

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Первые детектирования гравитационных волн, излучаемых при слияниях двойных чёрных дыр

Д.Г. Райце

Научные коллаборации LIGO и Virgo провели первый сеанс наблюдений "O1" с 12 сентября 2015 г. по 19 января 2016 г. с помощью новых модернизированных интерферометров LIGO, расположенных в Хэнфорде (штат Вашингтон) и Ливингстоне (штат Луизиана). В течение сеанса наблюдений O1 и идущего в настоящее время сеанса O2 было уверенно зарегистрировано три гравитационно-волновых события от сливающихся двойных чёрных дыр звёздной массы. Четвёртое событие-кандидат также, вероятно, связано со сливающейся двойной системой из чёрных дыр. Из формы гравитационно-волнового сигнала удаётся оценить астрофизические параметры сливающихся двойных систем и чёрной дыры, образующейся после слияния компонент. Первое детектирование гравитационных волн подтверждает существование двойных чёрных дыр и имеет далеко идущие последствия для астрофизики, делая гравитационные волны новым мощным инструментом для изучения Вселенной.

Ключевые слова: гравитационные волны, общая теория относительности, лазерные интерферометры, прямое детектирование гравитационных волн, Advanced LIGO, Virgo

PACS numbers: 04.25.dg, **04.30.** – w, 04.80.Nn, 95.55.YmDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.038176>

Содержание

1. Введение (884).
 2. Интерферометры LIGO (885).
 3. Первое детектирование гравитационных волн от сливающихся двойных чёрных дыр (886).
 - 3.1. GW150914: методы и результаты анализа.
 - 3.2. Определение астрофизических параметров GW150914.
 - 3.3. GW150914 не противоречит ОТО.
 - 3.4. GW151226, GW170104 и LVT151012: ещё два (и, вероятно, три) слияния двойных чёрных дыр.
 4. Астрофизические следствия обнаруженных LIGO источников (889).
 5. Заключение (890).
- Список литературы (891).

1. Введение

Гравитационные волны (ГВ) были предсказаны Альбертом Эйнштейном в 1916 г. [1] как естественное следствие его новой Общей теории относительности (ОТО). Гравитационные волны представляют собой зависящие от времени вариации метрики (натяжения) с безразмерной амплитудой $h = \Delta L/L$, распространяющиеся со скоростью света. Они возникают при ускоренном движении масс, или, точнее, при отличной от нуля второй про-

изводной по времени от квадрупольного момента распределения масс источника $\ddot{I}(t)$. Зависящая от времени амплитуда гравитационной волны может быть выражена как $h(t) = 2G\ddot{I}(t)/rc^4$, где r — расстояние от источника до наблюдателя, G , c — ньютоновская постоянная тяготения и скорость света соответственно. В случае двух сферических масс M с расстоянием между ними $2R$, вращающихся по орбите с частотой f , амплитуда вариаций метрики

$$h = \frac{32\pi^2 GMR^2 f^2}{rc^4}. \quad (1)$$

На протяжении примерно 50 лет после предсказания Эйнштейна существование гравитационных волн рассматривалось как любопытное, но не имеющее физически ощутимых воздействий мысленное следствие теории [2], поскольку предсказываемые амплитуды были вероятно малы. Действительно, генерация и регистрация гравитационных волн в лабораторном эксперименте является безнадежным делом при современном уровне технологий и в обозримом будущем. Уравнение (1) предсказывает амплитуду порядка $\sim 10^{-35}$ для гантели из двух масс по 1000 кг каждая на расстоянии 1 м, вращающейся вокруг центральной оси со скоростью 1000 оборотов в секунду.

Лишь в 1960-х годах экспериментаторы стали пытаться обнаружить гравитационные волны от астрофизических источников. В то время полагали, что, в отличие от лабораторных источников, пульсары и сверхновые могли бы дать наблюдаемый эффект. Эксперименты с использованием твердотельных резонансных антенн проводились Вебером и другими в 1960-х и 1970-х годах

Д.Г. Райце (D.H. Reitze). LIGO Laboratory, California Institute of Technology, MS 100-36, Pasadena, CA 91125, USA
E-mail: reitze@ligo.caltech.edu

Статья поступила 7 июля 2017 г.

[3]. Несмотря на то что на первый взгляд их чувствительность была на много порядков ниже, чем требовалось для детектирования сигнала от астрофизических источников, эти новаторские эксперименты и физики, их осуществлявшие, привлекли внимание к возможности регистрации гравитационных волн наземными детекторами.

Зарождающаяся область гравитационно-волнового эксперимента получила новый импульс после публикации статьи М.Е. Герценштейна и В.И. Пустовойта [4], в которой постулировалось, что более подходящим детектором гравитационных волн в принципе может быть лазерный интерферометр*. Регистрация гравитационных волн интерферометрами была подробно изучена в 1972 г. Р. Вайсом [5]. Он первым серьёзно разработал схему интерферометрической гравитационно-волновой антенны и провёл тщательное теоретическое исследование шумов, которые в конечном счёте ограничивают чувствительность такого интерферометра.

2. Интерферометры LIGO

Лазерная интерферометрическая гравитационно-волновая обсерватория (LIGO) была создана в результате развития идей Р. Вайса, а также благодаря работам Р. Дривера [6] и других [7].

LIGO объединяет две практически идентичные обсерватории, находящиеся в Хэнфорде (штат Вашингтон, США) (обозначается как H1) (рис. 1а) и Ливингстоне (штат Луизиана, США, L1). В каждой обсерватории расположено по 4-километровому интерферометру.

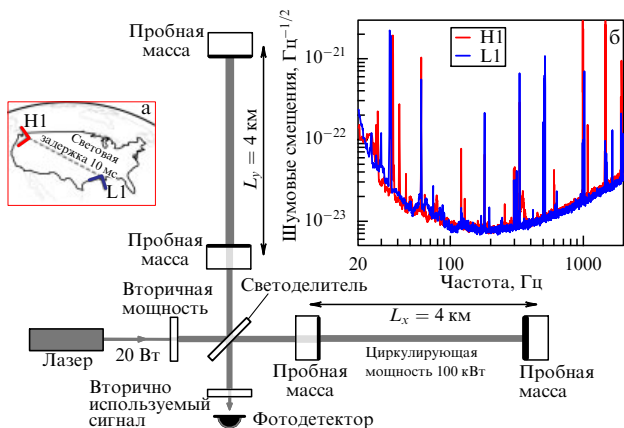


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Интерферометры LIGO второго поколения. На врезке (а) показано положение интерферометров в Хэнфорде (шт. Вашингтон) и Ливингстоне (шт. Луизиана), США. В центре — упрощённая схема установок, показывающая лазер, центральный интерферометр Майкельсона, включающий в себя светоделитель, пробные массы, 4-километровые резонаторы Фабри–Перо, зеркала для вторичного использования мощности и сигнала и детектирующий фотодиод. В первых наблюдениях "O1" входная мощность лазера 20 Вт приводила к 100 кВт мощности света в резонаторах. Характерный шум измерения натяжений метрики показан на врезке (б) красным (H1) и синим (L1) цветом. (Из работы [8].)

* Перспективность регистрации ГВ с помощью лазерных интерферометров была вскоре отмечена в одном из первых в мире обзоров по возможному экспериментальному обнаружению гравитационных волн (см. Брагинский В.Б. "Гравитационное излучение и перспективы его экспериментального обнаружения" *УФН* 86 433 (1965); Braginskii V.B. "Gravitational radiation and the prospect of its experimental discovery" *Sov. Phys. Usp.* 8 513 (1966)). (Примеч. ред.)

Большая часть инфраструктуры и плечи интерферометров находятся в вакуумной системе, поддерживаемой на уровне $10^{-8} - 10^{-9}$ Торр.

Детекторы LIGO были сооружены в 1995–1998 гг., и устройство первоначальных интерферометров (так называемого первого поколения) было завершено в 2002 г. В течение 2002–2010 гг. проводились серии научных наблюдений по поиску гравитационных волн, причём уровень чувствительности детекторов в терминах среднеквадратичной (rms) амплитуды шума достиг беспрецедентного по тем временам значения $h_{rms} < 10^{-21}$ при измерениях в узкой полосе частот вблизи 100 Гц. Эта чувствительность соответствует смещениям пробных масс, вызванным соответствующими флуктуациями метрики, $\Delta L_{rms} \sim 10^{-18}$ м. Хотя эти измерения в конечном счёте и не привели к открытию гравитационных волн, были получены жёсткие верхние ограничения на гравитационно-волновой фон от ранней Вселенной и на излучение гравитационных волн галактическими пульсарами. После завершения первых научных наблюдений детекторы LIGO подверглись модернизации, во время которой каждый интерферометр был полностью перестроен. В результате появилась модернизированная обсерватория Advanced LIGO с чувствительностью детекторов второго поколения, в 10 раз более высокой, чем у первоначальных интерферометров. После строительства и отладки в течение пяти лет в сентябре 2015 г. оба детектора LIGO приступили к научным наблюдениям.

Полное описание интерферометров LIGO второго поколения можно найти в работе [9]. Здесь мы опишем только в общих чертах принципы работы этих интерферометров и их устройство. Гравитационная волна с поляризацией h_+ , распространяющаяся в направлении оси z , производит зависящие от времени флуктуации напряжений метрики вдоль осей x и y , а с поляризацией h_x — вдоль направлений, повернутых на 45° . Гравитационная волна вызывает зависящие от времени дифференциальные деформации интерферометра, что приводит к появлению сигнала на выходном фотодиоде (см. рис. 1). Величина сигнала зависит не только от собственной амплитуды гравитационной волны, но и от направления распространения волны относительно плоскости xu , образованной плечами интерферометра, причём амплитуда сигнала уменьшается относительно оптимального направления вдоль оси z , когда смещения в плечах интерферометра максимальны.

Оптическая схема интерферометров LIGO (см. рис. 1) основана на принципе интерферометра Майкельсона, состоящего из лазера, светоделителя и двух конечных зеркал ("пробных масс"). Для достижения требуемой чувствительности, однако, в схему вносятся некоторые изменения, усиливающие накапливаемый сигнал от проходящей гравитационной волны. В 4-километровые плечи интерферометров вмонтированы резонаторы Фабри–Перо для увеличения времени нахождения света в интерферометре. Время взаимодействия между светом лазера и гравитационной волной и, следовательно, относительное время задержки прохождения света в плечах x и y возрастают в эффективное число раз, равное числу отражений, испытываемых светом в резонаторе. Другими словами, наличие резонатора Фабри–Перо в плечах интерферометра приводит к увеличению фазового сдвига света для данного смещения пробных масс, $\Delta\phi_{FP} = (2F/\pi) \Delta\phi_{Mich}$, где F — резкость (finesse) резона-

тора, а $\Delta\phi_{\text{Mich}}$ — обычная разность фаз в интерферометре Майкельсона¹. В спокойном состоянии при отсутствии возмущения разность длин плеч $\Delta L = L_y - L_x$ устанавливается так, чтобы свет, идущий от делителя обратно к лазеру, конструктивно интерферировал. Добавление в интерферометр дополнительного зеркала для вторичного использования мощности ("power recycling") позволяет сформировать ещё один резонатор, состоящий из этого дополнительного зеркала и "мнимого" зеркала, роль которого играет интерферометр Майкельсона с резонаторами Фабри–Перо в плечах. Это приводит к увеличению мощности света на светоделителе пропорционально числу отражений в дополнительном резонаторе вторичной мощности, что в свою очередь увеличивает отношение сигнала к дробовому шуму лазера.

Наконец, ещё один резонатор — резонатор вторичного использования сигнала — формируется путём введения дополнительного зеркала между светоделителем и сенсорным фотодиодом. Положение зеркала вторичного использования сигнала может быть таким, чтобы либо вторично направить в интерферометр промодулированный сигнал, вызванный проходящей гравитационной волной, для его усиления (как подсказывает название этого зеркала), либо для резонансного извлечения сигнала из интерферометра ("resonant sideband extraction"). Суммарный эффект от дополнительных элементов на несколько порядков увеличивает чувствительность по сравнению с чувствительностью простого интерферометра Майкельсона.

Интерферометр требуется максимально изолировать от любых физических возмущений, ведущих к появлению ложных сигналов с амплитудой, сравнимой с ожидаемой от гравитационных волн. Существует три категории таких возмущений: 1) фундаментальные шумы, изменяющие задержки света в интерферометре относительно деформаций, вызываемых гравитационной волной; 2) фундаментальные силы, ведущие к физическому смещению зеркал на величину ΔL ; 3) технические шумы, возникающие от сенсоров и актуаторов в контурах сервоконтроля, шумы электроники, флуктуации лазерной частоты, амплитуды и направления пучка, а также целый ряд других возмущений. Фундаментальные шумы определяются физическими параметрами схемы интерферометра и его элементов: мощностью лазера, массами зеркал, свойствами оптических покрытий зеркал, локальными сдвигами земной поверхности и, наконец, "ньютонским" шумом (динамическим градиентом силы тяжести) и фазовым шумом при рассеянии света в остаточном газе в вакуумированных трубах плеч интерферометра. На рисунке 2 представлен характерный вид спектра шума интерферометра H1 в Хэнфорде во время первого сеанса наблюдений O1, включающий в себя вклады от различных компонент. Предполагается, что отдельные шумы не коррелируют друг с другом и складываются квадратично в ожидаемый шумовой спектр. В большем интервале частотной полосы реально измеренный шум хорошо согласуется с модельными и независимо измеряемыми шумами, за исключением области 20–100 Гц, в которой присутствуют неотожествлённые шумы. Определение природы этих шумов и их подавление активно исследуются.

¹ Технически это так только в предельном случае, когда период гравитационной волны велик по сравнению с эффективным временем нахождения света в резонаторе Фабри–Перо FL/c .

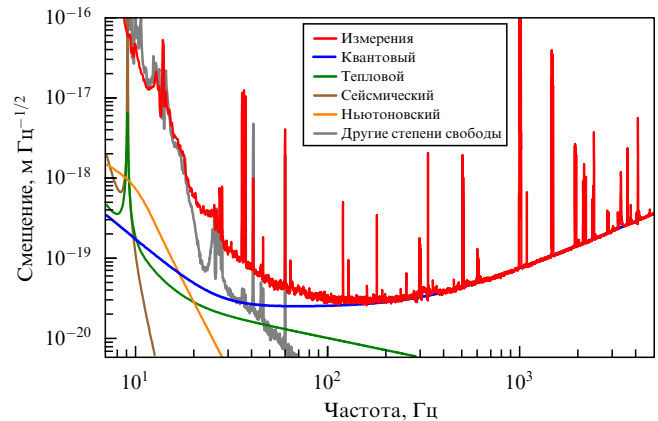


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Типичный спектр шума интерферометра H1 LIGO во время наблюдательного сеанса O1. Красная кривая показывает измеренную чувствительность в единицах спектральной плотности амплитуды смещений. Предсказанные (модельные) шумы (синяя, зелёная, коричневая и оранжевая кривые) и измеренные шумы (серая кривая) сравниваются с измеренной чувствительностью. Видно хорошее согласие между работающим детектором и предсказанным/измеренным уровнем шумов, за исключением полосы частот 20–100 Гц, в которой виден избыточный шум неизвестной природы. (Из работы [10].)

3. Первое детектирование гравитационных волн от сливающихся двойных чёрных дыр

Первые научные наблюдения O1 модернизированными интерферометрами H1 (L1) LIGO проводились с 12 сентября 2015 г. по 19 января 2016 г. после 13-месячного отладочного периода. Замечательно, что очень сильный совместный сигнал был зарегистрирован во время инженерной стадии работы 14 сентября 2015 г. в 09:50:45 UTC при первичной обработке данных (так называемый low latency data analysis pipeline), предназначенной для поиска транзитных гравитационно-волновых сигналов с помощью модельно-независимого алгоритма [11]. Событие-кандидат, обозначенное как GW150914, имело достаточно высокое отношение сигнала к шуму (SNR) и могло быть видимым в сырых минимально отфильтрованных потоках данных от обоих детекторов H1 и L1. Оба сигнала, H1 и L1, имели очень похожую морфологию (рис. 3), согласующуюся с формой сигнала, ожидаемого от слияния двух компактных объектов в более массивный объект. Сигнал L1 был

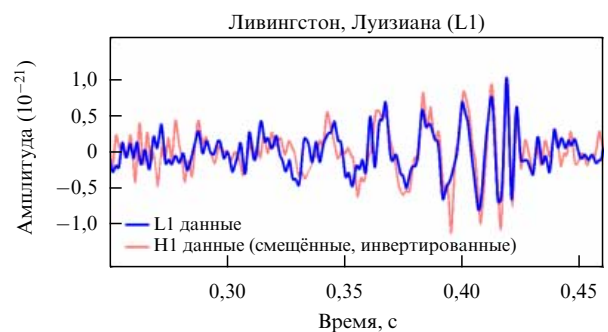


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Сравнение измеренной амплитуды сигнала в Ливингстоне (детектор L1, синяя кривая) и в Хэнфорде (детектор H1, красная кривая). Сигнал H1 инвертирован для учёта относительной ориентации относительно детектора L1 и сдвинут на 6,9 мс для учёта задержки во времени прихода. (Из работы [8].)

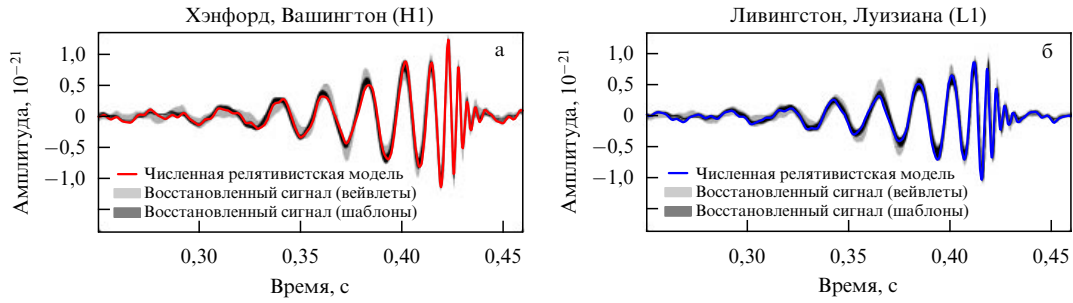


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Сравнение формы ГВ-сигнала, реконструированного по данным детектора в Хэнфорде (а) и в Ливингстоне (б), с численной релятивистской моделью. Светло-серая (тёмно-серая) кривая показывает результат реконструкции методом вейвлетов (шаблонов) от сливающихся двойных систем). Цветные кривые — численная релятивистская модель сигнала от источника с параметрами GW150914.

измеряемой форме сигнала в потоке данных d . Техника байесовского вычисления PDF использует алгоритмы выбора моделей для различных наборов сигналов от сливающихся двойных чёрных дыр. Учитывая полное отсутствие астрофизических ограничений на параметры сливающихся двойных чёрных дыр, предполагается равномерная априорная вероятность распределения параметров источников. Более детальное описание можно найти в работах [14, 21].

Изолированная система двойных сливающихся чёрных дыр описывается внутренними параметрами — массами компонентов m_1 и m_2 со спинами S_1 и S_2 , а также внешними параметрами, такими как фотометрическое расстояние до источника D_L , его небесные координаты (α, δ) , угол наклона орбиты i относительно плоскостей интерферометров, поляризация, момент слияния t_c и фаза. Ключевые параметры GW150914, которые получаются из анализа данных, приведены в табл. 1. Приведен 90%-ный доверительный интервал параметров, включающий в себя случайные и систематические ошибки, возникающие при усреднении результатов для различных модельных форм сигнала.

3.3. GW150914 не противоречит ОТО

Измеряемый сигнал несёт важную информацию о свойствах ОТО и позволяет провести проверку этой теории в режиме сильного поля для больших значений параметра v/c . В момент перед слиянием скорости обеих чёрных дыр превосходят половину скорости света. Вопрос о совместимости сигнала от GW150914 с предсказаниями ОТО специально исследовался и проводился поиск возможных отклонений от теории [16].

Таблица 1. Оценки физических параметров GW150914. Все значения² даны в системе отсчёта источника. Спины чёрных дыр даны в единицах безразмерного керовского параметра $a = c|S|/(Gm^2)$

Масса первой чёрной дыры, m_1/M_\odot	$36,2^{+5,2}_{-3,8}$
Масса второй чёрной дыры, m_2/M_\odot	$29,1^{+3,7}_{-4,4}$
Масса конечной чёрной дыры, m_f/M_\odot	$62,3^{+3,7}_{-3,1}$
Спин конечной чёрной дыры, a_f	$0,67^{+0,05}_{-0,06}$
Излучённая в ГВ энергия, $M_\odot c^2$	$3,0^{+0,5}_{-0,4}$
Пиковая светимость ГВ, эрг c^{-1}	$3,6^{+0,5}_{-0,4} \times 10^{56}$
Фотометрическое расстояние, D_L , Мпк	420^{+150}_{-180}
Красное смещение z	$0,09^{+0,03}_{-0,04}$

² Эти значения получены в результате повторного анализа данных в работе [20] и несколько отличаются от приведённых в работе [8].

На рисунке 5 приведено сравнение сигнала, извлечённого из данных интерферометров в Хэнфорде и Ливингстоне (после вычитания остаточных уклонений, соответствующих шуму детектора), с наиболее подходящей формой сигнала, численно рассчитанного в рамках ОТО. Две реконструкции, полученные методом шаблонного поиска и модельно-независимым вейвлетным анализом, сравниваются с наилучшей подходящей численной релятивистской моделью. Восстановленные сигналы почти на 95% соответствуют модельным релятивистским сигналам. Это говорит о том, что если отклонения от ОТО и существуют, то они малы и находятся в пределах шумовых ошибок измерений.

Дополнительный тест на совместимость с ОТО может быть проведён с использованием обобщённой постньютоновской (post-Newtonian — PN) аппроксимации формы ГВ сигнала путём сравнения с наблюдаемой фазовой эволюцией сигнала. Любые отклонения от ОТО приводили бы к появлению ненулевых значений этих параметров. Внутри 90% доверительных интервалов ошибок никаких отклонений параметров PN разложения вплоть до 3,5 PN-порядка (максимальный порядок, использованный при расчёте формы сигнала) не обнаружено. Это накладывает гораздо лучшие верхние пределы на отклонения от ОТО, чем получаются при анализе данных от двойного пульсара J0737-3039 [22], за исключением ограничения на параметр $0PN^3$.

Наконец, можно наложить верхнее ограничение на массу покоя гравитона m_g . Массу гравитона можно сопоставить с его комптоновской длиной волны $\lambda_g = h/(m_g c)$, где h — постоянная Планка. Учёт массивного гравитона меняет частотную зависимость фазы гравитационной волны [23]:

$$\Psi_{MG}(f) = \Psi_{GR}(f) - \frac{\pi^2 D M}{\lambda_g^2 (1+z)} (\pi M f)^{-1}, \quad (2)$$

где Ψ_{GR} — стандартная постньютоновская фаза, D — расстояние до источника, рассчитываемое в плоском пространстве-времени в рамках стандартной космологической Λ CDM-модели, и $M = m_1 + m_2$. Конечная комптоновская длина волны гравитона приводила бы к дисперсии гравитационных волн и к появлению фазовой задержки относительно сигнала в стандартной космологической модели. С использованием методов, подобных

³ Верхний предел параметра $0PN$ для пульсара J0737-3039 получается лучше в результате 10-летних измерений периода пульсара радиотелескопами, в отличие от < 1 с наблюдений ГВ от GW150914.

описанным в разделе 3.2, стандартные сигналы от сливающихся двойных чёрных дыр модифицировались с учётом массивного гравитона и проверялись байесовским методом путём расчёта кумулятивной функции распределения вероятности для λ_g . На уровне значимости 90 % получен нижний предел $\lambda_g > 10^{13}$ км, соответствующий верхнему пределу массы гравитона $m_g \leq 1,2 \times 10^{-22}$ эВ/ c^2 . Хотя этот верхний предел и хуже, чем получается из анализа слабого гравитационного линзирования и других методов, тем не менее он является наиболее сильным ограничением, полученным в режиме сильного гравитационного поля.

3.4. GW151226, GW170104 и LVT151012: ещё два (и, вероятно, три) слияния двойных чёрных дыр

Второе надёжно подтверждённое ГВ-событие было зарегистрировано в ходе сеанса наблюдений O1 26 декабря 2015 г. в 03:38:53 UTC [24]. Источник GW151226 был также первым случаем успешного применения процедуры быстрого анализа данных (low latency search pipelines) и впоследствии был классифицирован как слияние двойной чёрной дыры на уровне SNR системы интерферометров, равном 13,0, с вероятностью ложного срабатывания менее чем 1 раз в $1,67 \times 10^6$ лет. Поскольку массы чёрных дыр оказались меньше (примерно 14,2 и 7,5 масс Солнца), их слияние произошло на более высокой частоте, так что сигнал находился дольше внутри полосы частот чувствительности интерферометров LIGO. За время порядка 1,5 с от источника GW151226 было измерено 55 циклов сигнала на фазе приближения по спирали и на фазе слияния (рис. 6), соответствующих ~ 27 орбитальным оборотам двойной системы. (Для сравнения от GW1501914 наблюдалось только 10 циклов.)

В наблюдениях LIGO O2, начатых 30 ноября 2016 г., было обнаружено третье слияние двойных чёрных дыр [25]. Источник GW170104 был зарегистрирован 4 января 2017 г. в 10:11:58,6 UTC и имел массы компонентов с промежуточными значениями между первым и вторым сигналами. Расстояние до этого источника равно 880 Мпк,

Таблица 2. Оценки параметров источников GW151226, GW170104 и LVT151012. Все значения даны в собственной системе отсчёта источников

	GW151226	GW170104	LVT151012
Масса первой чёрной дыры, m_1/M_\odot	$14,2^{+8,3}_{-3,7}$	$31,2^{+8,4}_{-6,0}$	23^{+18}_{-6}
Масса второй чёрной дыры, m_2/M_\odot	$7,5^{+2,3}_{-2,3}$	$19,3^{+5,3}_{-5,9}$	13^{+4}_{-5}
Масса конечной чёрной дыры, m_f/M_\odot	$20,8^{+6,1}_{-1,7}$	$48,7^{+5,4}_{-4,6}$	35^{+14}_{-4}
Спин конечной чёрной дыры a_f	$0,74^{+0,06}_{-0,06}$	$0,64^{+0,09}_{-0,20}$	$0,66^{+0,09}_{-0,10}$
Излучённая энергия ГВ, $M_\odot c^2$	$1,0^{+0,1}_{-0,2}$	$2,0^{+0,6}_{-0,7}$	$1,5^{+0,3}_{-0,4}$
Пиковая светимость, эрг c^{-1}	$3,3^{+0,8}_{-1,6} \times 10^{56}$	$3,1^{+0,7}_{-1,3} \times 10^{56}$	$3,1^{+0,8}_{-1,8} \times 10^{56}$
Фотометрическое расстояние D_L , Мпк	440^{+180}_{-180}	880^{+450}_{-390}	1000^{+500}_{-500}
Красное смещение z	$0,09^{+0,03}_{-0,04}$	$0,18^{+0,08}_{-0,07}$	$0,20^{+0,09}_{-0,09}$

и он является на сегодняшний день самым далёким зарегистрированным слиянием двойных чёрных дыр. В отличие от двух предыдущих событий, GW170104 является первым слиянием чёрных дыр, спины которых не сонаправлены с орбитальным моментом импульса. Это имеет интересные последствия для каналов образования двойных чёрных дыр, которые мы обсудим в разделе 4.

Заметим, что во время наблюдений O1 было также найдено более слабое событие (12 октября 2015 г. в 09:54:43 UTC) на уровне SNR системы детекторов, равном 9,7, и со статистической значимостью $\lesssim 2\sigma$. Этот источник удалён на расстояние ~ 1000 Мпк ($z \sim 0,2$), и оценки его параметров с вероятностью $\sim 95\%$ показывают, что LVT151012 был также порождён слиянием двойных чёрных дыр⁴.

Физические параметры источников GW151226, GW170104, и LVT151012 приведены в табл. 2.

4. Астрофизические следствия обнаруженных LIGO источников

Гравитационные волны, зарегистрированные LIGO, дают уникальную информацию об астрофизике двойных систем чёрных дыр и о самих чёрных дырах. GW150914 является первым наблюдательным подтверждением существования двойных чёрных дыр и доказывает, что двойные чёрные дыры могут образовываться, эволюционировать и сливаться за хаббловское время. Массы чёрных дыр в источниках GW150914 и GW170104 больше (а в случае GW150914 — значительно больше), чем у чёрных дыр звёздной массы, измеренных в галактических рентгеновских двойных системах, что говорит о том, что массы чёрных дыр могут быть гораздо больше, чем думали ранее.

Предварительный спектр масс чёрных дыр, измеренный LIGO, имеет важные последствия для их механизмов формирования и динамики. Считается, что двойные чёрные дыры звёздной массы образуются одним из двух способов — либо путём динамического захвата в плотных звёздных скоплениях (например, в шаровых скопле-

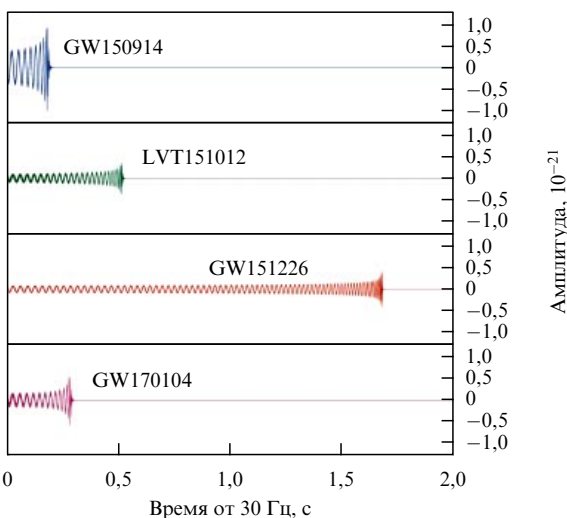


Рис. 6. Восстановленная форма ГВ-сигнала от трёх подтверждённых и одного менее надёжного события LIGO как функция времени, отсчитываемого от момента входа источника в полосу чувствительности интерферометров LIGO вблизи 30 Гц.

⁴ Префикс LVT означает "LIGO-Virgo Trigger", который используется для обозначения возможных событий со значимостью ниже стандартного порога 5σ .

ниях), либо в результате эволюции отдельных массивных двойных звёзд через стадию с общей оболочкой. В каждом из этих двух основных эволюционных каналов существует множество специфических моделей. Массивные чёрные дыры могли бы возникнуть любым из этих способов, однако для формирования изолированной двойной системы через стадию с общей оболочкой металличность звёзд, по-видимому, не должна превышать 0,5 солнечной, чтобы избежать большой потери массы звёздным ветром, в результате которой двойная система расширяется [13].

Спины чёрных дыр до финального слияния могли бы дать дополнительную информацию о механизмах их формирования. При эволюции в изолированной двойной системе спины компонентов, вероятнее всего, должны быть сонаправлены с орбитальным моментом импульса вследствие действия аккреционных моментов сил, в то время как у систем, формирующихся динамическими захватами в скоплениях, спины могут быть ориентированы произвольно. В общем случае составляющая спина чёрной дыры вдоль орбитального момента импульса изменяет фазу гравитационно-волнового сигнала, а компонента вектора спина в плоскости орбиты приводит к орбитальной прецессии, которая модулирует амплитуду излучаемого ГВ-сигнала. Влияние спинов компонентов двойной системы в целом оказывает незначительное влияние на эволюцию орбиты, поэтому из формы ГВ-сигнала получаются довольно слабые ограничения на индивидуальные спины чёрных дыр. Используя шаблоны сигналов от прецессирующих и непрецессирующих моделей, можно оценить вероятность, являются ли спины сливающихся чёрных дыр в основном параллельными или антипараллельными орбитальному моменту импульса. Взвешенный по массам компонентов параметр спина может быть определён как

$$\chi_{\text{eff}} = m_1 a_1 \cos \vartheta_{\text{LS}_1} + m_2 a_2 \cos \vartheta_{\text{LS}_2}, \quad (3)$$

где $\vartheta_{\text{LS}_{1,2}}$ — угол между вектором вращения чёрной дыры $\mathbf{S}_{1,2}$ и орбитальным моментом импульса \mathbf{L} . Найдено, что в источнике GW151226 параметр спина $\chi_{\text{eff}} = 0,21^{+0,20}_{-0,10}$, что указывает на то, что спин по крайней мере одной из сливающихся чёрных дыр $a > 0,2$ с вероятностью 99 % [24]. У источника GW170104 эффективный спин $\chi_{\text{eff}} = -0,12^{+0,21}_{-0,30}$, и с вероятностью 0,82 χ_{eff} отрицателен, что впервые даёт наблюдательные свидетельства того, что спин по крайней мере одной из чёрных дыр может быть не сонаправлен с вектором орбитального вращения двойной системы.

Результаты LIGO впервые позволили получить наблюдательную оценку темпа слияния двойных чёрных дыр во Вселенной. До этого теоретические оценки, получаемые в модельных расчётах методом популяционного синтеза, варьировались в пределах более трёх порядков величины ($0,1 - 300 \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$) [26]. С использованием методов, описанных в работе [14], наблюдения четырёх зарегистрированных источников позволили наложить гораздо более строгие ограничения на темпы слияния двойных чёрных дыр. При этом предполагались два астрофизически мотивированных распределения масс чёрных дыр: 1) степенной закон по m_1 и равномерный по m_2 и 2) равномерное логарифмическое распределение по обеим массам, m_1 и m_2 . Оценка темпа слияний со степенным распределением даёт $R = 103^{+110}_{-63} \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$, а log-равномерная модель даёт $R = 32^{+33}_{-20} \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$,

что вместе приводит к оценке $12 - 213 \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$ [24]. Эти значения, выведенные из наблюдений, близки к верхней границе оценок, получаемых методами популяционного синтеза, и могут быть использованы для исключения менее эффективных каналов образования двойных чёрных дыр.

Возможность определить положение источника гравитационных волн на небе с помощью двух детекторов ограничена, однако вероятностно можно выделить области на небе, откуда пришел ГВ-сигнал. Область локализации источников GW150914, GW151226 и GW170104 имеет площадь 230, 850 и 1200 кв. градусов соответственно [20]. В отсутствие аккрецируемого вещества в момент слияния двойные чёрные дыры не могут быть источниками электромагнитного излучения, хотя и были предложены некоторые экзотические механизмы сопутствующего электромагнитного излучения [27].

Типичные области локализации гравитационно-волновых источников на несколько порядков больше областей неба, наблюдаемых различными телескопами в электромагнитном диапазоне. Несмотря на то что такие области трудно наблюдать одновременно в течение короткого времени, для каждого из трёх источников были проведены наблюдательные кампании по поиску электромагнитных послесвечений. В случае GW150914 около 25 телескопов изучали область локализации источника от радио до рентгеновского диапазона. Чтобы покрыть всю область локализации, время наблюдений возможных электромагнитных "хвостов" составляло от дней до недель. Положительных результатов поиски не дали [28]. Результаты поисков электромагнитного сигнала для GW170104 пока не опубликованы.

5. Заключение

Экспериментальное обнаружение гравитационных волн спустя почти 100 лет после их предсказания Альбертом Эйнштейном стало возможным благодаря целенаправленным многолетним усилиям по строительству детекторов LIGO. Открытие и отождествление нескольких источников как сливающихся двойных чёрных дыр в течение двух лет работы детекторов LIGO второго поколения свидетельствует, что в ближайшие годы гравитационно-волновая астрономия станет доминирующим инструментом для изучения происхождения и динамики двойных чёрных дыр.

Вторая серия наблюдений LIGO началась в ноябре 2016 г. и по плану продлится до августа 2017 г. Модифицированный детектор Virgo, расположенный вблизи Пизы (Италия), в настоящее время находится в стадии отладки и приступит к работе летом 2017 г.*** Так как модернизированный детектор Virgo является третьим действующим интерферометром километровых размеров с чувствительностью, сопоставимой с LIGO, его включение в сеть ГВ-интерферометров значительно улучшит локализацию возможных источников, что обещает революцию во Всесигнальной астрономии. Далее ожидается, что в течение ближайшего десятилетия к поискам гравитационных волн присоединится 3-километровый японский интерферометр KAGRA. В начатом проекте LIGO-Индия предполагается размещение ещё

*** Совместная работа сети интерферометров LIGO – Virgo началась 1 августа 2017 г. (Примеч. ред.)

одного интерферометра LIGO второго поколения в Индии, который дополнительно улучшит чувствительность и возможности гравитационно-волновых наблюдений. Сеть из пяти ГВ-интерферометров позволит локализовать источники на небе в области с площадью в несколько кв. градусов, что во много раз лучше, чем точность локализации действующей системы из двух интерферометров.

Наземные гравитационно-волновые интерферометры ведут активный поиск не только слияний двойных чёрных дыр, но и других мощных астрофизических источников гравитационных волн, включая сигналы от слияния двойных нейтронных звёзд, сверхновых и быстровращающихся нейтронных звёзд. Обнаружение сигналов от таких объектов ещё больше увеличит роль гравитационно-волновых обсерваторий в астрономии и может даже привести к изменению в основополагающих взглядах на строение и эволюцию Вселенной.

Благодарности

Автор благодарит Национальный Научный Фонд США (гранты US RNY0757058 и RNY0823459). Автор является членом научной коллаборации LIGO, работающей совместно с научной коллаборацией Virgo. Эта статья является документом LIGO-P1700153.

Перевёл с английского *К.А. Постнов.*

Список литературы

1. Einstein A *Sitzungsber. Königl. Preuß. Akad. Wiss. Berlin* 688 (1916); Пер. на англ. яз.: *The Collected Papers of Albert Einstein* Vol. 6 *The Berlin Years: Writings, 1914–1917* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1997) p. 201
2. Keneffick D *Traveling at the Speed of Thought: Einstein and the Quest for Gravitational Waves* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2007)
3. Weber J *Phys. Rev.* **117** 306 (1960)
4. Герценштейн М Е, Пустовойт В И *ЖЭТФ* **43** 605 (1962); Gertsenshtein M E, Pustovoit V I *Sov. Phys. JETP* **16** 433 (1963)
5. Weiss R "Electromagnetically coupled broadband gravitational antenna", Quarterly Progress Report No. 105 (Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology, Research Laboratory of Electronics, 1972); <https://dcc.ligo.org/LIGO-P720002/public/main>
6. Drever R W P, in *Gravitational Radiation* (Eds N Deruelle, T Piran) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 321
7. Vogt R E et al. "A Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)", Technical Report (Cambridge, MA: Massachusetts Institute of Technology, 1989); <https://dcc.ligo.org/LIGO-M890001/public/main>
8. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
9. Aasi J et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Class. Quantum Grav.* **32** 074001 (2015)
10. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 131103 (2016)
11. Klimenko S et al. *Phys. Rev. D* **93** 042004 (2016)
12. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Class. Quantum Grav.* **33** 134001 (2016)
13. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **818** L22 (2016)
14. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **833** L1 (2016)
15. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 241102 (2016)
16. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 221101 (2016)
17. Dal Canton T et al. *Phys. Rev. D* **90** 082004 (2014)
18. Privitera S et al. *Phys. Rev. D* **89** 024003 (2014)
19. Allen B *Phys. Rev. D* **71** 062001 (2005)
20. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. X* **6** 041015 (2016)
21. Aasi J et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. D* **88** 062001 (2013)
22. Wex N, arXiv:1402.5594
23. Del Pozzo W, Veitch J, Vecchio A *Phys. Rev. D* **83** 082002 (2011)
24. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 241103 (2016)
25. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 221101 (2017)
26. Abadie J et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.) *Class. Quantum Grav.* **27** 173001 (2010)
27. Loeb A *Astrophys. J. Lett.* **819** L21 (2016)
28. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab., Australian Square Kilometer Array Pathfinder (ASKAP) Collab., BOOTES Collab., Dark Energy Survey and Dark Energy Camera GW-EM Collab., Fermi GBM Collab., GRAVitational Wave Inaf TeAm (GRAWITA), INTEGRAL Collab., Intermediate Palomar Transient Factory (iPTF) Collab., InterPlanetary Network, J-GEM Collab., La Silla-QUEST Survey, Liverpool Telescope Collab., Low Frequency Array (LOFAR) Collab., MASTER Collab., MAXI Collab., Murchison Wide-field Array (MWA) Collab., Pan-STARRS Collab., PESSTO Collab., Pi of the Sky Collab., SkyMapper Collab., Swift Collab., TAROT, Zadko, Algerian National Observatory, and C2PU Collab., TOROS Collab., and VISTA Collab.) *Astrophys. J. Lett.* **826** L13 (2016)

The first detections of gravitational waves emitted from binary black hole mergers

D.H. Reitze. *LIGO Laboratory, California Institute of Technology, MS 100-36, Pasadena, CA 91125, USA*
E-mail: reitze@ligo.caltech.edu

The LIGO Scientific Collaboration and the Virgo Collaboration carried out the inaugural 'O1' observing run from September 12, 2015 through January 19, 2016 using the newly commissioned Advanced LIGO interferometers located in Hanford, WA and Livingston, LA. During the O1 run and the O2 run currently underway, three definitive detections of gravitational waves occurred, each produced during the mergers of binary stellar mass black hole system. A fourth candidate gravitational-wave event was identified, also likely produced from a binary black hole merger. The detected gravitational waveforms allow for the inference of the intrinsic astrophysical parameters of the merging binary systems as well as the resulting black hole produced by the mergers. The first detect detections of gravitational waves confirm the existence of binary black hole systems, and have profound implications for astrophysics using gravitational waves as a new and powerful probe of the universe.

Keywords: gravitational waves, the general theory of relativity, laser interferometers, direct detection of gravitational waves, Advanced LIGO, Virgo

PACS numbers: 04.25.dg, **04.30.** – w, 04.80.Nn, 95.55.Ym

Bibliography — 28 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (8) 884–891 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.038176>

Received 7 July 2017

Physics – Uspekhi **60** (8) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.11.038176>