпк^3 , как представлено пурпурным прямоугольником на рис. 5а. В этом случае упомянутые выше чёрные дыры промежуточной массы попадают в интервал значений плотности $\sim 10^2-10^3$ на 1 Мпк^3 . Подобной плотности ПЧД АД достаточно для того, чтобы они могли служить зародышами формирования шаровых скоплений в галактиках [4] (см. раздел 7).

7. Шаровые скопления

Первичные чёрные дыры с массой около $2000 M_\odot$, возможно, играют важную роль в образовании и эволюции шаровых скоплений, как отмечается в нашей работе [4], которой мы здесь близко следуем.

Согласно обсуждаемой в разделе 5 модели плотность ПЧД промежуточной массы, $M \sim 2000 M_\odot$, составляет около 10^5-10^6 на одну сверхтяжёлую чёрную дыру. Это

означает, что в каждой галактике должно быть примерно $10^5 - 10^6$ таких чёрных дыр промежуточной массы. Это предсказание может иметь непосредственное отношение к шаровым скоплениям (ШС), которые долгое время считались самыми старыми звёздными системами во Вселенной [140]. В настоящее время известно, что ШС не имеют протяжённого гало из тёмной материи [141]. Рождение ШС и их эволюция рассмотрены в недавних работах [142, 143]. Там же можно найти ссылки на более раннюю литературу.

Современная плотность чёрных дыр промежуточной массы составляет примерно $10^2 - 10^3 \text{ Мпк}^{-3}$. Следовательно, в эпоху рождения первых звёзд при $z \sim 15$ она достигала величины $n_{\text{IMBH}} \sim 10^6 - 10^7 \text{ Мпк}^{-3}$.

Учитывая, что при $z \sim 15$ длина волны Джинса $\lambda_J \sim 3 \text{ кпк}$, найдём, что в это время имелось примерно $N_J \sim 10^7$ областей джинсовского объёма на 1 Мпк^3 . Близость этого числа к пространственной плотности первичных чёрных дыр с массой $\sim (2 - 3) \times 10^3 M_\odot$ наводит на мысль о том, что такие ЧД могли являться зародышами формирования первичных ШС. В соответствии с данным сценарием каждое ШС должно содержать центральную чёрную дыру промежуточной массы. Согласно работе [144] такая ЧД с $M = 2200 M_\odot$ в самом деле находится в центре шарового скопления. Недавно появились данные [145], указывающие на чёрную дыру предположительно с массой в несколько десятков масс Солнца ещё в одном ШС.

Образование чёрных дыр с массой в несколько тысяч солнечных масс посредством канонического механизма тоже в принципе возможно. Они могли бы возникать в звёздах III поколения [146] в результате столкновений массивных звёзд в молодых звёздных кластерах [147]. Краткий обзор возможных механизмов рождения чёрных дыр промежуточной массы содержится в работе [148].

Наличие чёрных дыр промежуточной массы в центрах шаровых скоплений должно существенно влиять на эволюцию ШС [149]. Заметим в связи с этим, что универсальное соотношение между массой центральной чёрной дыры и массой балджа галактик [150] может быть также применено к центральным чёрным дырам в шаровых скоплениях, с учётом того что массы ШС уменьшаются в процессе эволюции [151]. Впрочем, как мы видели в разделе 3.2, это соотношение для галактик нередко нарушается, если массивная чёрная дыра была первичной, образовавшейся в ранней Вселенной.

В дополнение к шаровым скоплениям с сидящей в них чёрной дырой промежуточной массы недавно были открыты тёмные звёздные кластеры с высоким отношением массы к светимости, в которых, как полагают, находится центральная чёрная дыра промежуточной массы [152, 153]. Эти звёздные кластеры могут быть остатками карликовых сфероидов с массами в промежутке между массами шаровых скоплений и больших галактик.

Первичные чёрные дыры с массами в несколько тысяч солнечных масс являются интересной альтернативой (или дополнением) стандартной теории раннего формирования структуры в рамках иерархической космогонии [154]. В предлагаемом здесь сценарии все чёрные дыры с массами, превышающими $\sim 10^4 M_\odot$, превратились в сверхмассивные чёрные дыры, наблюдаемые в настоящее время в центрах галактик, тогда как более лёгкие ЧД стали центрами шаровых скоплений, возможно, послужив зародышами их образования [4]. В связи с этим

чрезвычайно интересным является исследование возникновения шаровых скоплений при высоких красных смещениях, $z \sim 5$ [155]. По утверждению автора [155], "образование шаровых скоплений... остаётся загадочной нерешённой проблемой в астрофизике"⁸.

Если зародышами шаровых скоплений действительно являются чёрные дыры промежуточной массы, то каждое ШС должно содержать такую чёрную дыру, что может быть проверено в астрономических наблюдениях ближайшего будущего. Если эти чёрные дыры оказываются первичными, то зачатки шаровых скоплений должны существовать уже при больших z . В настоящее время данные о наличии или отсутствии чёрных дыр промежуточных масс в шаровых скоплениях являются недостаточно точными [156].

8. Влияние массивных первичных чёрных дыр на первичный нуклеосинтез и микроволновый фон

Данные по обилиям лёгких элементов, дейтерия, гелия-3, гелия-4 и в какой-то степени лития-7, бериллия и бора, рождённых в ранней Вселенной, согласуются с теорией первичного нуклеосинтеза при очень низком отношении космологических плотностей барионов и фотонов микроволнового фона: $\beta_{\text{obs}} = n_B/n_\gamma \approx 6 \times 10^{-10}$. Близкая величина β получается на основании анализа угловых флуктуаций микроволнового фона. Это значение намного меньше величины β в обсуждаемых здесь компактных объектах с высокой барионной плотностью.

Возникает естественный вопрос: не противоречит ли существование областей с высоким значением β данным по обилиям лёгких элементов? Разумеется, те пузыри с большим β , которые схлопнулись в чёрные дыры, с этой точки зрения не опасны, однако "не всем так повезло" и на небе должны существовать облака газа или звездоподобные объекты с аномальным химическим составом. Выход лёгких элементов в первичном нуклеосинтезе с $\beta \gg \beta_{\text{obs}}$ был рассчитан в работах [51 - 54], но из-за вычислительных проблем лишь для $\beta \ll 1$. Тем не менее очевидно, что в областях, где $\beta \gtrsim 1$, первичный нуклеосинтез не остановится на литии-7, а пойдёт до производства гораздо более тяжёлых элементов. Однако обнаружение таких областей маловероятно, так как они занимают малую часть объёма Вселенной. В связи с этим поиск звёзд или облаков, обогащённых тяжёлыми элементами, представляется крайне интересным. В частности, звезда, более старая, чем Вселенная (см. раздел 3.1), может оказаться именно таким объектом, возникшим в ранней Вселенной из "пузыря" с большой барионной плотностью, который кажется более старым из-за аномального начального химического состава.

Как отмечалось выше, описываемый механизм рождения объектов с большим β естественным образом, хотя и не обязательно, приводит к значительному количеству антиматерии. В этом случае звёзды, состоящие из антивещества, могут существовать даже в нашей Галактике. Согласно оценкам работ [118 - 120] аннигиляция галактического газа на поверхности антизвёзд приводит к гамма-излучению, которое можно зарегистрировать,

⁸ "The formation of globular clusters... remains a puzzling, unsolved problem in astrophysics" [155].

если известно, куда надо смотреть. Подозрительными с этой точки зрения являются звёзды с аномальным химическим составом, который может быть индикатором того, что они состоят из антиматерии.

Как мы отметили выше, барион-фотонное отношение можно вычислить, анализируя спектр угловых флуктуаций микроволнового фона, что даёт результат, хорошо согласующийся с вычисленным по обилиям лёгких элементов. Причина такого совпадения состоит в том, что форма спектра флуктуаций чувствительна к количеству барионов лишь на очень больших масштабах, превышающих ~ 10 Мпк, тогда как наши пузыри с большим β имеют гораздо меньший характерный размер и не влияют на форму спектра угловых флуктуаций микроволнового фона. Их роль в формировании спектра та же, что и роль тёмной материи, и на малых масштабах она не проявляется.

9. Электромагнитное излучение от гравитационных волн

Кроме перечисленных в разделах 1–8 фактов, которые плохо вписываются (а возможно, и совсем не вписываются) в каноническую теорию образования галактик и сверхмассивных чёрных дыр, могут существовать и другие, пока не обнаруженные, явления, связанные с чёрными дырами с массами начиная от некоторой доли $M_\odot$ вплоть до нескольких миллиардов $M_\odot$. Это тем более интересно, что такие первичные чёрные дыры, по всей видимости, являются гораздо более распространёнными обитателями Вселенной, чем считалось ранее.

Сейчас очень важно выяснить, сопровождается ли всплеск гравитационного излучения при слиянии чёрных дыр электромагнитным излучением. Если даже очень небольшая часть мощного импульса гравитационных волн перейдёт в фотоны, то эффект может оказаться весьма ярким. В связи с этим представляет интерес изучение механизмов возникновения подобного излучения, в частности трансформации гравитонов в фотоны во внешнем магнитном поле [157–162]. Современные вычисления этого эффекта представлены в статьях [163, 164]. Однако во всех этих работах, кроме работы [165], переход гравитонов в фотоны рассматривался при довольно высоких частотах, превышающих плазменную частоту окружающей среды. Последнее условие представляется обязательным, поскольку, как известно, при частотах ниже плазменной распространение фотона невозможно. Однако это не вполне так. Гравитационная волна, бегущая в любой среде с магнитным полем, постоянно отдаёт часть энергии плазменным волнам [166], которые могут заметно нагреть плазму, что в свою очередь может дать мощный импульс электромагнитного (радио?) излучения.

Переход плоской ($\sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{x})$) гравитационной волны в электромагнитную во внешнем магнитном поле описывается уравнениями (см., например, работы [163])

$$(\omega^2 - k^2) h_j(\mathbf{k}) = \kappa k A_j(\mathbf{k}) B_t, \quad (23)$$

$$(\omega^2 - k^2 - m^2) A_j(\mathbf{k}) = \kappa k h_j(\mathbf{k}) B_t, \quad (24)$$

где B_t — компонента внешнего магнитного поля, перпендикулярная к направлению распространения гравитона или 2 УФН, т. 188, № 2

фотона (B_t предполагается практически однородной), пространственный индекс j определяет поляризационное состояние гравитона или фотона, h_j — канонически нормированное поле гравитационной волны, так что кинетический член в лагранжиане имеет вид $(\partial_\mu h_j)^2$. Иными словами, h_j связано с метрикой $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ размерным множителем:

$$h_j = \frac{\tilde{h}_j}{\kappa} \quad (25)$$

с $\kappa^2 = 16\pi/m_{\text{Pl}}^2$.

Последнее слагаемое в левой части уравнения (24) — эффективная масса фотона в среде — включает в себя плазменную частоту и поправку Гейзенберга–Эйлера, обусловленную взаимодействием с внешним магнитным полем:

$$m^2 = \Omega^2 - \frac{2\alpha C \omega^2}{45\pi} \left(\frac{B}{B_c} \right)^2 \approx \Omega^2, \quad (26)$$

где C — численная постоянная порядка единицы, зависящая от относительного направления магнитного поля и поляризации волн, $B_c = m_e^2/e$, $e^2 = 4\pi\alpha = 4\pi/137$, Ω — плазменная частота,

$$\Omega^2 = \frac{n_e e^2}{m_e}, \quad (27)$$

где n_e — плотность электронов. Вкладом ионов мы здесь пренебрегаем.

Частота гравитационных волн, зарегистрированных LIGO, мала по сравнению с плазменной частотой в межзвёздной среде, поэтому вторым слагаемым в выражении (26) можно пренебречь. Однако при больших частотах и внешних магнитных полях возможен резонансный переход гравитона в фотон, резко усиливающий вероятность трансформации.

Собственные значения k для системы (23), (24):

$$k_1 = \pm\omega\sqrt{1+\zeta^2}, \quad k_2 = \pm im\sqrt{(1-\zeta^2)(1-\eta^2)}, \quad (28)$$

где

$$\zeta^2 = \frac{(\kappa B)^2}{m^2} \ll 1, \quad \eta^2 = \frac{\omega^2}{m^2}. \quad (29)$$

Соответственно,

$$A_1 = \eta \zeta h_1, \quad h_2 = i\zeta A_2. \quad (30)$$

Первое решение описывает попадающий в магнитное поле гравитон, порождающий немного фотонов, а второе, наоборот, описывает фотон, рождающий в магнитном поле немного гравитонов. Во втором случае k_2 — чисто мнимое, что отвечает затуханию электромагнитных волн в плазме при частоте ниже плазменной. В первом случае k_1 — действительное и электромагнитная волна не затухает, а "дружно" бежит вместе с гравитационной волной, несмотря на свою малую частоту. Гравитационная волна "тащит" с собой электромагнитную, не давая ей затухнуть.

Взаимодействие со средой описывается введением диэлектрической проницаемости последней, которая

определяет соотношение между частотой волны и её волновым вектором: $k^2 = \epsilon\omega^2$. Для первого решения $k \approx \omega$ плюс малые поправки порядка ζ^2 . Однако это ещё не всё, поскольку необходимо также учесть мнимую часть ϵ , возникающую вследствие взаимодействия электрического поля фотонов с электронами в плазме. Эта мнимая часть приводит к перекачке энергии от электромагнитной волны в плазму. Для поперечной волны мнимая часть вычислена, например, в книге [167, с. 165]:

$$\text{Im } \epsilon = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Omega}{\omega k a_e} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Omega}{\omega^2 a_e}, \quad (31)$$

где $a_e = \sqrt{T_e/(4\pi e^2 n_e)}$ — дебаевская длина для электронов, T_e — их температура. В последнем равенстве использовано соотношение (28), $k = k_2 = \omega$.

В предположении бесстолкновительной плазмы эта поглощённая энергия может переходить от волны в плазму и обратно. Однако учёт столкновений приводит к тому, что часть энергии гравитационной волны, ушедшая в фотоны, разогреет плазму, и если нагрев окажется значительным, то дополнительное электромагнитное излучение от подогретой плазмы может быть зарегистрировано.

Для межзвёздной среды с $n_e = 0,1 \text{ см}^{-3}$ и температурой 1 эВ дебаевская длина $a_e \approx 10^3 \text{ см} = 3 \times 10^{-8} \text{ с}$, а плазменная частота $\Omega \sim 3 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, в то время как частота первого события LIGO $\omega \approx 2000 \text{ с}^{-1}$. Соответственно, $\Omega a_e \approx 10^{-3}$, потому величина $\omega^2 \text{Im } \epsilon \sim \Omega/a_e$ заметно превосходит Ω^2 и, следовательно, амплитуда электромагнитной волны, которую тащит вместе с собой гравитационная волна,

$$A_j \approx \frac{\omega a_e k B}{\Omega} h_j. \quad (32)$$

Частота этих фотонов составляет около 10^3 Гц , что намного меньше температуры межзвёздной или межгалактической плазмы и даже меньше температуры реликтового излучения. Так что, хотя в плазму может быть введена довольно большая энергия, её разогрев за счёт этой дополнительной энергии не будет эффективным. Но это не вся правда, так как электроны будут ускорены электрическим полем волны и приобретут большую энергию. Действительно, электроны в электрическом поле E электромагнитной волны ускоряются согласно

$$m_e \ddot{x}_e = eE = eE_0 \cos(\omega t) \quad (33)$$

и приобретают скорость

$$V_e \sim \frac{\ddot{x}_e}{\omega} \sim \frac{eE_0}{m_e \omega}, \quad (34)$$

где ω по порядку величины равна частоте падающей гравитационной волны. Соответственно, приобретённая кинетическая энергия электронов составит

$$\mathcal{E}_e = \frac{m_e V_e^2}{2} \sim \frac{e^2 E_0^2}{m_e \omega^2}. \quad (35)$$

Амплитуду электрического поля можно вычислить, если известно отношение потоков энергии электромагнитной и гравитационной волн:

$$E_0^2 = 8\pi Q \rho_{\text{GW}} = \frac{8\pi Q E_{\text{GW}}^{\text{tot}}}{4\pi R^2 \Delta t}, \quad (36)$$

где $E_{\text{GW}}^{\text{tot}}$ — полная энергия, излучённая в виде гравитационных волн при слиянии двух чёрных дыр, $Q = \rho_\gamma/\rho_{\text{GW}} = (\omega a_e k/\Omega)^2$, R — расстояние от источника чёрных дыр до облака космической плазмы, где происходит трансформация гравитационной волны в электромагнитную, $\Delta t \sim 1/\omega$ — длительность цуга гравитационной волны. Для первого события LIGO $E_{\text{GW}}^{\text{tot}} \approx 3M_\odot$.

Используя эти формулы, оценим величину электрического поля волны. Взяв для примера $\omega = 2000 \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, $a_e = 100 \text{ см}$, получим

$$\mathcal{E}_e = 4 \times 10^{-22} \left(\frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ год}}{R} \right)^2 [\text{эВ}]. \quad (37)$$

Если взять расстояние $R = r_g = 10^7 \text{ см}$ (т.е. гравитационный радиус ЧД с массой $30M_\odot$), то найдём, что энергия электронов $\mathcal{E}_e = 4B^2 [\text{эВ}]$ (здесь значение B берётся в гауссах), т.е. электроны будут релятивистскими уже при довольно мягких полях, $B = 10^3 \text{ Гс}$. Более того, в релятивистской плазме возникнут электронно-позитронные пары. Их присутствие заметно изменит оценки плазменной частоты и дебаевского радиуса, но качественно картина не должна бы измениться.

Очень интересной представляется идея идентифицировать энергию, внесённую в космическую плазму гравитационной волной и переизлучённую в виде радиоволн с быстрыми радиовспышками (БРВ) (Fast Radio Bursts — FRB). Эти радиовспышки имеют огромную мощность и возникают на небе с частотой несколько тысяч событий в сутки. Для этого необходимо наличие области с сильным магнитным полем вблизи двойной системы сливающихся чёрных дыр. Последнее кажется довольно маловероятным, но если сама двойная система ЧД создаёт сильное магнитное поле, то вероятность превращается в единицу. Сильное или даже сверхсильное магнитное поле могло бы генерироваться вследствие того, что двойная система чёрных дыр вовлекает во вращение электроны и протоны в окружающей плазме. При пренебрежении взаимодействием со средой нерелятивистские электроны и протоны одинаково вовлекались бы во вращение гравитационным полем, что привело бы к отличию их угловых скоростей от скорости фотонов. Так как фотоны в плазме сильно взаимодействуют с электронами, увлекая их вместе с собой, возникает разность угловых скоростей электронов и протонов, которая приведёт к сильным круговым токам и магнитным полям. Эти поля могут достигать величины $10^{14} - 10^{15} \text{ Гс}$.

Описанный механизм носит название батареи Бирмана [168]. Близкая идея была использована для объяснения генерации крупномасштабных галактических магнитных полей в работах [169, 170], где показано, что для возникновения достаточно сильного магнитного поля плотность энергии радиационной "бани" должна быть весьма велика, на пределе или даже выше наблюдаемых значений. Проблемы этого и других механизмов возникновения магнитных полей вблизи двойных систем чёрных дыр описаны в работе [166], которой мы здесь близко следовали.

Возможно, приведённая выше оценка чересчур оптимистична. Кроме того, в этом механизме неясно, как объяснить повторяющиеся БРВ, если только не скоплением магнетаров в одном месте вблизи сливающихся чёрных дыр или же большим количеством сливающихся чёрных дыр в одном и том же месте и в одно и то же время, что ещё более неестественно.

Независимо от идентификации этого процесса с БРВ, интересно выяснить, могло ли такое переизлучение гравитационных волн в электромагнитные в Галактике вызывать планетарные катастрофы на Земле в прошлом и не сможет ли в будущем.

Недавно было зарегистрировано электромагнитное излучение от источника гравитационных волн, вызванное слиянием двух компактных объектов с массой $1,5 M_{\odot}$ каждый [171], предположительно нейтронных звёзд. Отметим, что такое излучение задолго до его открытия было предсказано в работе [172]. Укажем также, что механизм образования гравитационных волн во Вселенной при несферическом коллапсе изучался в работе [173].

10. Заключение

Накопленные и накапливающиеся данные астрономических наблюдений убедительно указывают на возможность того, что Вселенная плотно заселена массивными чёрными дырами, с массами от некоторой доли массы Солнца до нескольких миллиардов $M_{\odot}$. В пользу этого говорят наблюдения ранней Вселенной при красных смещениях порядка 10, которые становятся всё активнее с каждым годом, если даже не месяцем. Уже в процессе написания данного обзора приходилось учитывать появляющиеся новые публикации последних месяцев⁹. Ранняя Вселенная оказалась гораздо более плотно заселённой, чем предполагалось совсем недавно. Особенно впечатляющим является существование сверхмассивных чёрных дыр с массами вплоть до 10 млрд $M_{\odot}$ и возрастом не более 0,5 млрд лет. Убедительного механизма их формирования в стандартной модели не известно. Наличие столь молодых ярких галактик, сверхновых, гамма-всплесков и большой запылённости ранней Вселенной лишь усугубляет проблему.

При переходе в современную Вселенную мы встречаемся со множеством сходных проблем. Сверхмассивные чёрные дыры, которые находятся в ядрах всех больших галактик, не так просто создать за счёт аккреции окружающего вещества даже за время жизни Вселенной, т.е. за 14 млрд лет, хотя это, наверное, проще, чем за 0,5 млрд лет. Но, с другой стороны, наблюдаются сверхмассивные чёрные дыры внутри каких-то нищих галактик или даже в почти пустом пространстве. Более того, во Вселенной, фактически по соседству с нами, живут в большом количестве невидимые объекты с массой, близкой к солнечной. Как они появились и что они собой представляют, никто не понимает. Ещё одна загадка — это распределение по массам чёрных дыр, наблюдаемых в нашей Галактике. Их спектр обрезается на величине $7-8 M_{\odot}$, что противоречит обычной гипотезе рождения ЧД вследствие коллапса звёзд.

Эти и перечисленные выше в обзоре явления непросто (или невозможно) объяснить в рамках стандартной космологии/астрофизики, зато они прекрасно согласуются с гипотезой первичного рождения массивных чёрных дыр

в очень ранней Вселенной. Представленная в обзоре возможная модель их рождения, предложенная в 1993 г., при подгонке всего лишь трёх параметров логарифмически-нормального спектра масс очень хорошо описывает наблюдаемую на небе картину и предсказывает ряд новых явлений. В частности, наша гипотеза объясняет необычные свойства чёрных дыр, открытых LIGO, описывает наблюдаемую эволюцию шаровых скоплений и карликовых галактик, предсказывает скорость регистрации и частоты гравитационных волн на существующем и будущих детекторах. Широкий массовый спектр первичных чёрных дыр, предсказанный в работе [1], открывает интригующую возможность того, что вся тёмная материя во Вселенной состоит из массивных чёрных дыр. За последние один-два года эта возможность была переоткрыта и приобрела значительную популярность. (Обзор наблюдений тёмной материи в галактиках и её свойств приводится в работе [174].)

Предлагаемая теория определённо предпочитает инвертированную схему формирования галактик, больших и малых, согласно которой сначала образуется тяжёлый зародыш, а потом вокруг него собирается галактика. Указанием на справедливость такого механизма является, в частности, недавнее обнаружение галактики без тёмной материи. Этой галактике было бы нелегко родиться без зародыша. Между тем согласно обычному сценарию, сначала рождается галактика, а затем в её центре за счёт аккреции возникает сверхмассивная чёрная дыра.

Кроме утверждения, что значительная часть тёмной материи или даже вся (или почти вся) тёмная материя может состоять из первичных чёрных дыр с массами в несколько масс Солнца [1, 2], очень ярким, возможным, но необязательным предсказанием модели является обильная популяция компактных объектов из антивещества в непосредственной близости от нас, прямо в Галактике.

Возможно, будет найдено более консервативное объяснение этих удивительных открытий, но, скорее всего, для решения разных проблем будут предложены разные механизмы, тогда как концепция первичных чёрных дыр позволяет одновременно решить все эти проблемы единообразно и экономно.

В литературе обсуждается значительное число моделей рождения первичных чёрных дыр (см., например, недавний обзор [135]). Для полноты укажем также работы на эту тему [175–190] в дополнение к упомянутым в разделе 6.1. Предсказания этих моделей не тождественны, и можно надеяться, что в не столь далёком будущем удастся решить, какой именно механизм реализуется во Вселенной.

Благодарности. Я глубоко благодарен рецензенту за ряд очень полезных замечаний.

Работа выполнена при поддержке Российским научным фондом (грант 16-12-10037).

Список литературы

1. Dolgov A, Silk J *Phys. Rev. D* **47** 4244 (1993)
2. Dolgov A D, Kawasaki M, Kevlishvili N *Nucl. Phys. B* **807** 229 (2009)
3. Blinnikov S, Dolgov A, Porayko N K, Postnov K *JCAP* **2016** 036 (2016); arXiv:1611.00541

⁹ В частности, когда настоящий обзор уже готовился к печати, было сообщено [192] об открытии нового квазара с самым большим на сегодня красным смещением. Очень интересно то, что вещество, окружающее данный квазар, нейтрально. Это исключает аккреционный механизм формирования соответствующей чёрной дыры, т.е. ЧД должна быть первичной. (Добавлено при корректуре.)

4. Dolgov A, Postnov K *JCAP* **2017** 036 (2017); arXiv:1702.07621
5. Dolgov A D *Phys. Atom. Nucl.* **80** 987 (2017); arXiv:1605.06749
6. Dolgov A D *EPJ Web Conf.* **142** 01012 (2017); arXiv:1701.05774
7. Postnov K A, in *Intern. School of Young "Astronomers Magneto Plasmic Processes in Relativistic Astrophysics"*, Tarusa, Kaluzhsky Region, Russia, 12–16 September, 2016, Lecture
8. Dolgov A D *Int. J. Mod. Phys. A* **31** 1645029 (2016)
9. Dolgov A D, in *Gravitation, Astrophysics, and Cosmology. Proc. of the Twelfth Asia-Pacific Intern. Conf., Moscow, 28 June–5 July 2015* (Ed. V Melnikov) (Singapore: World Scientific, 2016) p. 168; arXiv:1508.07398
10. Raffelt G G, Rodejohann W, hep-ph/9912397; in *4th National Summer School for German-Speaking Graduate Students of Theoretical Physics, 31 August–11 September 1998, Saalburg, Germany*
11. Dolgov A D *Phys. Rep.* **370** 333 (2002)
12. Patrignani C et al. (Particle Data Group) *Chinese Phys. C* **40** 100001 (2016)
13. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A16 (2014); arXiv:1303.5076
14. Freedman W L et al. *Astrophys. J.* **758** 24 (2012)
15. Riess A G, Fliri J, Valls-Gabaud D *Astrophys. J.* **745** 156 (2012)
16. Riess A G et al. *Astrophys. J.* **826** 56 (2016); arXiv:1604.01424
17. Berezhiani Z, Dolgov A D, Tkachev I I *Phys. Rev. D* **92** 061303(R) (2015)
18. Dolgov A, Halenka V, Tkachev I *JCAP* **2014** 047 (2014); arXiv:1406.2445
19. Barrow J D, Gibbons G W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 3874 (2015); arXiv:1408.1820
20. Yu H, Wang F Y *Eur. Phys. J. C* **74** 3090 (2014); arXiv:1402.6433
21. Melia F *Astron. J.* **147** 120 (2014); arXiv:1403.0908
22. Melia F, McClintock T M *Proc. R. Soc. A* **471** 20150449 (2015); arXiv:1511.05494
23. Zheng W et al. *Nature* **489** 406 (2012)
24. Coe D et al. *Astrophys. J.* **762** 32 (2013)
25. Oesch P A et al. *Astrophys. J.* **819** 129 (2016); arXiv:1603.00461
26. Zheng W et al. *Astrophys. J.* **836** 210 (2017); arXiv:1701.08484
27. Tsai C-W et al. *Astrophys. J.* **805** 90 (2015)
28. Wall M "Brightest galaxy in the universe found", <http://www.space.com/29463-brightest-galaxy-in-universe-found.html>
29. Waters D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **461** L51 (2016); arXiv:1604.00413
30. Genzel R et al. *Nature* **543** 397 (2017); arXiv:1703.04310
31. Matsuoka Y et al. *Astrophys. J.* **828** 26 (2016); arXiv:1603.02281
32. Mortlock D J et al. *Nature* **474** 616 (2011)
33. Wu X-B et al. *Nature* **518** 512 (2015)
34. Lupi A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **456** 2993 (2016); arXiv:1512.02651
35. Valiante R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 3356 (2016); arXiv:1601.07915
36. Latif M A, Ferrara A *Publ. Astron. Soc. Australia* **33** e051 (2016); arXiv:1605.07391
37. Johnson J L, Haardt F *Publ. Astron. Soc. Australia* **33** e007 (2016); arXiv:1601.05473
38. Di Matteo T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467** 4243 (2017); arXiv:1606.08871
39. Pezzulli E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **471** 589 (2017); arXiv:1706.06592
40. Reed S L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **468** 4702 (2017); arXiv:1701.04852
41. Matsuoka Y et al., arXiv:1704.05854
42. Venemans B P et al. *Astrophys. J.* **837** 146 (2017); arXiv:1702.03852
43. Smidt J et al., arXiv:1703.00449; *Astrophys. J.*, submitted
44. Valiante R et al. *Publ. Astron. Soc. Australia* **34** e031 (2017); arXiv:1703.03808
45. Clements D L et al. *Proc. Int. Astron. Union* **11** (S319) 84 (2015); arXiv:1511.03060
46. Mattsson L, arXiv:1505.04758; Preprint NORDITA-2015-55
47. Knudsen K K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **466** 138 (2017); arXiv:1603.03222
48. Asboth V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **462** 1989 (2016); arXiv:1601.02665
49. Mancini M et al., arXiv:1505.01841
50. Michalowski M J, arXiv:1512.00849
51. Nakamura R et al., arXiv:1007.0466
52. Matsuura S et al. *Phys. Rev. D* **72** 123505 (2005); astro-ph/0507439
53. Matsuura S et al. *Prog. Theor. Phys.* **112** 971 (2004); astro-ph/0405459
54. Matsuura S et al. *Phys. Rev. D* **75** 068302 (2007)
55. Matsumoto T et al. *Astrophys. J.* **823** 83 (2016); arXiv:1512.03058
56. Cowan J J et al. *Astrophys. J.* **572** 861 (2002)
57. Kalirai J S *Nature* **486** 90 (2012)
58. Frebel A et al. *Astrophys. J.* **660** L117 (2007)
59. Bond H E et al. *Astrophys. J. Lett.* **765** L12 (2013)
60. Dumusque X et al. *Astrophys. J.* **789** 154 (2014)
61. Черепашук А М *УФН* **186** 778 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 702 (2016)
62. Häring N, Rix H-W *Astrophys. J. Lett.* **604** L89 (2004)
63. Sani E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **413** 1479 (2011)
64. van den Bosch R C E et al. *Nature* **491** 729 (2012)
65. Khan F M, Holley-Bockelmann K, Berczik P *Astrophys. J.* **798** 103 (2015); arXiv:1405.6425
66. Strader J et al. *Astrophys. J. Lett.* **775** L6 (2013)
67. van Loon J Th, Sansom A E *Mon. Not. Astron. Soc.* **453** 2341 (2015); arXiv:1508.00698
68. Condon J J et al. *Astrophys. J.* **834** 184 (2017); arXiv:1606.04067
69. van Dokkum P et al. *Astrophys. J. Lett.* **828** L6 (2016); arXiv:1606.06291
70. Hennawi J F et al. *Science* **348** 779 (2015)
71. Kim D-C et al. *Astrophys. J.* **840** 71 (2017); arXiv:1704.05549
72. Özel F et al. *Astrophys. J.* **725** 1918 (2010); arXiv:006.2834
73. Kreidberg L et al. *Astrophys. J.* **757** 36 (2012); arXiv:1205.1805
74. Farr W M et al. *Astrophys. J.* **741** 103 (2011); arXiv:1011.1459
75. Blinnikov S I, Dolgov A D, Postnov K A *Phys. Rev. D* **92** 023516 (2015)
76. Mao S *Res. Astron. Astrophys.* **12** 947 (2012)
77. Alcock C et al. *Astrophys. J.* **542** 281 (2000)
78. Bennett D P *Astrophys. J.* **633** 906 (2005)
79. Tisserand P et al. *Astron. Astrophys.* **469** 387 (2007)
80. Riffeser A, Seitz S, Bender R *Astrophys. J.* **684** 1093 (2008)
81. Ingrosso G et al. *Astron. Astrophys.* **462** 895 (2007)
82. Moniez M *Gen. Relat. Grav.* **42** 2047 (2010); arXiv:1001.2707
83. Novati S C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** 1582 (2013)
84. Mezcua M *Int. J. Mod. Phys. D* **26** 1730021 (2017); arXiv:1705.09667
85. Cao Y et al. *Astrophys. J. Lett.* **775** L7 (2013)
86. Hirai R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **469** L94 (2017); arXiv:1704.07663
87. Silk J *Astrophys. J. Lett.* **839** L13 (2017); arXiv:1703.08553
88. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
89. Брагинский В Б и др. *УФН* **186** 968 (2016); Braginsky V B et al. *Phys. Usp.* **59** 879 (2016)
90. Хазанов Е А *УФН* **186** 975 (2016); Khazanov E A *Phys. Usp.* **59** 886 (2016)
91. Черепашук А М *УФН* **186** 1001 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** 910 (2016)
92. Липунов В М *УФН* **186** 1011 (2016); Lipunov V M *Phys. Usp.* **59** 918 (2016)
93. Пустовойт В И *УФН* **186** 1133 (2016); Pustovoyt V I *Phys. Usp.* **59** 1034 (2016)
94. Халили Ф Я *УФН* **186** 1059 (2016); Khalili F Ya *Phys. Usp.* **59** 968 (2016)
95. Райтце Д *УФН* **187** 884 (2017); Reitze D H *Phys. Usp.* **60** 823 (2017)
96. Abbott B P et al. (LIGO Scientific and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 221101 (2017)

97. Dolgov A D, in *18th Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, 24–30 August, 2017*; arXiv:1712.08789
98. Dolgov A D *Astron. Rep.* **61** 275 (2017)
99. Postnov K, Kuranov A, arXiv:1706.00369
100. Bambi C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 1347 (2009)
101. Bird S et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 201301 (2016); arXiv:1603.00464
102. Sasaki M et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 061101 (2016); arXiv:1603.08338
103. Clesse S, García-Bellido J *Phys. Dark Universe* **15** 142 (2017); arXiv:1603.05234
104. Sasaki M et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 061101 (2016); arXiv:1603.08338
105. Carr B, Kühnel F, Sandstad M *Phys. Rev. D* **94** 083504 (2016); arXiv:1607.06077
106. Clesse S, García-Bellido J, arXiv:1610.08479
107. García-Bellido J *J. Phys. Conf. Ser.* **840** 012032 (2017); arXiv:1702.08275
108. Georg J, Watson S J. *High Energ. Phys.* **2017** 138 (2017); arXiv:1703.04825
109. Affleck I, Dine M *Nucl. Phys. B* **249** 361 (1985)
110. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
111. Vilenkin A, Ford L H *Phys. Rev. D* **26** 1231 (1982)
112. Linde A D *Phys. Lett. B* **116** 335 (1982)
113. Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **117** 175 (1982)
114. Dolgov A, Pelliccia D N *Nucl. Phys. B* **734** 208 (2006); hep-th/0502197
115. Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **117** 175 (1982)
116. Starobinsky A A, in *Field Theory, Quantum Gravity, and Strings. Proc., Meudon and Paris, France, 1984–1985* (Lecture Notes in Physics, Vol. 246, Eds H J De Vega, N Sanchez) (New York: Springer, 1986) p. 107
117. Coleman S, Weinberg E *Phys. Rev. D* **7** 1888 (1973)
118. Bambi C, Dolgov A D *Nucl. Phys. B* **784** 132 (2007); astro-ph/0702350
119. Dolgov A D, Blinnikov S I *Phys. Rev. D* **89** 021301(R) (2014)
120. Blinnikov S I, Dolgov A D, Postnov K A *Phys. Rev. D* **92** 023516 (2015); arXiv:1409.5736
121. Галактионов Ю В *УФН* **187** 45 (2017); Galaktionov I V *Phys. Usp.* **60** 40 (2017)
122. Clesse S, García-Bellido J *Phys. Rev. D* **92** 023524 (2015); arXiv:1501.07565
123. Green A M *Phys. Rev. D* **94** 063530 (2016); arXiv:1609.01143
124. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Астрон. журн.* **43** 758 (1966); Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Astron.* **10** 602 (1967)
125. Carr B J, Hawking S W *Mon. Not. Astron. Soc.* **168** 399 (1974)
126. Bicknell G V, Henriksen R N *Astrophys. J.* **219** 1043 (1978)
127. Надежин Д К, Новиков И Д, Полнарев А Г *Астрон. журн.* **55** 216 (1978); Nadezhin D K, Novikov I D, Polnarev A G *Sov. Astron.* **22** 129 (1978)
128. Carr B J, Harada T, Maeda H *Class. Quantum Grav.* **27** 183101 (2010)
129. Lora-Clavijo F D, Guzmán F S, Cruz-Osorio A *JCAP* **2013** (12) 015 (2013)
130. Harada T, Carr B J *Phys. Rev. D* **7** 104010 (2005)
131. Babichev E, Dokuchaev V, Eroshenko Yu *Phys. Rev. Lett.* **93** 021102 (2004); gr-qc/0402089
132. Бабичев Е О, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **183** 1257 (2013); Babichev E O, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **56** 1155 (2013)
133. Nakama T et al. *JCAP* **2014** (1) 037 (2014)
134. Rosas-Guevara Y et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **462** 190 (2016); arXiv:1604.00020
135. Carr B, Kühnel F, Sandstad M *Phys. Rev. D* **94** 083504 (2016); arXiv:1607.06077
136. Ricotti M, Ostriker J P, Mack K J *Astrophys. J.* **680** 829 (2008)
137. Ali-Haïmoud Y, Kamionkowski M *Phys. Rev. D* **95** 043534 (2017); arXiv:1612.05644
138. Aloni D, Blum K, Flauger R *JCAP* **2017** (05) 017 (2017); arXiv:1612.06811
139. Inoue Y, Kusenko A *JCAP* **2017** (10) 034 (2017); arXiv:1705.00791
140. Peebles P J E, Dicke R H *Astrophys. J.* **154** 891 (1968)
141. Moore B *Astrophys. J. Lett.* **461** L13 (1996)
142. Kruijssen J M D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **454** 1658 (2015)
143. Rossi L J, Bekki K, Hurley J R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **462** 2861 (2016)
144. Kiziltan B, Baumgardt H, Loeb A *Nature* **542** 203 (2017)
145. Perera B B P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **468** 2114 (2017); arXiv:1705.01612
146. Madau P, Rees M J *Astrophys. J. Lett.* **551** L27 (2001)
147. Portegies Zwart S F et al. *Nature* **428** 724 (2004)
148. Giersz M et al. *Memor. Soc. Astron. Italiana* **87** 555 (2016)
149. Lützgendorf N, Baumgardt H, Kruijssen J M D *Astron. Astrophys.* **558** A117 (2013)
150. Kormendy J, Ho L C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 511 (2013)
151. Kruijssen J M D, Lützgendorf N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** L41 (2013)
152. Taylor M A et al. *Astrophys. J.* **805** 65 (2015); arXiv:1503.04198
153. Bovill M S et al. *Astrophys. J.* **832** 88 (2016); arXiv:1608.06957
154. Barkana R, Loeb A *Phys. Rep.* **349** 125 (2001)
155. Renzini A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **469** L63 (2017); arXiv:1704.04883
156. de Vita R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467** 4057 (2017); arXiv:1702.01741
157. Герценштейн М Е *ЖЭТФ* **41** 113 (1962); Gertsenshtein M E *Sov. Phys. JETP* **14** 84 (1962)
158. Мицкевич Н В *Физические поля в общей теории относительности* (М.: Наука, 1969)
159. Boccaletti D et al. *Nuovo Cimento B* **70** 129 (1970)
160. Дубровский В К *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерватории* (6) 27 (1972)
161. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **65** 1311 (1973); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **38** 652 (1974)
162. Fargion D *Grav. Cosmol.* **1** 301 (1995)
163. Raffelt G, Stodolsky L *Phys. Rev. D* **37** 1237 (1988)
164. Dolgov A D, Ejlli D *JCAP* **2012** 003 (2012); arXiv:1211.0500
165. Marklund M, Brodin G, Dunsby P K S *Astrophys. J.* **536** 875 (2000)
166. Dolgov A D, Postnov K A, work in progress
167. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
168. Biermann L Z. *Naturforsch. A* **5** 65 (1950)
169. Мишустин И Н, Рузмайкин А А *ЖЭТФ* **61** 441 (1972); Mishustin I N, Ruzmaikin A A *JETP* **34** 233 (1972)
170. Berezhiani Z, Dolgov A D, Tkachev I I *Eur. Phys. J. C* **73** 2620 (2013)
171. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 161101 (2017)
172. Блинников С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984); Blinnikov S I et al. *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984)
173. Бисноватый-Коган Г С, Моисеенко С Г *УФН* **187** 906 (2017); Bisnovatyi-Kogan G S, Moiseenko S G *Phys. Usp.* **60** 843 (2017)
174. Засов А В и др. *УФН* **187** 3 (2017); Zasov A V et al. *Phys. Usp.* **60** 3 (2017)
175. Hawking S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **152** 75 (1971)
176. García-Bellido J, Linde A, Wands D *Phys. Rev. D* **54** 6040 (1996); astro-ph/9605094
177. Khlopov M Yu et al., hep-ph/9807343
178. Khlopov M Yu et al. *Grav. Cosmol.* **2** S1 (1999); hep-ph/9912422
179. Rubin S G, Khlopov M Yu, Sakharov A S *Grav. Cosmol.* **6** 51 (2000); hep-ph/0005271
180. Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N, Rubin S G, arXiv:0709.0070
181. Khlopov M Yu *Res. Astron. Astrophys.* **10** 495 (2010); arXiv:0801.0116
182. Carr B J et al. *Phys. Rev. D* **81** 104019 (2010); arXiv:0912.5297

183. Frampton P H et al. *JCAP* **2010** (04) 023 (2010); arXiv:1001.2308
184. Kawasaki M, Kusenko A, Yanagida T T *Phys. Lett. B* **711** 1 (2012); arXiv:1202.3848
185. Kawasaki M et al. *Phys. Rev. D* **94** 083523 (2016); arXiv:1606.07631
186. Deng H, Vilenkin A *JCAP* **2017** 044 (2017); arXiv:1710.02865
187. Cotner E, Kusenko A *Phys. Rev. Lett.* **119** 031103 (2017); arXiv:1612.02529
188. Inomata K et al. *Phys. Rev. D* **95** 123510 (2017); arXiv:1611.06130
189. Inomata K et al. *Phys. Rev. D* **96** 043504 (2017); arXiv:1701.02544
190. Georg J, Watson S J. *High Energ. Phys.* **2017** 138 (2017); arXiv:1703.04825
191. Domcke V et al. *JCAP* **2017** 048 (2017); arXiv:1704.03464
192. Bañados E et al. *Nature* **553** 473 (2018); arXiv:1712.01860

Massive and supermassive black holes in the contemporary and early Universe and problems in cosmology and astrophysics

A.D. Dolgov

*Novosibirsk State University,
ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation;
Alikhanov Institute of Theoretical and Experimental Physics,
National Research Center "Kurchatov Institute",
ul. Bol'shaya Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation
E-mail: dolgov@fe.infn.it*

This review concerns recent astronomical data showing that the role of massive primordial black holes in the Universe is much more significant than previously thought, both for the present Universe and for redshifts of order 10. The 1993-proposed model accounting for the primordial creation of heavy and superheavy black holes with a log-normal mass spectrum is discussed, which explains in a natural way some facts about the Universe that are unaccounted for in standard cosmology and astrophysics.

Keywords: black holes, massive and supermassive black holes, gravitational waves, globular clusters, formation of galaxies, the Universe at redshifts about 10

PACS numbers: **04.70.**–s, 98.62.Ai, **98.80.**–k

Bibliography — 192 references

Received 25 May 2017, revised 17 June 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (2) 121 – 142 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (2) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.06.038153>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.06.038153>