

## О непосредственном обнаружении гравитационных волн\*

В.И. Пустовойт

*Рассмотрены различные детекторы гравитационных волн (ГВ) и отмечено, что наибольшими возможностями регистрации ГВ обладают интерферометрические методы, поскольку они имеют высокую чувствительность и весьма широкую частотную полосу. На основе лазерных интерферометров, предложенных ещё в 1962 г. в статье М.Е. Герценштейна и В.И. Пустовойта, опубликованной в ЖЭТФ (том 43, с. 605, 1962 г.) и в переводе на английский в Sov. Phys. JETP (Vol. 16, p. 433, 1963), впервые удалось непосредственно обнаружить излучение ГВ от слияния двух чёрных дыр. Отмечено, что утверждения о том, что указанная статья М.Е. Герценштейна и В.И. Пустовойта не была известна некоторым специалистам, работающим над проблемами непосредственного детектирования ГВ, не соответствует действительности. Обсуждаются также вопросы влияния мощного лазерного излучения на электростатическую поляризацию зеркал, выступающих в качестве свободных масс, и отмечено, что поляризация зеркал может приводить к появлению дополнительной связи с проводящими элементами конструкции и, как следствие, к уменьшению чувствительности интерферометров. Рассматриваются некоторые новые возможности создания высокоотражающих структур и вопросы отвода тепла.*

**Ключевые слова:** гравитационные волны, общая теория относительности, лазерные интерферометры, прямое детектирование гравитационных волн, Advanced LIGO, Virgo, отражающие зеркала LIGO и Virgo, история создания лазерных интерферометров для детектирования гравитационных волн

PACS numbers: 04.30. - w, 04.80.Nn, 95.55.Ym

DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037900

## Содержание

1. Введение (1133).
  2. Что такое гравитационная волна (1135).
  3. Резонансные антенны гравитационных волн (1138).
  4. Лазерные интерферометры для обнаружения гравитационных волн (1140).
  5. Непосредственное обнаружение гравитационных волн (1144).
  6. Заключение (1149).
- Список литературы (1151).

## 1. Введение

Огромным достижением фундаментальной науки последнего времени, безусловно, стало непосредственное обнаружение гравитационных волн [1]. Гравитационные волны (ГВ) являются прямым следствием сформулированных А. Эйнштейном уравнений общей теории относительности (ОТО) [2, 3], и непосредственное обнаружение

ГВ является ещё одним доказательством справедливости этих уравнений.

Вопросам вывода уравнений, описывающих распространение гравитационных волн, из нелинейных уравнений ОТО, проблемам излучения ГВ различными объектами, посвящено, начиная с основополагающих работ Эйнштейна [2] и Эйнштейна – Розена [4], большое количество книг, обзоров и статей, и читатель всё это может легко найти в Интернете (об известной проблеме "принципа" излучения ГВ см. [5]).

Укажем здесь, что сразу после получения уравнений ОТО Эйнштейном (1915 г.) было получено их линейное приближение (1916 г.), которое оказалось весьма похоже (с математической точки зрения) на уравнения Максвелла для электромагнитного поля, и поэтому Эйнштейн сделал правильный вывод о возможности излучения "волн тяготения", или гравитационных волн [3]. В 1918 г. Эйнштейн получил известную формулу для интенсивности излучения ГВ, показав, что излучение возникает вследствие временного изменения квадрупольного момента тел.

Принципиальным отличием уравнений гравитационных волн от похожих уравнений Максвелла для электромагнитного поля является то, что электромагнитные

**В.И. Пустовойт.** Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, п. Менделеево, 141570 Солнечногорский район, Московская область, Российская Федерация;  
Научно-технологический центр уникального приборостроения, ул. Бутлерова 15, 117342 Москва, Российская Федерация  
E-mail: vladpustovoyt@gmail.com

Статья поступила 26 августа 2016 г.

\* Статья написана на основе доклада В.И. Пустовойта, представленного на Научной сессии Отделения физических наук "О первом прямом детектировании гравитационных волн", состоявшейся 2 марта 2016 г. Остальные доклады сессии уже опубликованы в сентябрьском номере журнала УФН за 2016 г. (см. [108, 111 – 113]). (Примеч. ред.)

волны излучает изменяющийся во времени электрический диполь, образованный зарядами с разными знаками, а излучение гравитационных волн происходит вследствие временного изменения квадрупольного момента системы, состоящей из масс, имеющих одинаковый заряд. С квантовой точки зрения последнее означает, что спин кванта электромагнитного поля равен единице, в то время как спин кванта гравитационного поля — гравитона — равняется двум. Различие спинов фотона и гравитона приводит к тому, что отношение потока энергии излучения гравитационных волн к потоку излучения электромагнитных волн для заряженных частиц при больших энергиях не зависит от их энергии, несмотря на то что источники в уравнениях для излучения гравитационных и электромагнитных волн по-разному зависят от энергии движения частиц (подробнее см. [6, 7], а также обзор [8] и статью [9]).

Эйнштейн показал, что мощность гравитационного излучения ничтожно мала. Например, для стержня длиной 1 м, вращающегося с предельной для разрыва скоростью, она составляет лишь  $10^{-37}$  Вт, а для планеты Юпитер, вращающейся вокруг Солнца, — всего 400 Вт. Поэтому основная проблема регистрации ГВ состоит в том, чтобы создать достаточно чувствительные приёмники гравитационного излучения.

Первые экспериментальные попытки непосредственного обнаружения ГВ были сделаны Джозефом Вебером (Joseph Weber) [10, 11] ещё в 1960-х годах в Мэрилендском университете с помощью резонансных антенн. В качестве антенн ГВ Дж. Вебером использовались массивные тела цилиндрической формы, подвешенные на тонких стальных нитях в поле тяжести Земли. Возникающие под действием гравитационной волны упругие деформации фиксировались пьезоэлектрическими датчиками. В пионерском эксперименте Дж. Вебера антенна представляла собой 1,2-тонный алюминиевый цилиндр длиной  $\approx 1,5$  м и диаметром  $\approx 61$  см, подвешенный на стальных нитях в вакуумной камере, причём для того чтобы снизить влияние сейсмических шумов нити крепились на акустических фильтрах. Резонансная частота первой продольной акустической моды антенны при комнатной температуре составляла 1667 Гц, полоса частот — около 10 Гц. Впоследствии Вебер создал две антенны, расположенные на расстоянии 2 км друг от друга, чтобы за счёт кор-

реляционной обработки результатов измерений можно было повысить достоверность измерений. Такие антенны были способны регистрировать сигнал гравитационной волны с безразмерной амплитудой около  $10^{-15}$ , что при длине цилиндра 1,5 м соответствует абсолютному значению смещения около  $1,5 \times 10^{-13}$  см, т.е. величине, примерно равной размеру протона [10]. Система регистрации состояла из серии пьезоэлектрических кристаллов кварца (датчиков деформации), установленных на его поверхности, близкой к центральной области цилиндра. Пьезоэлектрические датчики преобразовывали механические колебания, возникающие под действием гравитационной волны в цилиндре, в электрический сигнал. Первые измерения были проведены в январе 1965 г., и спустя два года Вебер сообщил о первых возможных наблюдениях гравитационных волн [11].

В 1968 г. Вебер снова объявил о возможном обнаружении ГВ [12]. На этот раз он использовал не один, а два настроенных на частоту  $\approx 1,66$  кГц алюминиевых цилиндра, расположенных на расстоянии 2 км друг от друга. Вебер утверждал, что случайное совпадение событий имело крайне малую вероятность [13, 14], и наконец в 1969 г. заявил об открытии излучения ГВ, поскольку совпадений было достаточно, а вероятность того, что все эти совпадения являлись случайными, по оценкам Вебера, была чрезвычайно малой [13, 14]. К 1973 г. он утверждал, что превышение числа совпадений над среднестатистическим составило около семи событий в сутки и что сигнал достигал своего пика в направлении центра Галактики [15, 16].

Эти и последующие наблюдения Вебера были встречены научной общественностью с большим интересом; тем не менее последующие наблюдения, основанные на независимых наблюдениях двух резонансных антенн, и более тщательный анализ результатов Вебера не подтвердили [17–20] (см. также [21]) факта обнаружения им ГВ. Вебер потратил много сил на "доказательства" факта непосредственного обнаружения им излучения ГВ, но так и не признал ошибочности своих измерений и не отказался от утверждения об обнаружении им ГВ [15, 16]. (Дж. Вебер умер в 2000 г.) Фотография антенны Вебера показана на рис. 1.

Тем не менее эти первые опыты привлекли большое внимание многих исследователей ряда стран к проблеме

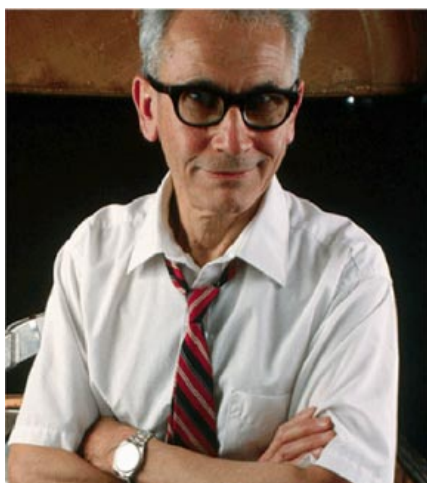


Рис. 1. Джозеф Вебер и его первая резонансная антенна для регистрации гравитационных волн (музей Мэрилендского университета).

обнаружения ГВ, и вскоре начались интенсивные исследования, разработки и создание резонансных антенн по типу антенн Вебера (см. [22–28]). Из действующих в настоящее время детекторов по этому принципу работают сферическая антенна MiniGRAIL (Mini Gravitational Wave Antenna in Leiden) [22] (Лейденский университет, Нидерланды), антенна Allegro [23] (Батон-Руж, штат Луизиана, США), на которой в своё время работал и Дж. Вебер, AURIGA (от итал. Antenna Ultracriogenica Risonate per l'Indagine Gravitazionele Astronomica) [24] с температурой приёмника 0,1 К и Nautilus [25] (Италия), Explorer [26] (Швейцария) и АГРАН [27, 28] (Россия). Имеется обширная литература, в том числе многочисленные обзоры на эту тему, и их легко можно найти в Интернете.

Тем не менее сегодня стало ясно, что проблема обнаружения гравитационных волн с помощью резонансных антенн наталкивается на ряд трудностей, которые резко сужают возможности регистрации ГВ. Основная трудность — это невозможность детектирования сигнала в широкой полосе частот при сравнительно высокой резонансной частоте самих приёмников. Однако в будущем, когда удастся оценить количество двойных нейтронных звёзд или других подобных объектов, имеющих малые размеры и большие массы, так что частота излучения ими ГВ приблизится к собственной частоте резонансных антенн, роль таких резонансных детекторов, как более простых и дешёвых гравитационных антенн, возможно, возрастет.

В 1962 г. М.Е. Герценштейном и автором этих строк был предложен совершенно иной метод регистрации гравитационных волн, основанный на интерферометрии лазерных пучков и интерферометрах типа Майкельсона [29]. Необходимо подчеркнуть, что в начале 1960-х годов многие лаборатории в мире приступили к разработке и созданию твердотельных антенн веберовского типа и поэтому предложение об использовании лазерных интерферометров старались не замечать. В работе [29] на примере антенны Вебера было указано, что резонансные методы регистрации ГВ являются не вполне эффективными, поскольку они имеют весьма узкую спектральную полосу. Мой учитель В.Л. Гинзбург, выступая в Варшаве на конференции по гравитации [30] (июль 1963 г.), сообщил о нашей работе [29]. На этой конференции присутствовал и Дж. Вебер, который, узнав о "критике" резонансных методов регистрации ГВ, содержащейся в работе [29], в августе 1963 г. опубликовал специальную статью [31], в которой ответил на эту "критику"<sup>1</sup>. Оценки чувствительности резонансных методов, приведённые в статье Вебера [31] и многих последующих работах, относятся именно к условиям резонанса или состояния, близкого к нему, при которых частота гравитационной волны совпадает с частотой собственного механического резонанса массивного цилиндра (около 1 кГц), но, как показали последние наблюдения реальных событий, — это весьма редкий случай. Частоты возможных источни-

ков ГВ неизвестны, неизвестны также ни направление, из которого могут прийти ГВ, ни их поляризация. Именно эти особенности резонансных антенн и являлись основой "критики", приведённой в нашей статье 1962 г.

Основные идеи предложенного в [29] метода состоят в следующем. Для непосредственной регистрации гравитационного излучения в качестве антенны было предложено использовать лазерный интерферометр со свободно подвешенными зеркалами, играющими роль масс, на которые действуют силы, порождаемые ГВ. Под действием ГВ свободно подвешенные зеркала интерферометра смещаются и интерференционная картина изменяется. Наблюдаемое изменение картины интерференции и может служить сигналом о наличии гравитационного излучения. Первые оценки показали [29], что чувствительность таких антенн может значительно превосходить чувствительности существующих в то время антенн Вебера и, что весьма важно, лазерные интерферометры обладают весьма широкой частотной полосой регистрации гравитационного излучения. Кроме того, использование в интерферометрах изобретённых к тому времени монохроматических источников света — лазеров (Т. Мейман, 1960 г.), как было показано в [29], ещё более повышает чувствительность интерференционных методов.

Было также указано, что для повышения чувствительности необходимо использовать интерферометры с максимально большой базой, т.е. размерами плеч, а также предпринять все необходимые меры по уменьшению уровня шумов и флуктуаций показателя преломления среды, в которой распространяется лазерный луч.

Первый лазерный интерферометр был создан в конце 1960-х годов учеником Дж. Вебера Робертом Форвардом [32], который после окончания обучения в лаборатории Дж. Вебера перешёл в компанию Исследовательские лаборатории Хьюза (Hughes Research Laboratories). Созданный Р. Форвардом лазерный интерферометр при размерах плеч 10 м и зеркалах, закреплённых на простейших амортизаторах, достиг чувствительности  $2 \times 10^{-16}$  Гц в полосе частот 250 Гц–25 кГц. Полученное значение чувствительности лазерного интерферометра соответствовало значениям чувствительности неохлаждаемых резонансных детекторов того времени, но при этом полоса частот была существенно шире. В последующем многие лаборатории стали создавать подобные, но более совершенные лазерные интерферометры, и этот процесс продолжается по сей день.

## 2. Что такое гравитационная волна

Гравитационная волна, как известно [3, 17, 33], представляет собой возмущение или, как часто говорят, рябь метрики пространства-времени. Сформулированные Эйнштейном уравнения ОТО имеют вид

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k, \quad (1)$$

где  $R_i^k$  — тензор Риччи, связанный с тензором кривизны Римана известным соотношением (см. [33]),  $T_i^k$  — тензор энергии-импульса материи,  $R = \delta_i^i R_i^i$  — свёртка тензора Риччи с единичным тензором. Нелинейные уравнения (1) определяют метрику пространства-времени или значение метрического тензора  $g_{ik}(x, t)$ , который задаёт квадратичную форму метрики пространства-времени,

<sup>1</sup> В статье Дж. Вебера [31] есть ссылки на работу [29] и на выступление на конференции в Варшаве В.Л. Гинзбурга [30], и поэтому встречающиеся иногда утверждения о том, что Вебер не знал о работе [29], не соответствуют действительности. (Удивительно то, что пока не удалось найти ни одной публикации специалистов, работающих в области обнаружения ГВ, в которой бы цитировалась статья Вебера [31].)

$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$ ,  $G$  — гравитационная постоянная,  $c$  — скорость света. Здесь индексы  $i, k$  принимают значения 0, 1, 2, 3 ( $t, x, y, z$ ). Если гравитационное поле слабое, то метрический тензор мало отличается от своего значения для плоского пространства:

$$g_{ik}^{(0)} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

и тогда при наличии ГВ метрический тензор может быть представлен в виде

$$g_{ik}(r, t) = g_{ik}^{(0)} + h_{ik}(r, t), \quad h_{ik}(r, t) \ll 1. \quad (2)$$

Компоненты тензора  $h_{ik}(r, t)$  описывают гравитационную волну. Подстановка соотношения (2) в уравнения Эйнштейна позволяет их линеаризовать, и тогда из уравнений Эйнштейна (1) получают уравнения для гравитационных волн:

$$\square h_i^k = \frac{8\pi G}{c^4} T_i^k, \quad \square \equiv \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (3)$$

Распространяющаяся в пустоте ГВ удовлетворяет более простому уравнению,  $\square h_{ik} = 0$ , однако эти уравнения справедливы лишь при определённом выборе системы координат, в которой

$$\frac{\partial}{\partial x^k} \left( h_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k h \right) = 0, \quad \delta_i^k = \begin{cases} 1, & i = k \\ 0, & i \neq k \end{cases}, \quad h \equiv h_k^k.$$

Выберем ось  $z$  вдоль направления распространения волны. Если теперь вычислить компоненты тензора Риччи  $R_{ik}$ , то мы увидим, что этот тензор зависит только от двух независимых компонент амплитуды  $h_{ik}$ :

$$h_{xx}(z, t) = -h_{yy}(z, t) \equiv h_+( \omega t - kz ), \quad (4)$$

$$h_{yx}(z, t) = h_{xy}(z, t) \equiv h_\times( \omega t - kz ),$$

где  $\omega$  — круговая частота гравитационной волны,  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $\lambda$  — длина волны. Отсюда следует, что в ГВ подходящим выбором координат всегда можно обратить в нуль все компоненты тензора  $h_{ik}$ , кроме  $h_{xx} = -h_{yy}$ ,  $h_{yx} = h_{xy}$ . Метрика пространства-времени при наличии гравитационной волны имеет вид

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - dz^2 - (1 - h_{xx}(z, t)) dx^2 - 2h_{xy}(z, t) dx dy - (1 - h_{yy}(z, t)) dy^2. \quad (5)$$

Эйнштейном было показано [3] (см. также [17, 33]), что интенсивность излучения ГВ определяется выражением

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{G}{45c^5} \left( \frac{\partial^3}{\partial t^3} D_{\alpha\beta} \right)^2, \quad (6)$$

где  $D_{\alpha\beta} = \int \mu (3x^\alpha x^\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV$  — тензор квадрупольного момента масс, полная масса  $M = \int \mu(x, y, z) dV$ . Это достаточно общая формула для излучения ГВ малой интенсивности. Из формулы (6) видно, что потери энергии системой масс на излучение ГВ происходят тогда, когда массы совершают движение, которое

характеризуется изменением во времени ускорения; например, вращающийся шар не излучает, а эллипсоид с разным значением осей симметрии будет излучать ГВ. Для двух масс, движущихся вокруг общего центра масс по круговым орбитам, вместо (6) имеем [33]

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32G\omega^6(t) r^4(t)}{5c^5} \left( \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2. \quad (7)$$

Здесь  $\omega(t)$  — частота ГВ,  $r$  — радиус-вектор, выбранный в центре инерции двух тел с массами  $m_1$  и  $m_2$ . При выводе формулы (7) считалось, что массы вращающихся тел не изменяются во времени. Выражение (7), проинтегрированное по всем направлениям, описывает полную интенсивность излучения. Описание распределения интенсивности по поляризациям и направлениям, что важно для конкретных случаев наблюдения ГВ, а также для случая движения точечных масс по эллиптическим орбитам, можно найти в монографии [33] и статье [34]. Амплитуды ГВ могут быть выражены через производные тензора квадрупольного момента (6), и тогда для волны вдоль направления  $z$  получим [33]

$$h_{yx} = -\frac{2G}{3c^4 r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} D_{yx},$$

$$h_{yy} - h_{xx} = -\frac{2G}{3c^4 r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (D_{yy} - D_{xx}), \quad (8)$$

где  $r$  — расстояние до точки наблюдения. Подстановка значений амплитуд ГВ (8) в выражение для псевдотензора энергии-импульса ГВ позволяет найти плотность потока энергии ГВ вдоль направления её распространения [17, 33]:

$$P = \frac{G}{36\pi c^5 r^2} \left[ \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^3}{\partial t^3} (D_{yy} - D_{xx}) \right)^2 + \left( \frac{\partial^3}{\partial t^3} D_{yx} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Поток энергии, уносимой ГВ в элемент телесного угла, можно получить, умножив (9) на  $r^2 d\Omega$ . Поток энергии, переносимый ГВ во все направления, как известно [17], выражается как

$$E [\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}] = \frac{c^3 h^2 \omega^2}{32\pi G} = 1,02 \times 10^{35} h^2 \left( \frac{f}{\text{Гц}} \right)^2, \quad (10)$$

(здесь  $h \equiv (\overline{h_{xx}^2})^{1/2}$  — амплитуда, усреднённая по периоду волны). В качестве примера оценим величину безразмерной амплитуды ГВ в предположении, что полная мощность излучения ГВ системой  $\Delta\Sigma/\Delta t$  на частоте  $\omega = 2\pi f$  при  $f = 50$  Гц составит  $\Delta\Sigma = 3M_\odot c^2$  за интервал времени  $\Delta t = 1$  с, при условии, что источник излучения находится на расстоянии  $R = 1,23 \times 10^{27}$  см (1,3 млрд световых лет), тогда из соотношения (10) получим

$$h = \sqrt{\frac{8G}{c^3 (2\pi f)^2} \frac{1}{R^2} \left( \frac{\Delta\Sigma}{\Delta t} \right)} \approx 8,45 \times 10^{-22}. \quad (11)$$

Соотношение (11) означает, что в такой волне две расположенные перпендикулярно направлению распространения волны свободные частицы, находящиеся на расстоянии, меньшем, чем длина этой волны, т.е.  $\lambda = c/f = 3 \times 10^8$  см, будут периодически изменять это расстояние на  $8,45 \times 10^{-22}$  от его величины.

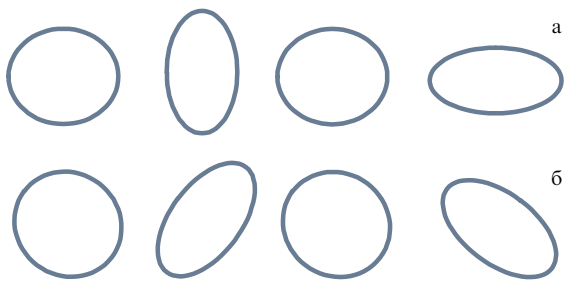


Рис. 2. Схема деформации обруча в поле гравитационной волны с разной поляризацией: (а)  $h_+$ , (б)  $h_x$ .

Выражение (5) для изменения интервала пространства-времени в поле ГВ также означает, что ГВ носит поперечный характер, т.е. ускорения или силы со стороны ГВ действуют на пробные массы только в плоскости, ортогональной направлению распространения ГВ, а вдоль направления распространения ГВ частицы остаются в покое. Соотношение между компонентами тензора  $h_{xx} = -h_{yy}$  и  $h_{xy}$  определяют направление и поляризацию ГВ; например, деформации обруча в поле ГВ показаны на рис. 2. Картина смещений пробных масс указывает на возможные способы регистрации гравитационного излучения.

Первый вариант — достаточно протяжённое массивное упругое тело, расположенное таким образом относительно ГВ, что наибольший размер этого тела находится в плоскости, ортогональной направлению распространения ГВ. Тогда найдутся некоторые точки этого тела, смещения частиц в которых будут иметь разные знаки в различные моменты времени, в зависимости от фазы ГВ. Ясно, что амплитуда смещений оказывается наибольшей, когда частота ГВ совпадает с собственной механической модой колебаний рассматриваемого упругого тела. На этом принципе основаны различные резонансные методы регистрации ГВ. Если известны метрика пространства-времени и компоненты метрического тензора при наличии ГВ (5), то это позволяет найти объёмную силу, действующую на элементарный объём твёрдого тела антенны [33], и построить затем уравнения теории упругости для твердотельной антенны конкретной формы: цилиндра, шара, гантели или более сложной. Наибольшее распространение получили антенны в форме цилиндров. Ясно, что наилучшую чувствительность такие твердотельные антенны будут иметь в том случае, когда собственная мода механических колебаний упругого тела совпадёт с частотой ГВ. Физически ясно, что для этих антенн необходимо использовать материалы, которые обладают высокой добротностью или, что то же самое, малым поглощением звуковых волн. Такие антенны получили название твердотельных или резонансных. Все эти вопросы рассмотрены в многочисленных статьях и обзорах (см., например, обзор [35] и цитированную там литературу).

Второй вариант регистрации гравитационной волны — это две свободные массы, которые могут перемещаться в пространстве, и тогда измеряют изменение расстояния между этими свободными массами. Этот метод используется в лазерных интерферометрах.

Возможны ещё два метода регистрации, основанные на несколько иных физических идеях. Если имеется

какое-либо тело (или пара тел, например, гантель), которое вращается вокруг неподвижной оси, то, как показали Брагинский, Зельдович и Руденко [36], эта вращающаяся система, когда частота вращения близка к частоте ГВ или совпадает с ней, может набирать или отдавать энергию в зависимости от соотношения фаз ГВ и вращения (при близких или равных частотах).

Кроме того, возможен так называемый параметрический метод регистрации, основанный на том, что скорости распространения ГВ и электромагнитной волны совпадают [37]. Тогда, как известно, гравитационная волна, распространяющаяся в вакууме, эквивалентна среде с показателем преломления, определяемым амплитудой ГВ  $h_{ik}(x, t)$ , и, несмотря на то что эффект рассеяния электромагнитной волны (ЭВ) или трансформации ЭВ в ГВ и обратно весьма мал, на больших расстояниях при выполнении на них условий синхронизма для мощного светового излучения этот эффект, возможно, будет обнаружен. Данный метод регистрации относится к случаю высокочастотных ГВ, источником которых может быть сильное электромагнитное излучение звезды. Отличительной особенностью этого эффекта является то, что вследствие параметрической связи

$$\begin{aligned} \text{ЭВ}[\omega] \Rightarrow \text{ГВ}[2\omega] \Rightarrow \\ \Rightarrow \text{дифракция ЭВ}[\omega] \text{ на ГВ}[2\omega] \Rightarrow \text{ЭВ}[3\omega] \end{aligned}$$

частота дифрагированной ЭВ на порождённой ею ГВ будет содержать третью гармонику исходной собственной частоты (см. подробнее [37]), и тогда задача обнаружения гравитационного излучения сводится к наблюдению третьей гармоники любого сильного электромагнитного сигнала. Заметим, что максимальная частота излучения гравитационной волны массивными телами не может превышать обратного времени распространения волны на расстояние порядка радиуса Шварцшильда, т.е.  $f_{\max} \leq c^3/(2GM)$ , и для тела с массой Солнца составит 100 кГц; эта частота убывает с увеличением массы тела.

Основными составляющими шума, ограничивающего чувствительность резонансных антенн, являются: тепловые шумы основной массы антенны, сейсмические колебания точек подвеса, шумы регистрирующей аппаратуры. Для уменьшения влияния тепловых шумов регистрирующей массы детектора эту массу охлаждают до низких температур, вплоть до температуры менее 1 К, что представляет собой довольно трудную техническую задачу, поскольку масса резонансных приёмников достигает значений от 1300 до 2500 кг, и, более того, столь низкую температуру приходится поддерживать довольно длительное время, фактически в течение всего периода наблюдений. Тем не менее многие лаборатории мира с успехом справились с этой нелёгкой задачей. Для снижения шумов регистрирующей аппаратуры во входных цепях применяют охлаждаемые усилители с низким уровнем собственных шумов или сверхпроводящие джозефсоновские переходы, сквиды. Для повышения достоверности результатов наблюдений используют начиная с работ Дж. Вебера корреляционную обработку результатов наблюдений от двух или более антенн.

Таковы общие подходы к задаче обнаружения ГВ твердотельными резонансными антеннами. Некоторые характеристики существующих к настоящему времени твердотельных резонансных антенн приведены в таблице. Остановимся на краткой характеристике твердотельных антенн.

Таблица. Основные параметры современных резонансных антенн

Параметр	Explorer	Niobe	Nautilus	Allegro	AURIGA
Температура, К	2,6	5,0	0,13	4,2	0,25
Добротность	$1,5 \times 10^6$	$2 \times 10^6$	$20 \times 10^6$	$1,5 \times 10^6$	$3 \times 10^6$
Спектр плотности механических шумов $S$ , Гц <sup>-1/2</sup>	$6 \times 10^{-22}$	$8 \times 10^{-22}$	$2 \times 10^{-22}$	$6 \times 10^{-22}$	$2 \times 10^{-22}$
Полоса частот, Гц	0,2	1	0,6	0,5	1
Эффективная температура шумов, мК	10	3	2	10	2
Чувствительность $h_{\min}$ , Гц <sup>-1/2</sup>	$8 \times 10^{-19}$	$10^{-18}$	$4 \times 10^{-19}$	$8 \times 10^{-19}$	$4 \times 10^{-19}$
SNR > 5 rate/day*	150	100	75	150	200

\* SNR (signal-to-noise ratio) — отношение сигнала к шуму.

### 3. Резонансные антенны гравитационных волн

Начиная с работы Р. Гиффорда (R.P. Gifford) [38] в гравитационных экспериментах стали использовать антенны с охлаждаемыми массами. Эту совокупность антенн принято называть резонансными гравитационными антеннами второго поколения, в отличие от неохлаждаемых антенн первого поколения типа антенн Вебера. Создание второго поколения твердотельных резонансных антенн началось примерно в 1970-х годах и завершилось к 1990-м годам, когда приступили к созданию больших лазерных интерферометрических антенн.

Криогенная антенна Explorer [25, 26] (рис. 3) была создана в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) в 1986 г. Эта антенна цилиндрической формы, изготовленная из высококачественного алюминиевого сплава, имела массу 2270 кг и длину 3 м. Её рабочая температура 2,6 К, резонансная частота 900 Гц. Механические колебания торцов цилиндра измеряются ёмкостными датчиками, затем сигнал усиливается с помощью усилителей на сверхпроводящих скивидах. Эта антенна помещалась в огромный криостат со сверхтекучим гелием, с тем чтобы механические колебания цилиндра не демпфировались окружающим жидким гелием. Достигнутая чувствительность на резонансной частоте составляла около  $7 \times 10^{-22}$  в полосе частот 5 Гц, время непрерывной работы при низкой температуре ограничивалось примерно тремя сутками, затем приходилось заливать гелий. Совместные наблюдения на этой антенне велись более 10 лет вплоть до 2006 г.



Рис. 3. Резонансный детектор Explorer (ЦЕРН, Швейцария).

Двухмодовая резонансная криогенная антенна, работающая при температуре жидкого гелия, была разработана и создана в Стэнфордском университете в 1977 г. Колебания 680-килограммового алюминиевого цилиндра механически усиливались с помощью малой массы, закреплённой на одном из торцов цилиндра посредством мембраны из ниобия, на которой находилась эта масса. По обеим сторонам мембраны крепились две катушки, в которых при колебаниях возникали токи, измеряемые скивидами (см. подробнее [39, 40]). После землетрясения 1989 г. эта антенна была демонтирована.

Резонансная антенна Allegro [23, 41, 42], созданная в Университете штата Луизиана, представляла собой алюминиевый цилиндр из высокодобротного сплава массой 2296 кг, у которого основная резонансная мода нормальных колебаний составляла 913 Гц. Алюминиевый цилиндр находился в ванне жидкого гелия при температуре 4 К. Механические колебания торцевых поверхностей антенны регистрировались с помощью скивдов, которые измеряли магнитное поле катушек, закреплённых на торцах цилиндра. Наблюдения на этой антенне были начаты в 1991 г. и завершились в 1998 г. Особенностью антенны Allegro являлось то, что, помимо основной массы цилиндра, имелась дополнительная небольшая масса, закреплённая с помощью пружинной мембраны на одном из торцов цилиндра так, что в результате у системы возникали две близкие резонансные моды с частотами 920,3 Гц и 896,8 Гц. Наличие двух близких резонансных мод позволяет несколько расширить полосу частот, на которой возможна регистрация ГВ и, кроме того, лучше согласовать импедансы антенны и входные импедансы усилителей [41, 42]. Общий вид этой антенны показан на рис. 4.

Резонансную антенну цилиндрического типа Niobe [43] создали в Западном университете Австралии в 1995 году (рис. 5). Масса антенны 1500 кг, рабочая температура около 5 К, резонансная частота около 710 Гц. На торце цилиндра на мембране подвешивался небольшой груз массой 450 г, который усиливал механические колебания цилиндра и несколько смещал резонансную частоту системы. В результате эта связанная система имела два резонанса: на частотах 713 и 694 Гц. Колебания измерялись с помощью сверхпроводящих микрорезонаторов, ёмкость которых изменялась под действием ГВ. Такая параметрическая схема измерений, отличающаяся от общепринятых линейных схем, обладала меньшим уровнем шумов, но в ней могли возникать различные параметрические нестабильности, и необхо-



**Рис. 4.** Общий вид низкотемпературной антенны Allegro (со снятой крышкой) Университета штата Луизиана (США).



**Рис. 5.** Резонансная гравитационная антенна Niobe. Цилиндрическая антенна изготовлена из ниобия. Находится в Университете Западной Австралии в г. Перте (Perth).

димо было предпринимать специальные меры против возбуждения паразитных неустойчивостей.

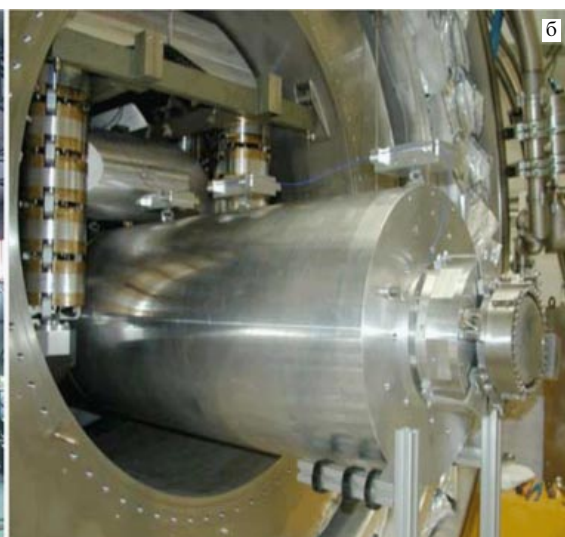
Самая низкотемпературная резонансная антенна Nautilus была создана в Италии, в Риме (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare–Laboratori Nazionali di Frascati) [23, 44, 45] в декабре 1995 г. (рис. 6а). Эта антенна могла работать при температуре 0,1 К.

Антенна AURIGA (рис. 6б) была создана как двойник антенны Nautilus и могла работать при температуре 140 мК, что достигалось посредством использования смеси  $^3\text{He}-^4\text{He}$ .

В течение более трёх лет (вплоть до 2006 г.) велись совместные наблюдения на антеннах Nautilus и Explorer;

представленные обработанные результаты показали [25, 26], что антенны чувствительны к высокоэнергетическим ливням космических частиц. Что касается коротких импульсов, которые могли бы быть приписаны ГВ, то таких достоверных событий в течение всего времени наблюдения зафиксировано не было.

Весьма интересную резонансную антенну торсионного типа создали Нарикава и Хиракава (Narikawa K., Hirakawa) [46] в г. Цукубо (Япония). Эта антенна имела массу около 1400 кг, длину и ширину по 1,65 м и толщину 14 см; основная мода — это крутильные колебания вокруг оси симметрии с весьма низкой частотой, около 60 Гц. Антенну охлаждали до температуры жидкого



**Рис. 6.** Резонансные гравитационные антенны Nautilus (а) и AURIGA (б).



Рис. 7. Сферическая антенна с изотропной диаграммой приёма гравитационного излучения MiniGRAIL (Лейденский университет, Лаборатория им. Камерлинг-Оннеса) (Нидерланды).

гелия. Основная цель создания этой антенны — обнаружение излучения гравитационных волн от двойных звёзд типа пульсара.

Антенну с изотропной диаграммой направленности MiniGRAIL создали в Лейденском университете (Нидерланды) [47] (рис. 7). Эта антенна представляла собой сферу диаметром 68 см массой 1300 кг, изготовленную из сплава CuAl (6%), её резонансная частота 2,9 кГц, частотная полоса почти 230 Гц. Рабочая температура антенны 20 мК, чувствительность при этой температуре на резонансной частоте 2942 Гц составляет  $4 \times 10^{-21}$  Гц $^{-1/2}$ , а в полосе 30 Гц —  $5 \times 10^{-20}$  Гц $^{-1/2}$ . Другую похожую антенну разместили в Сан-Паулу (Бразилия), с тем чтобы вести синхронные наблюдения с целью обнаружения гравитационного излучения двойных нейтронных звёзд.

Основные характеристики всех пяти цилиндрических резонансных антенн приведены в таблице. После создания сети лазерных интерферометров как антенн гравитационных волн все резонансные антенны перестали вести наблюдения, кроме Nautilus и AURIGA, которые по рекомендации Международного комитета по гравитационным волнам (Gravitational Wave International Committee) выполняют наблюдения в то время, когда осуществляется модернизация больших лазерных интерферометров. По-видимому, и на этих антеннах наблюдения вскоре будут приостановлены или они будут переоборудованы под специальную задачу поиска источников непрерывного излучения ГВ.

#### 4. Лазерные интерферометры для обнаружения гравитационных волн

Идея использования лазерных интерферометров для обнаружения гравитационных волн впервые была высказана в 1962 г. в работе [29] М.Е. Герценштейна и автора настоящей статьи сразу же после изобретения Т. Мейманом лазера. В работе [29] был предложен новый метод

регистрации ГВ, основанный на наблюдении изменения интерференционной картины в интерферометре Майкельсона под действием гравитационного излучения. Гравитационная волна, как известно [17, 33], в наименьшем порядке разложения по мультиполям представляет собой квадрупольное излучение, и поэтому падающее нормально к плоскости интерферометра гравитационное излучение будет по-разному изменять пространственное положение зеркал плеч интерферометра: если в одном плече интерферометра Майкельсона поляризация и фаза гравитационной волны таковы, что плечо увеличивается, то ортогональное плечо, наоборот, будет уменьшаться и, как следствие, будет изменяться интерференционная картина.

Ясно, что чувствительность таких антенн, определяемая изменением фазы лазерного излучения в плечах интерферометра, будет тем выше, чем больше длина плеч, и поэтому при достаточной длине плеч сигнал ГВ может быть вполне измеримым. Конечно, длина волны гравитационного излучения должна быть много большей, чем размеры плеч интерферометра, поэтому данный метод пригоден для регистрации низкочастотных ГВ.

Сегодня обычно говорят, что гравитационная волна изменяет геометрию пространства-времени, но возможно и другое адекватное описание: для распространяющихся световых волн гравитационная волна эквивалентна некоторой анизотропной среде, диэлектрическая и магнитная проницаемости которой зависят от направления, фазы, поляризации и амплитуды ГВ. Этот вывод непосредственно следует из уравнений Максвелла, описывающих распространение электромагнитных волн в слабом гравитационном поле (см. [33]), при условии, что размер рассматриваемой области, в которой распространяется электромагнитная волна, много меньше длины гравитационной волны (для интерферометра Майкельсона это условие выполняется). Как показано в работе [29], воздействие гравитационной волны приводит к изменению фазы монохроматического светового излучения в интерферометре, и оптика лучей в поле гравитационной волны может быть описана уравнением эйконала [33]

$$g^{ik}(x, t) \frac{\partial \Psi}{\partial x^i} \frac{\partial \Psi}{\partial x^k} = \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x^i} \right)^2 - h^{\alpha\beta} \frac{\partial \Psi}{\partial x^\alpha} \frac{\partial \Psi}{\partial x^\beta} = 0, \quad (12)$$

где  $\Psi = \Psi(x, t)$  — эйконал,  $h^{\alpha\beta} = h^{\alpha\beta}(x, t)$  — амплитуда гравитационной волны.

Такое описание является эквивалентным описанию среды с индексом рефракции

$$n = 1 + \frac{1}{2} h_{\alpha\beta} n^\alpha n^\beta, \quad (13)$$

где  $n^\alpha$  — единичный вектор вдоль направления распространения лазерного луча.

Относительное изменение длины плеч интерферометра для световых лучей, распространяющихся поперёк падающей гравитационной волны, что соответствует гравитационной волне, падающей нормально к плоскости интерферометра (направление наибольшей чувствительности интерферометра), выражается как

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{1}{2} h_{\alpha\beta} n^\alpha n^\beta, \quad (14)$$



где  $l_0$  — невозмущённая длина плеча интерферометра, и поэтому из (14) получаем

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \sqrt{g_{22}} dx_2 - \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \sqrt{g_{11}} dx_1 \simeq \frac{1}{2} h_{22}. \quad (15)$$

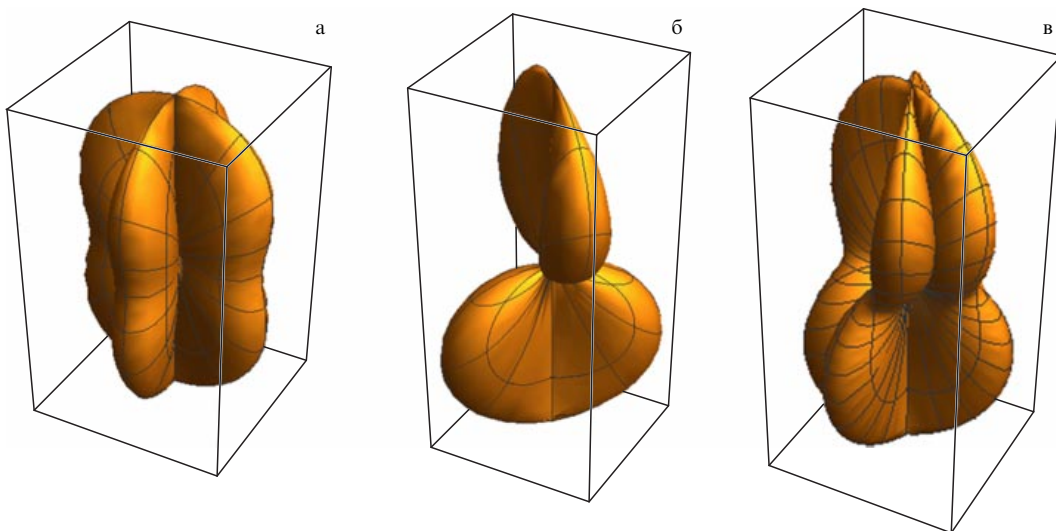
Таким образом, гравитационная волна производит периодические изменения длины плеч интерферометра. Лазерные интерферометрические антенны, в отличие от резонансных, обладают весьма широкой полосой частот наблюдения, единственное ограничение, которое следует из физических условий, — это  $\lambda_g \gg l$ , где  $\lambda_g$  — длина гравитационной волны,  $l$  — размер плеча интерферометра; для лазерного интерферометра LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), например,  $l = 4$  км и  $f = c/l \ll 750$  кГц, для Virgo  $f \ll 1$  МГц. Наличие в каждом из плеч интерферометров резонаторов Фабри–Перо увеличивает время установления интерференционной картины: так, для интерферометров LIGO, Virgo при числе пробогов лазерной волны в резонаторе Фабри–Перо  $N = 100$  это время выражается как  $\tau \approx lN/c$ , что для LIGO и Virgo составит  $1,33 \times 10^{-3}$  и  $10^{-3}$  с соответственно. Для резонансных антенн характерное время установления определяется механической добротностью цилиндра, его длиной и скоростью звуковой волны и при добротности  $Q = 1000$  составит  $Q/(2\pi f) \approx 0,157$  с на частоте основной моды 1 кГц. Видно, что время установления интерференционной картины для лазерных интерферометров существенно меньше времени установления механического резонанса в твердотельной антенне. Эта важная особенность интерференционных методов также была отмечена в работе [29]. Измеряемый сигнал или значение чувствительности интерференционного детектора зависят от направления на источник излучения, и в общем случае диаграмма направленности антенны  $A(t, \theta, \varphi, \psi)$  может быть представлена в виде [33, 48] (см. также [49, 50])

$$A(t, \theta, \varphi, \psi) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \cos(2\varphi) [h_+(t) \cos(2\psi) + h_\times(t) \sin(2\psi)] - \cos \theta \sin(2\varphi) [h_+(t) \sin(2\psi) - h_\times(t) \cos(2\psi)]. \quad (16)$$

Здесь выбрана следующая система координат: плечи интерферометра образуют плоскость  $xu$ , причём ось  $x$  направлена вдоль биссектрисы угла между плечами интерферометра, углы  $\theta, \varphi$  определяют направление на источник, а угол  $\psi$  определяет соотношение поляризаций ( $2\psi$  — это угол между колебаниями частицы под действием ГВ с поляризацией  $h_+(t)$  и осью  $x$ , тогда колебания частицы под действием ГВ с поляризацией  $h_\times(t)$  с осью  $x$  составят угол  $\pi/2 - 2\psi$ ). Диаграммы направленности чувствительности для интерферометрических антенн в соответствии с формулой (16) представлены на рис. 8.

Сразу же после создания первого лазерного интерферометра Р. Форвардом [32, 51] к созданию интерферометров приступили в нескольких лабораториях мира: в Массачусетском технологическом институте [52] (Р. Вейс), Калифорнийском технологическом институте (г. Пасадена, Калифорния, США) (см. [53, 54], а также обзор [35]), Институте Макса Планка (г. Гаршинг, Германия) (см. [55]), Университете Глазго (Великобритания) [56] и Институте космических исследований (Institute of Space and Astronautical Science — ISAS) (Токио, Япония) [35, 57, 58]. Эти первые лазерные интерферометры имели небольшие плечи: в Гаршинге длина плеч составляла всего 3 м, в Глазго — 10 м, в Пасадене — 40 м, в интерферометрах вблизи Токио — 10 м и 100 м. Однако использование резонаторов Фабри–Перо в каждом из плеч интерферометров значительно увеличивало эффективную длину плеч, повышая тем самым чувствительность. Использование резонаторов Фабри–Перо в плечах интерферометров впервые было предложено и осуществлено Ронном Драйвером и др. [59].

Создание интерферометров с относительно небольшой базой имело следующие цели. Во-первых, выяснить возможные источники шума и наметить способы их снижения, во-вторых, отработать системы подвеса зеркал, с тем чтобы отражающие зеркала интерферометра Фабри–Перо могли свободно перемещаться хотя бы в одном направлении, и, наконец, сформулировать научные и технологические задачи, которые необходимо решить при создании интерферометров с большим размером плеч. Проведённые исследования показали, что



**Рис. 8.** Диаграммы направленности лазерной интерференционной антенны для гравитационной волны с разной поляризацией: (а)  $\psi = \pi/4, h_+ = 0, h_\times = 1$ ; (б)  $\psi = \pi/4, h_+ = 1, h_\times = 0$ ; (в)  $\langle h_+ \rangle = \langle h_\times \rangle = 1$ , что соответствует естественной поляризации ГВ.



Рис. 9. Общие виды лазерных интерферометров (обсерваторий): (а) LIGO в Ливингстоне, (б) LIGO в Хэнфорде, (в) Virgo, (г) GEO-600.

основными составляющими шума, ограничивающего чувствительность лазерных детекторов, являются: дробовой шум фотоприёмников, тепловой шум отражающих поверхностей зеркала и его подвеса, низкочастотные шумы сейсмического происхождения, флуктуации частоты и фазы лазерного излучения, флуктуации показателя преломления среды, в которой распространяется лазерный луч, тепловое "дрожание" оптических элементов конструкции и многое другое [60–63]. Оказалось также, что на зеркалах интерферометра скапливаются по невыясненным пока до конца причинам заряды, что, в частности, влияет на свободу перемещения зеркала из-за электростатической связи зарядов зеркала, образующих диполь, с окружающими металлическими элементами конструкции<sup>2</sup>.

Полученные знания и опыт, накопленный в процессе создания и исследования лазерных интерферометров Майкельсона с небольшим размером плеч, были применены при создании уникальных интерферометров с гигантскими размерами плеч. Начавшийся в 1994 г. проект LIGO, созданный с целью непосредственного обнаружения ГВ, представлял собой два интерферометра с длиной плеч 4 км, расположенных на расстоянии 3003 км: один в Ливингстоне (штат Луизиана), другой в Хэнфорде (штат Вашингтон). В Хэнфорде интерферометр является двойным: в 4-километровых вакуумных трубах для лазерных лучей располагается ещё один интерферометр с длиной плеч 2 км.

Одновременно с проектом LIGO началось создание подобных гравитационных антенн Virgo в Италии [64, 65] (около Пизы) с длиной плеч 3 км, GEO-600 [66, 67] в Германии (около Ганновера) с длиной плеч 600 м и подземного интерферометра в Японии ТАМА-300 (около

Токио) с длиной плеч 300 м [35, 68]. Лазерный интерферометр Virgo — это совместный проект Италии и Франции, а GEO-600 — совместный проект Великобритании (Кардиффский университет и Университет Глазго) и ФРГ (Институт им. Альберта Эйнштейна).

Общие виды этих лазерных интерферометров (гравитационных антенн) приведены на рис. 9.

В 2010 г. в Японии приступили к созданию подземного лазерного интерферометра KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector) — как национального научного проекта. KAGRA будет иметь длину плеч 3 км и располагаться на глубине 200–500 м от поверхности горы Камиока (префектура Гифу). Охлаждаемые зеркала будут размещаться в гигантских подземных гелиевых кристатах. Поскольку падающее на поверхность сапфирового зеркала лазерное излучение вызывает его нагрев, учёным Японии предстоит решить весьма сложную проблему отвода тепла; рассматривается несколько вариантов отвода тепла, один из которых предполагает использование сверхпроводящих кабелей с большой теплопроводностью [35, 60, 69, 70].

В европейских странах сегодня ведётся разработка подземного интерферометра, у которого расстояние между зеркалами интерферометра Фабри–Перо составит 10 км (Эйнштейновский телескоп [71]) (см. также подборку публикаций по этой теме Института Макса Планка [72]). Ведутся также работы по созданию космического интерферометра на гелиостационарной орбите, у которого расстояние между зеркалами составит почти 1 млн км, — совместный проект Национального космического управления США (NASA) и Европейского космического агентства (ESA). Этот проект носит название LISA (Laser Interferometer Space Antenna), его задачи, созданная кооперация и намеченные к решению научные проблемы подробно описаны в Интернете (см. [72]). Для отработки элементов проекта LISA, в частности технологии "спутник в спутнике", в декабре 2015 г. был

<sup>2</sup> Подробный анализ источников шума в лазерных интерферометрах можно найти, например, в обзоре [35], там же приведены ссылки на оригинальные работы по этим проблемам.

выведен на орбиту специальный спутник. Испытания прошли успешно. Реализация проекта LISA намечена на 2029 г.

При создании лазерных интерферометров пришлось преодолеть ряд научных, инженерных и технологических трудностей, связанных с определением наиболее важных источников шумов: подвеса и отражающей поверхности зеркала, флуктуаций источника лазерного излучения — и определить влияние рассеяния лазерного излучения в оставшейся атмосфере каналов распространения луча, создать систему регистрации изменения фототока с малым уровнем шумов. В результате исследований пришли к некоторым важным выводам. Зеркала для лазерного излучения должны иметь высокоотражающие покрытия (при диаметре зеркал 35–40 см и массе 40 кг), их необходимо подвешивать на кварцевых нитях (предложение Брагинского), а не на стальных, как это было на первом этапе создания LIGO; подвесы должны иметь хорошую виброизоляцию от сейсмических шумов (несколько каскадов маятника); воздух вдоль путей распространения лучей должен быть откачан; для уменьшения относительного влияния дробовых шумов необходимо увеличивать мощность лазерного излучения. После нескольких лет работы эти проблемы были решены и выбраны оптимальные оптические схемы лазерных интерферометров (подробнее см., например, [35, 60]).

В качестве примера рассмотрим оптическую схему лазерного интерферометра LIGO (рис. 10). Лазерный луч проходит сквозь трёхзеркальный резонатор Фабри–Перо (зеркала M1, M2, M3), в котором осуществляется модовая очистка, затем проходит через зеркало M<sub>р</sub> и попадает на делитель D, расщепляющий входной луч на два луча с почти равной интенсивностью, поступающие в плечи интерферометра, в каждом из которых находятся интерферометры Фабри–Перо, образованные зеркалами M1, M2 и M3, M4 соответственно. Эти резонаторы удлиняют плечи в  $n$  раз, где  $n$  — число пробогов луча в интерферометре Фабри–Перо. Зеркала M1, M2 и M3, M4 являются свободными, они могут беспрепятственно перемещаться вдоль направления распространения луча. Вышедшие из плеч интерферометра лучи вновь проходят делитель D, интерферируют, и затем интенсивность этих двух проинтерферировавших лучей измеряется фотоприёмником. Дополнительное зеркало M<sub>с</sub> с зеркалами M2 (и M3) образуют ещё один интерферометр Фабри–Перо, который необходим для повышения мощ-

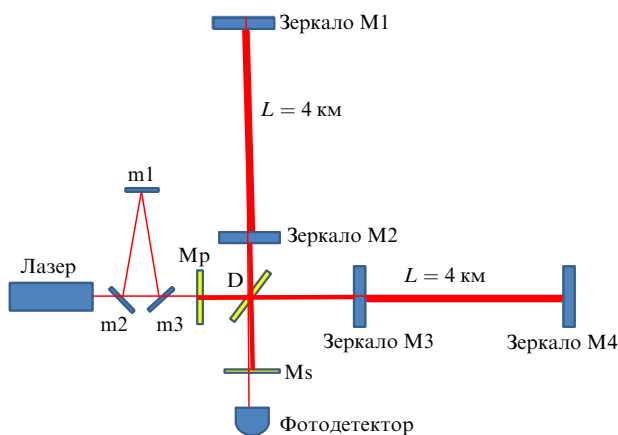


Рис. 10. Оптическая схема LIGO.

ности лазерного излучения, циркулирующего внутри интерферометров Фабри–Перо. Увеличение мощности лазерного излучения в резонаторах Фабри–Перо интерферометра приводит к увеличению отношения сигнал/дробовой шум. После делителя перед фотоприёмником устанавливают ещё одно полупрозрачное зеркало, M<sub>с</sub>, которое образует дополнительные интерферометры Фабри–Перо в каждом из плеч и служит для "обострения" картины интерференции. Зеркала M<sub>р</sub> и M<sub>с</sub> часто называют зеркалом рециркуляции мощности и зеркалом рециркуляции сигнала (в англоязычной литературе — power recycling mirrors и signal recycling mirrors) соответственно. Интерферометр настраивается так, чтобы проинтерферировавшие лучи полностью погасили друг друга — так называемая деструктивная интерференция. Такой канал регистрации обычно называют тёмным портом (dark port).

Оптическая схема Virgo (рис. 11), как и LIGO, представляет собой лазерный *интерферометр Майкельсона*, в каждом плече которого находятся оптические резонаторы Фабри–Перо с расстояниями между зеркалами 3 км. Лазерный луч распространяется в трубе, где поддерживается высокий вакуум для исключения рассеяния из-за флуктуаций показателя преломления воздуха и особенно паров воды. Диаметр трубы 1,2 м. Для удаления водяного пара перед каждым циклом измерений трубы интерферометра прогреваются до 150 °С в течение нескольких суток. Зеркало M<sub>с</sub> в интерферометре Virgo не используется, а вместо него устанавливается дополнительный интерферометр Фабри–Перо для выделения сигнала интерференции и очистки от нежелательных компонент излучения.

Для повышения чувствительности лазерных гравитационных антенн типа LIGO, Virgo необходимо увеличить мощность лазерного излучения внутри многокилометровых резонаторов Фабри–Перо, которые образуют ортогональные плечи интерферометра Майкельсона. Сегодня мощность лазерного излучения внутри резонатора Фабри–Перо составляет около 100 кВт, а в будущем она должна достичь 830 кВт. Ясно, что столь высокие мощности лазерного излучения внутри резонаторов Фабри–Перо предъявляют весьма жёсткие требования к зеркалам резонатора, которые выступают в качестве свободных масс, а также основного чувствительного элемента, регистрирующего гравитационное излучение. Для обеспечения высокого коэффициента отражения лазерного излучения на зеркала резонатора наносят многослойные покрытия из четвертьволновых

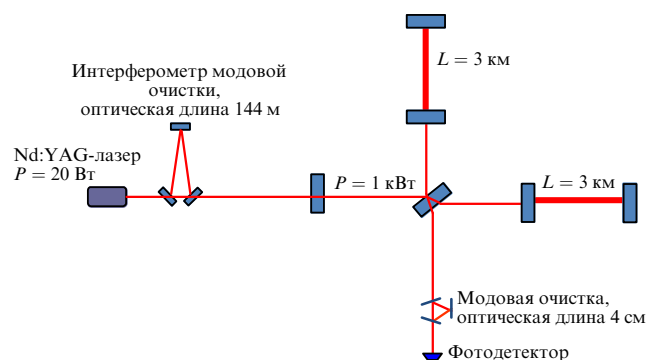


Рис. 11. Оптическая схема Virgo.

слоёв  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Ti}_2\text{O}_5$ . Эта уникальная технология была разработана специально для программ LIGO и Virgo.

Созданные антенны в течение последующих 10 лет постоянно изучались и совершенствовались. Достигнутая на первом этапе чувствительность этих антенн составляла около  $h \approx 10^{-21} \text{ Гц}^{-1/2}$  (для LIGO — в области максимальной чувствительности на частоте 150 Гц). В конце 2010 г. начался демонтаж антенн первого поколения LIGO, GEO-600, Virgo и TAMA-300 с целью их последующего переоборудования в антенны второго поколения: Advanced LIGO, GEO-HF и Advanced Virgo соответственно. Завершение переоборудования и запуск новых антенн Advanced LIGO были осуществлены к середине 2015 г., а обсерватории Advanced Virgo планируют закончить к концу 2016 г. Коллаборации LIGO и Virgo договорились о совместной обработке данных с детекторов. Частотные зависимости чувствительности лазерных интерференционных антенн или гравитационных обсерваторий показаны на рис. 12, там же приведена чувствительность резонансной антенны AURIGA. Видно, что большинство существующих и создающихся интерференционных антенн обладает наибольшей чувствительностью в диапазоне около 100–150 Гц, что определяется уровнем шумов, но все они, что важно, обладают весьма широкой спектральной полосой.

Подробный анализ оптических схем созданных интерферометров можно найти в многочисленных обзорах и статьях, отметим лишь некоторые особенности этих интерферометров:

- значительные размеры плеч интерферометра Майкельсона (например, для Virgo — 3 км, Advanced LIGO — 4 км, для Эйнштейновского телескопа (Einstein Telescope) планируется размер плеч 10 км);
- массивные пробные массы, в роли которых выступают зеркала интерферометра Фабри–Перо–Майкельсона (40 кг в Advanced LIGO и 200 кг в Эйнштейновском телескопе);
- большие оптические мощности, циркулирующие в плечах (в Advanced LIGO достигнута сегодня мощность более 100 кВт, проектная мощность 830 кВт, в Einstein Telescope — 3 МВт);
- использование для уменьшения рассеяния лазерного излучения и флуктуаций показателя преломления системы сверхвысокого вакуума (до  $10^{-8}$  торр) вдоль всего

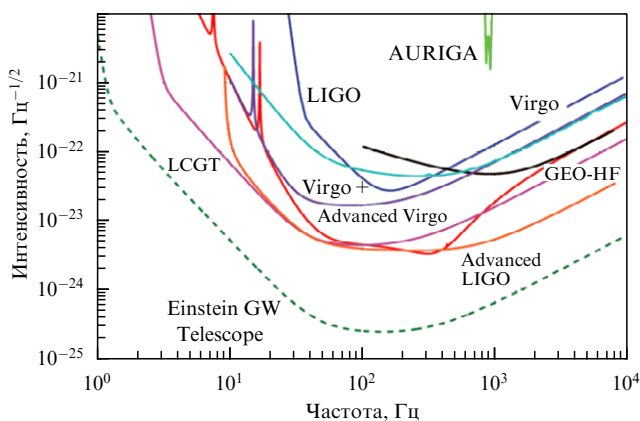


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Частотная зависимость чувствительности гравитационных антенн. LCGT (Large Cryogenic Gravity Telescope) — Большой криогенный гравитационный телескоп.

пути распространения лазерного луча (суммарная протяжённость для LIGO — 8 км при диаметре трубы 1,5 м, для Virgo — 6 км при диаметре трубы 1,2 м, для KAGRA-6 — 8 км, Эйнштейновского телескопа — 30 км);

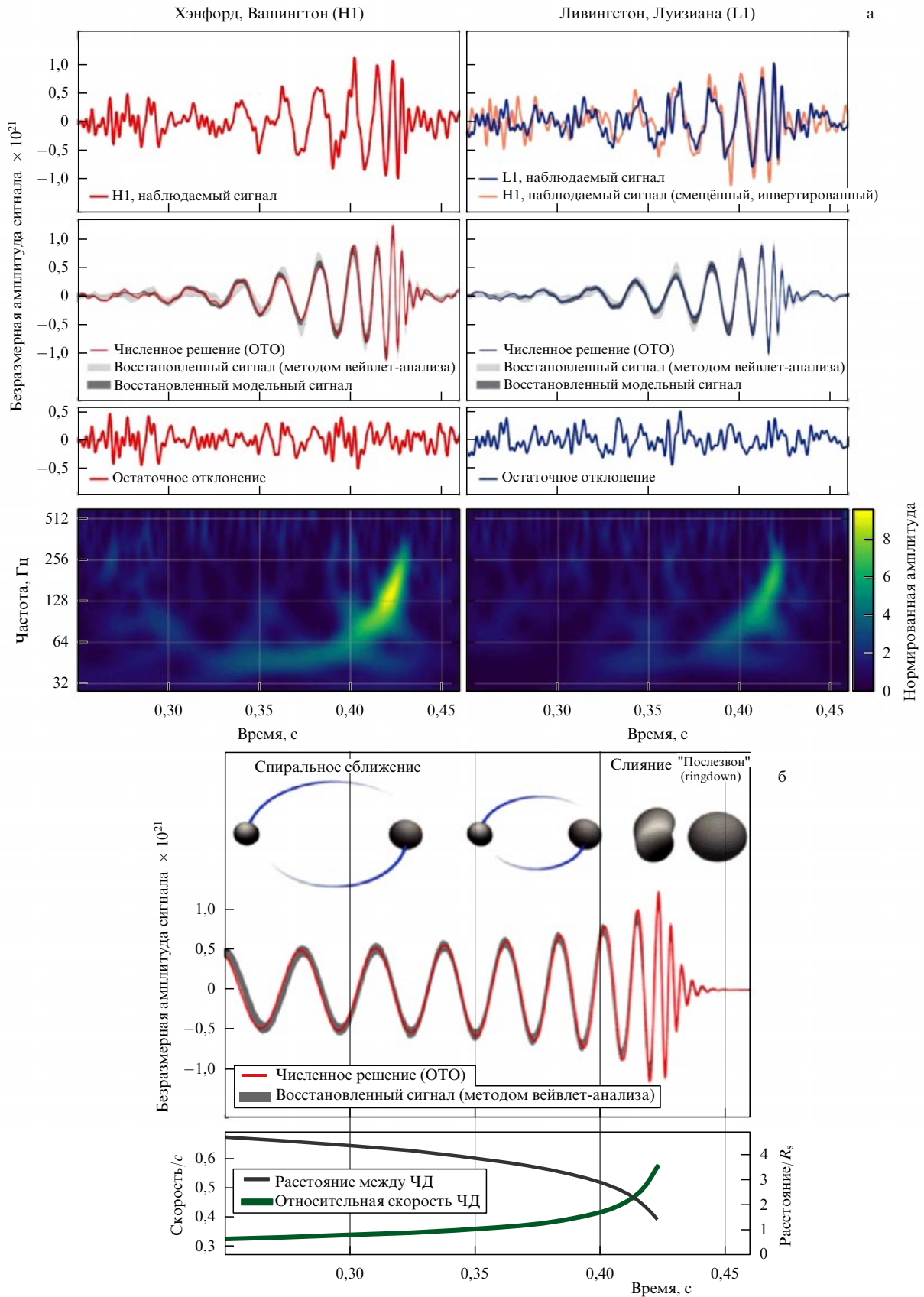
- наличие систем подвеса пробных масс (зеркал), обеспечивающих эффективную изоляцию от сейсмических шумов;
- охлаждение пробных масс до температур порядка 20 К и ниже, с учётом нагрева световой энергией, поглощаемой зеркалами (KAGRA, Einstein Telescope);
- наличие больших зеркал с высокоэффективным многослойным диэлектрическим отражающим покрытием.

Ожидается, что в ближайшее время после серии улучшений пороговая чувствительность указанных лазерных интерферометров достигнет значений, лучших, чем  $h \approx 4 \times 10^{-23}$ , в диапазоне частот от 30 до 500 Гц, что даст возможность вести регулярную регистрацию излучения ГВ. Пороговая чувствительность подземного интерферометра Einstein Telescope, запуск которого запланирован на 2029 г., должна достичь ещё более впечатляющего значения:  $h \approx 4 \times 10^{-25}$  в диапазоне частот от 0,03 мГц до 0,1 Гц.

## 5. Непосредственное обнаружение гравитационных волн

11 февраля 2016 г. американскими учёными было официально объявлено об обнаружении гравитационных волн от слияния двух чёрных дыр в двойной системе. Сообщение было сделано на официальной пресс-конференции, созванной учёными совместно с Американским национальным научным фондом, финансирующим этот проект. Обнаружение ГВ было осуществлено на двух лазерных интерферометрах Advanced LIGO, в Ливингстоне и Хэнфорде, 14 сентября 2015 г. с высокой надёжностью, доверительный интервал превышал  $5\sigma$ . Полученный интерферометрами сигнал, который приведён в работе [1], показан в верхней части рис. 13а. Видно, что этот сигнал представляет собой "чирп" (сигнал с почти линейной частотной модуляцией), частота которого изменяется от 35 до 250 Гц в течение 0,2 с. Этому событию было присвоено имя GW150914, что соответствует дате наблюдения: год 2015, месяц 9, число 14 — тем самым было установлено правило регистрации таких событий. Сравнение наблюдаемых сигналов с сигналами в имеющейся библиотеке (более 250000 различных случаев) сценариев коллапса двойной системы, как утверждают авторы [1], позволило сделать вывод о том, что произошло слияние двух чёрных дыр (ЧД) с начальными массами  $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$  и  $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$ , где  $M_{\odot}$  — масса Солнца. Однако впоследствии эти данные претерпели уточнения: значениями масс, согласно [73, 74], стали  $35_{-3}^{+5} M_{\odot}$  и  $30_{-3}^{+4} M_{\odot}$ .

Необходимо отметить, что наблюдаемый интерферометрами сигнал, излучаемый бинарной системой чёрных дыр, зависит не только от значений масс, но и ещё от многих независимых параметров: моментов вращения каждой ЧД, взаимного положения этих моментов и их пространственного положения относительно орбиты вращения ЧД, положения плоскости орбиты вращения ЧД относительно линии наблюдения, взаимного расположения линии наблюдения и диаграммы направленности приёмной антенны и, конечно, от величины интен-



**Рис. 13.** (В цвете онлайн.) (а) Сигнал ГВ, зафиксированный лазерными интерферометрами в Хэнфорде и Ливингстоне. (б) Реконструированный сигнал после обработки (событие GW150914).

сивности излучения самих ГВ (светимости). Задача определения светимости может быть сведена к релятивистской задаче о вращении двух ЧД в условиях сильного

гравитационного потенциала, когда скорости движения масс сравнимы со скоростью света. В условиях указанной выше большой неопределённости приходится при-

влекать различные модельные и приближённые методы получения уравнений движения двойных систем в пост-ньютоновском приближении с учётом спин-спиновых и спин-орбитального взаимодействий вращающихся масс [75–82], а затем уже использовать численные методы решения [83–88]. Именно такие методы были развиты для обработки результатов наблюдения [75, 76]. Тем не менее вопрос о начальном значении параметров (см. обзор [89] и приведённые там ссылки) коллапсирующих двойных систем все жё остаётся открытым, и для получения более точных значений необходимы дальнейшие одновременные наблюдения с помощью нескольких лазерных интерферометров следующего поколения, обладающих большей чувствительностью.

Результирующая масса чёрной дыры оказалась на  $3_{-0,5}^{+0,5} M_{\odot}$  меньше суммы исходных масс ЧД — этот дефицит массы ушёл на излучение ГВ. Источник ГВ, который был обнаружен 14 сентября 2015 г., GW150914, расположен на расстоянии 1,3 млрд световых лет; соответствующее красное смещение —  $z = 0,09_{-0,04}^{+0,03}$ . Сигнал вначале пришёл на интерферометр в Ливингстоне, а спустя  $6,9_{-0,4}^{+0,5}$  мс — на интерферометр в Хэнфорде. Это позволило авторам сделать вывод о том, что источник ГВ находится на южной небесной полусфере. Наличие запаздывания свидетельствует о внеземном происхождении обнаруженного сигнала.

26 декабря 2015 г. было зарегистрировано второе событие [90], которому присвоено имя GW151226. Обнаруженный двумя интерферометрами Advanced LIGO сигнал, очищенный с помощью согласованной фильтра-

ции, представлен на рис. 14. Видно, что сигнал, как и в случае GW150914, представляет собой "чирп", частота которого на протяжении 55 циклов изменяется от 35 до 450 Гц. Общая длительность выделенного из шума сигнала составила около 1 с. Проведённый анализ показал, что такой сигнал соответствует коллапсу двух ЧД, массы которых на начальном этапе коллапса составляли  $14,2_{-3,7}^{+8,3} M_{\odot}$  и  $7,5_{-2,3}^{+3,3} M_{\odot}$ , а после коллапса суммарная масса образовавшейся новой ЧД составила  $20,8_{-1,7}^{+6,1} M_{\odot}$ . Дефицит массы в  $1,0_{-0,2}^{+0,1} M_{\odot}$ , согласно [89, 90], излучился в виде ГВ. Остальные значения найденных в процессе обработки результатов наблюдения, взятые из работы [89], оказались следующими: чирп-масса

$$M_c = \left( \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^{1/3}} \right)^{3/5} \quad (17)$$

равнялась  $8,9_{-0,3}^{+0,3} M_{\odot}$ , излучённая в виде ГВ энергия —  $1,1_{-0,2}^{+0,1} M_{\odot} = 3,3_{-1,6}^{+0,8} \times 10^{56}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , расстояние от Земли до источника излучения  $440_{-190}^{+180}$  Мпк (примерно  $1,36 \times 10^{27}$  см), красное смещение  $z = 0,09_{-0,04}^{+0,03}$ , безразмерная амплитуда ГВ в точке приёма  $h = 3,4_{-0,9}^{+0,7} \times 10^{-22}$ , время запаздывания сигнала между интерферометрами в Ливингстоне и Хэнфорде  $1,1_{-0,3}^{+0,3}$  мс (на интерферометр в Ливингстоне сигнал пришёл раньше). Отношение сигнал/шум как в GW150914, так и в GW151226 оказалось более 13, т.е. более  $5\sigma$ , что соответствует вероятности ложного обнаружения менее  $10^{-7}$ . Калибровка чувствительности лазерных интерферометров осуществлялась посредством подачи на пробные массы, т.е. зеркала,

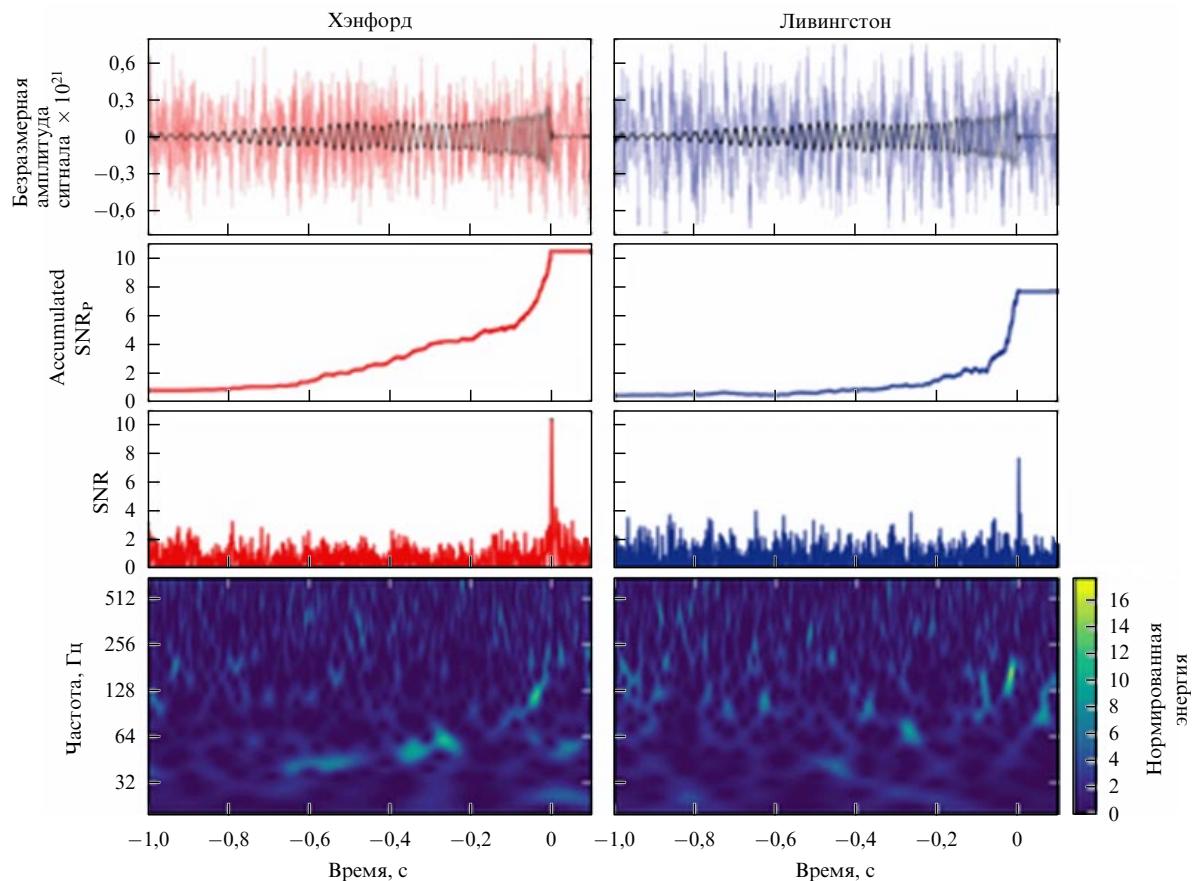


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Сигнал второго обнаружения ГВ, событие GW151226. Accumulated  $\text{SNR}_p$  — интегральное пиковое отношение сигнала к шуму согласно одному из методов корреляционной фильтрации.

модулированного лазерного излучения [91]. Это дополнительное излучение оказывало световое давление на зеркала, под действием которого они смещались на небольшое, но известное расстояние, и в интерферометре возникал сигнал. (Это является одним из немногих примеров практического использования эффекта светового давления.) Величина потока энергии ГВ оценивалась по значению безразмерной амплитуды ГВ, измеренной на обоих интерферометрах Advanced LIGO и известному по красному смещению расстоянию до источника излучения [92]. Наиболее интенсивное по времени излучение ГВ возникает вблизи момента коллапса, именно в этот момент и был зафиксирован сигнал в событиях GW150914 и GW151226. Временная форма сигнала, предшествующего моменту сближения для различных сценариев (т.е. при различных начальных условиях), была найдена заранее, и необходимо было сравнить эти предварительно рассчитанные сигналы с результатами наблюдения в условиях шума. По существу, эта задача сводится к подбору оптимального фильтра посредством вычисления максимального значения свёртки сигнала и оптимального фильтра (см. обзор [93]).

Остановимся кратко на основных физических идеях аналитического описания процесса слияния двух ЧД.

Поскольку излучение ГВ представляет собой эффект порядка  $(v/c)^5$ , где  $v$  — характерная скорость движущихся масс в системе, то ясно, что для описания системы гравитирующих тел можно построить функцию Лагранжа с точностью до  $(v/c)^4$  [33, 94] и затем получить уравнения движения. Когда отношение  $v/c$  приближается к единице, использовать такой подход для получения уравнений движения становится невозможным, поэтому необходимо развивать другие методы. Вблизи коллапса характерная скорость ЧД, как легко показать, используя ньютоновское приближение в задаче двух тел, имеет вид  $v/c \approx \sqrt[3]{\pi G(m_1 + m_2)} f/c$ , где  $f$  — частота гравитационной волны. Это отношение для GW150914 в самом начале процесса наблюдения, когда  $f = 20$  Гц, составляет  $v/c \approx 0,32$ , а для GW151226 ( $f = 35$  Гц) равно примерно 0,2. Поэтому для описания процесса сближения ЧД необходимо использовать иные методы. Такие методы были развиты на основе теории последовательных приближений, в которой в качестве малого параметра выступало отношение  $v/c$  и функцию Гамильтона для задачи двух тел получали методом последовательных приближений [75–88, 93], причём на каждом этапе приближения учитывались потери энергии на излучение ГВ, а метрика пространства-времени соответствовала решению Шварцшильда [17, 33]:

$$ds^2 = - \left[ 1 - \frac{2G(m_1 + m_2)}{c^2 r} \right] dt^2 + \frac{dr^2}{1 - [2G(m_1 + m_2)]/(c^2 r)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (18)$$

Такой подход позволил выйти за рамки ньютоновского приближения (см. уравнение (9)) и построить уравнения движения для задачи двух тел, учитывающей спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействие вращающихся масс. Численное решение полученных уравнений (при разных значениях начальных масс  $m_1$ ,  $m_2$  и моментов вращения) было затем использовано для формирования библиотеки различных сценариев коллапса двух ЧД. Для окончательных выводов и получения конкрет-

ных данных о событиях GW150914 и GW151226 проводили сравнение измеренных временных сигналов с данными, имеющимися в библиотеке сценариев, используя при этом различные модели, как при наличии, так и при отсутствии вращения ЧД. Временная форма сигнала на этапе спирального сближения может быть представлена в виде [93]

$$h(t) = h_0 v^2(t) \cos \phi(v(t)), \quad (19)$$

где  $h_0$  — нормировочная амплитуда сигнала, зависящая от масс сливающихся ЧД и расстояния до источника излучения, а также от взаимного расположения антенны и источника (подробнее см. в [93]),  $\phi(v(t))$  — фаза, зависящая от относительной скорости  $v(t)$  сливающихся масс.

Из формулы (19) видно, что для определения формы сигнала необходимо найти в явном виде зависимость относительной скорости  $v(t)$  от времени. Для этого можно воспользоваться следующими соображениями. Будем считать, что полная релятивистская энергия системы  $E(v(t)) = E_{\text{total}}(v(t)) - Mc^2$  зависит только от скорости  $v(t)$  и система вращающихся ЧД теряет энергию только на излучение ГВ, тогда [93]  $dE/dt = -\Upsilon_{\text{GW}}(t)$  где  $\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))$  — поток ГВ, уносящий из системы энергию, тогда из этого соотношения вытекает следующее:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dE/dt}{dE/dv} = - \frac{\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))}{dE/dv}. \quad (20)$$

Из соотношения для кепплеровской задачи следует  $\omega^2 r^3 = GM$ , и, замечая, что  $\omega(t) = d\phi(t)/dt$  (считается, что  $|(dv^2/dt)/v^2| \ll |d\phi/dt|$ ), получим второе уравнение:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{v^3(t)}{GM}, \quad M = m_1 + m_2. \quad (21)$$

Система уравнений (20), (21) при известной зависимости потока  $\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))$  и энергии позволяет найти зависимость скорости и фазы от времени и тем самым описать зависимость сигнала от времени. Для нахождения зависимости  $\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))$  и энергии от скорости в условиях, когда скорости сравнимы со скоростью света, необходимо использовать постньютоновские приближения ОТО, используя разложения в ряд по параметру  $v(t)/c$ . В работах [75–81, 93] (см. [33], а также обзор Бланше [82] и цитированную там литературу) были найдены выражения для потока энергии ГВ  $\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))$  и релятивистской энергии системы  $E(v(t))$  двух компактных масс, вращающихся по квазикруговой орбите. Важно отметить, что постньютоновские приближения для  $\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))$  и  $E(v(t))$  снимают вырождения относительно масс коллапсирующих ЧД и моментов вращения, и поэтому допускают их независимое определение. Полученные таким способом выражения  $\Upsilon_{\text{GW}}(v(t))$  и  $E(v(t))$  были подставлены в уравнения (20), (21), и затем были найдены численные решения этих уравнений при разных значениях параметров. Полученные решения затем использовались как библиотека различных согласованных фильтров, которые применялись при вычислении корреляции наблюдаемого сигнала с соответствующим согласованным фильтром. Значения масс и моментов вращения согласованного фильтра, который обеспечивал максимальное значение коррелятора, приписывались наблюдаемому сценарию ГВ. В результате такого анализа и были

получены численные значения масс и моментов вращения ЧД. В условиях отсутствия полноты начальных данных и невозможности их получить — это лучшее, что можно сделать для интерпретации результатов наблюдений. Конечно, вопрос о единственности определённых таким способом данных остаётся открытым.

Для быстрых численных оценок иногда можно воспользоваться и ньютоновским приближением. Действительно, из графиков наблюдений видно, что перед слиянием сигнал имеет форму, близкую к синусоиде, поэтому из выражения (7) и связи  $\omega^2 r^3 = GM$  можно легко получить уравнение для изменения радиуса вращения в зависимости от времени для круговой орбиты

$$\frac{dr(t)}{dt} = -\frac{64G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{5c^5} r^{-3}(t). \quad (22)$$

Решение уравнения (22) позволяет найти интервал времени  $\Delta t = t_1 - t_2$  от начала измерений  $t_1$  до некоторого момента  $t_2$ ,

$$\Delta t = \frac{5c^5}{256G^{5/3} m_1 m_2 (m_1 + m_2)} (r^4(t_1) - r^4(t_2)). \quad (23)$$

Формула для интервала времени получена в ньютоновском приближении, однако в начале процесса слияния, когда массы находятся на большом расстоянии и относительные скорости малы ( $r \gg r_g$ ,  $v/c < 1$ ), это приближение применимо. (Конечно, интервал времени в сильном гравитационном поле чёрной дыры, как известно [17, 33], меняется.) В интервале времени, как в интегральной величине, доля ньютоновского интервала времени становится тем меньше, чем больше интервал времени наблюдения. Полагая, что наблюдаемый процесс сближения ЧД начался в момент, когда расстояние между ЧД значительно превышало сумму их радиусов Шварцшильда, из соотношения (23) получим

$$M_c = \frac{1}{M_\odot} \frac{5c^5}{256\pi^{8/3} G^{5/3}} \frac{1}{\Delta t} (f^{-8/3}(t_1) - f^{-8/3}(t_2)), \quad (24)$$

где  $f(t_1)$  и  $f(t_2)$  — соответственно минимальное и максимальное значения частот ГВ (напомним, что частота гравитационных волн в ньютоновском приближении в два раза выше частоты вращения), а  $M_c$  — чирп-масса ЧД. Эта простая формула позволяет по известным значениям минимальной частоты и интервала наблюдения оценить величину чирп-массы ЧД, что весьма удобно для получения быстрых оценок [95].

Анализ результатов наблюдения показывает, что по времени можно выделить три области: область низких частот, в которой возможно ньютоновское описание, промежуточную область частот, в которой отношение  $v/c$  составляет заметную часть от единицы, и третья, высокочастотную, область, или область непосредственно перед коллапсом, в которой  $v/c \sim 1$  и расстояние между ЧД сравнимо с радиусом Шварцшильда. Поэтому формула (24) применима именно в первой, низкочастотной, области, когда движение происходит почти по круговым орбитам, и тогда измерение двух значений частот в этой области позволяет найти чирп-массу ЧД.

Действительно, воспользуемся данными, полученными в результате наблюдения GW150914 и GW151226. Для события GW150914 область частот ГВ простирается от 20 до 50 Гц, интервал  $\Delta t$  составляет примерно чуть более половины всего времени наблюдения, т.е. примерно 0,12 с; подставляя эти значения в формулу (24)

для чирп-массы, получаем  $28,23 M_\odot$ , что очень близко к значению, приведённому в работе [1] (см. [89]), —  $28,19 M_\odot$ . Аналогично, для события GW151226 имеем: в начальном временном интервале  $\Delta t \approx 0,85$  с частота  $f(t_1) = 35$  Гц, отсюда получаем значение чирп-массы  $10,9 M_\odot$ , что несколько выше приведённого в работе [78] значения  $8,9_{-0,3}^{+0,3} M_\odot$ . Такое расхождение, возможно, связано с несколько более низким сигналом ГВ, чем в случае события GW150914.

Отметим, что величина чирп-массы сильно зависит от точного значения частоты  $f(t_1)$ ; например, если вместо  $f(t_1) = 35$  Гц взять частоту  $f(t_1) = 39,5$  Гц, то для того же интервала  $\Delta t$  получаем значение чирп-массы, приведённое в работе [90], т.е.  $8,9_{-0,3}^{+0,3} M_\odot$ . Поэтому необходимо более точное определение периода ГВ, в особенности в начале процесса наблюдения. Использование простых соотношений для определения чирп-масс весьма полезно, поскольку в этой временной области излучение ГВ ещё недостаточно сильно и справедливость ньютоновского приближения не вызывает сомнений. Конечно, частота ГВ и интервал времени в сильном гравитационном поле ЧД, как известно [17, 33], меняются. Однако интервал времени, в отличие от частоты, представляет собой интегральную величину, и её изменение будет тем меньше, чем больше интервал времени, в течение которого проводятся наблюдения. Что касается релятивистской области больших скоростей и сильных гравитационных полей, то в этом случае необходимы другие подходы [75–82, 93], в особенности когда необходимо учитывать вклады от вращения ЧД. В настоящее время в этой области ведутся интенсивные теоретические исследования, изучаются различные модели и сценарии коллапсов не только ЧД, но и нейтронной звезды с чёрной дырой и др.

Создание лазерных интерферометров третьего поколения для регистрации гравитационного излучения ставит ряд сложных задач, которые предстоит решить. Повышение мощности лазерного излучения, циркулирующего внутри интерферометра Фабри–Перо, требует решения задачи отвода тепла от зеркала. Образованная напылением слоёв с разными показателями преломления многослойная периодическая структура, которая обеспечивает высокий коэффициент отражения лазерного излучения, имеет толщину  $(\lambda/4)N$ , где  $\lambda$  — длина лазерной волны в слое,  $N$  — число слоёв. Для лазерного излучения на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм при  $N = 44$  эта толщина составляет 11 мкм, и именно в ней происходит поглощение лазерного излучения. При уровнях мощности лазерного излучения более 100 кВт поглощаемая в этом весьма тонком слое энергия вызывает деформацию зеркала, поэтому приходится принимать соответствующие меры по отводу тепла и предотвращению деформации поверхности зеркала [96]. В связи с тем, что в лазерных интерферометрах следующих поколений, в которых мощности лазерного излучения ещё более возрастут (например, в Эйнштейновском телескопе они, согласно проектам, достигнут 3 МВт), а зеркала будут иметь большие площадь и массу, встаёт вопрос о поиске путей снижения нагрева и отвода тепла. Поэтому представляет интерес рассмотреть некоторые другие возможности создания отражающих структур [97].

Известно, что синусоидальные периодические структуры показателя преломления, которые можно создать в среде с помощью звуковой волны, способны обеспечить



коэффициент отражения (в отсутствие поглощения), сколь угодно близкий к единице [97]. При этом изменение показателя преломления будет незначительным, а большая величина коэффициента отражения может быть достигнута благодаря параметрической связи падающей и отражённой волн на достаточно протяжённой периодической структуре. На этой основе создаются различные акустооптические приборы (спектрометры, электронно-перестраиваемые оптические фильтры), вместе с тем определённый интерес представляет использование подобных структур и в качестве отражающих зеркал в лазерных интерферометрах [98]. Конечно, создание такой структуры с помощью звуковой волны вряд ли возможно для зеркал интерферометров типа LIGO и Virgo, однако использование одномерных фотонных кристаллов с нужной периодической структурой изменения диэлектрической проницаемости среды позволит решить проблему получения высокого коэффициента отражения и отвода тепла. Ясно, что поглощение лазерного излучения в материале всегда значительно меньше, чем в напылённой плёнке, поэтому при выполнении условия  $4\gamma_m l_m \ll \gamma_p \lambda N$ , где  $\gamma_m$  и  $\gamma_p$  — коэффициенты поглощения излучения в материале и плёнке соответственно,  $l_m$  — длина отражающей периодической структуры в материале зеркала, поглощение в зеркале будет существенно меньше, чем в плёночной структуре.

Заметим также, что рассеивающий объём, в отличие от такового для плёночной структуры, существенно больше и, следовательно, удельный нагрев будет меньше, а условия рассеяния тепла в окружающее пространство станут лучше.

Что касается технологии создания периодических структур, то существующая технология изготовления брэгговских зеркал в оптическом волокне может быть использована и для получения одномерных протяжённых структур. Возможна также технология получения одномерной периодической структуры посредством прокатывания через цилиндрические валки соответствующей заготовки, в которой заранее сформирована необходимая периодическая структура показателя преломления с большим масштабом. Наконец, возможна технология, в которой с помощью стоячей лазерной волны в нагретой среде, содержащей наночастицы с большим значением диэлектрической проницаемости, эти наночастицы постепенно перераспределяются, образуя соответствующую периодическую структуру, которая после охлаждения сохраняет своё пространственное распределение.

Относительно подвеса самого зеркала необходимо отметить следующее. Известно, что падающее на зеркало достаточно мощное излучение поляризует его и у зеркала появляется электрический дипольный момент [95]. Возникновение у зеркала дипольного момента вследствие электростатической индукции должно приводить к появлению дополнительной связи зеркала с окружающим оборудованием, в особенности с высокопроводящими металлическими конструкциями. Эта дополнительная связь может оказаться весьма нежелательной, особенно при модуляции лазерного луча, который используется при калибровке чувствительности интерферометров. Возникновение дипольного момента у зеркала наиболее опасно при наличии у него электрического заряда [99, 100], причина появления которого до конца пока ещё не выяснена.

## 6. Заключение

Главный вывод, который можно сделать после непосредственного обнаружения ГВ, — это ещё одно серьёзное доказательство справедливости уравнений ОТО Эйнштейна в сильных полях.

После проведения наблюдений за изменением периода обращения двойного пульсара PSR 1913 + Тейлором и Хэлсом (Taylor and Hulse) [101, 102] (см. также [103, 104]) было получено косвенное доказательство существования ГВ, но оно относилось к случаю слабого гравитационного поля, когда гравитационные потери по сравнению с собственно энергией двойной звезды очень малы. Доказательство излучения ГВ было получено Тейлором и Хэлсом в результате наблюдения за изменением периода обращения двойного пульсара. Такие наблюдения радиоастрономы проводили в течение более 15 лет начиная с 1974 г. на 300-метровом радиотелескопе в Пуэрто-Рико. Пульсар PSR 1913 + представляет собой компактную двойную звезду с близкими значениями масс компонентов, несколько большими, чем масса Солнца, и радиусами около 10 км, расстояние между которыми всего в несколько раз больше расстояния между Землёй и Луной. Изменение периода обращения двойного пульсара составляло всего  $7,5 \times 10^{-7}$  с год<sup>-1</sup>. Сопоставление результатов наблюдения с формулой ОТО для изменения периода обращения в зависимости от времени, которая следует из выражения (9), дало блестящее согласие: отношение измеренного значения производной по времени периода обращения к значению, следующему из уравнений ОТО, на 15-летнем интервале измерений составило

$$\frac{(dT/dt)_{\text{meas}}}{(dT/dt)_{\text{GT}}} = 1,0023 \pm 0,0047,$$

что соответствует погрешности менее 0,6%. Это явилось важным подтверждением справедливости уравнений ОТО, но оно относилось к случаю слабого гравитационного поля и сравнительно малых скоростей движения массивных тел, когда в задаче двух тел применимо ньютоновское приближение.

Важность прямых, непосредственных, наблюдений излучения и регистрации ГВ, в отличие от непрямых, косвенных, состоит в том, что данные прямых наблюдений подтверждают справедливость уравнений ОТО в условиях сильных гравитационных полей и релятивистских скоростей движения больших масс, и тем самым появляется надёжная основа для объяснения процессов, происходящих во Вселенной.

Непосредственное обнаружение ГВ можно рассматривать как косвенное доказательство существования чёрных дыр, а если в ближайшем объёме пространства будут обнаружены рентгеновское излучение и/или гамма-излучение аккреционного диска вокруг чёрной дыры [105], то результаты GW150914 и GW151226 можно будет "зачесть" как непосредственное наблюдение коллапса ЧД. Это новое окно во Вселенную, позволяющее лучше понять происходящие в ней процессы.

Тот факт, что в течение трёх месяцев наблюдений было достоверно обнаружено два события, а возможно и третье, свидетельствует о том, что существующие оценки количества чёрных дыр во Вселенной следует пересмотреть в сторону их увеличения, поскольку ЧД, как ненаблюдаемые, но довольно массивные объекты, могут

вносить заметный вклад в то, что сегодня называют тёмной материей [105–110].

Обнаружение излучения ГВ и интерпретация наблюдений ставят перед исследователями целый ряд новых фундаментальных задач. В частности, по мнению автора, к таким задачам относятся: анализ поведения во времени вещества (материи и излучения) вблизи ЧД, т.е. в области пространства с размером, немного большим гравитационного радиуса или равным ему; создание моделей описания поведения вещества в сверхсильных гравитационных полях, включая описание вращающихся масс с релятивистскими скоростями и нахождение горизонта событий для этих случаев; исследование физики взаимодействия релятивистских вихрей вблизи горизонта событий и др.

Создание лазерных интерферометров следующих поколений ставит новые технологические задачи, решение которых, безусловно, будет способствовать прогрессу в области детектирования ГВ. Особо следует отметить поиск и исследование материалов и технологий для создания высокоотражающих зеркал лазерного излучения и методов виброизоляции подвеса зеркал.

Что касается твердотельных резонансных антенн, то, по мнению автора, они могут быть использованы в будущем при обнаружении ГВ большой длительности от двойных нейтронных или массивных двойных звёзд, для которых будет известна частота излучаемых ГВ.

Таким образом, более чем полувековое стремление непосредственно обнаружить ГВ увенчалось успехом, и это открыло ещё один канал получения информации о процессах, происходящих во Вселенной. Необходимо отметить, что большинство учёных-физиков в мире не сомневались в том, что ГВ будут непосредственно открыты, и именно поэтому во многих странах не прекращались работы по новым проектам лазерных интерферометров, более совершенных и более чувствительных.

К сожалению, в нашей стране так и не нашлось средств для создания гравитационно-волновой обсерватории, несмотря на то что многие советские и российские учёные стояли у истоков разработки и создания лазерных гравитационных антенн (см., в частности, недавно опубликованные в *УФН* работы [111–113] и приведённые там ссылки, а также заметку Черепашука [114]). А может быть, ещё не поздно?

**Послесловие при корректуре.** Поскольку настоящий номер *УФН* посвящён 100-летию со дня рождения Виталия Лазаревича Гинзбурга, а Виталий Лазаревич был моим учителем, и формулировка задач по общей теории относительности, которыми я занимался во время обучения в аспирантуре ФИАНа, принадлежит ему, я хотел бы поделиться с читателями некоторыми моментами общения с ним при обсуждении работ.

Первая задача (1960 г.), которую поставил передо мной Виталий Лазаревич (ВЛ, как его часто называли сотрудники теоретического отдела ФИАНа), была следующая: найти интенсивность излучения гравитационных волн ультрарелятивистской заряженной частицей (например, электроном), совершающей круговые движения в магнитном поле, по аналогии с тем, как это делается при расчёте интенсивности синхротронного излучения электромагнитных волн. Эта задача представляла интерес по следующим соображениям. Известно, что излучение электромагнитных волн при круговом движении электрона (или протона в коллайдере) в магнитном поле при-

водит к потерям энергии, причём эти потери пропорциональны квадрату энергии самой частицы (см. [33]), т.е.  $\delta E(t)/\delta t \sim E^2(t)$ . С другой стороны, уравнения электродинамики (уравнения Максвелла) могут быть представлены в четырёхмерном общековариантном виде [33]:  $\square A^i = 4\pi j^i/c$ , где  $A^i$  — векторный потенциал,  $j^i$  — ток. Уравнения для векторного потенциала  $A^i$  и для амплитуды гравитационной волны (см. (3)) весьма похожи: различие состоит лишь в том, что для электромагнитного поля источник в правой части уравнения, ток, пропорционален скорости частицы, т.е. квадратному корню из энергии, в то время как в уравнении для гравитационных волн (3) источник, тензор энергии-импульса, пропорционален самой энергии. Поэтому, казалось бы, потери энергии частицей, вращающейся по кругу в магнитном поле, на излучение гравитационных волн должны зависеть не от квадрата энергии, а от степени энергии с показателем, большим, чем два, и, следовательно, должно существовать такое значение энергии частицы, при котором интенсивность излучения гравитационных волн "перешибёт" интенсивность излучения электромагнитных волн. Из таких соображений и исходил ВЛ при формулировке этой задачи. Я приступил к её решению. Однако расчёт шёл плохо, я получал разные результаты о зависимости энергии излучения гравитационных волн от величины самой энергии.

После почти года работы, не имея результата, я решил пожаловаться ВЛ на "тяжёлую" жизнь и неудачу. Выслушав меня, он спросил: "Сколько бумаги у Вас уходит в урну?" Я промолчал, не зная, что ответить. Тогда он сказал: "У меня почти 80 процентов, наверное, у Вас не меньше. Не расстраивайтесь, продолжайте работать". Наконец я нашёл, в чём была моя ошибка. Оказалось, что, стремясь получить как можно скорее окончательный результат, я на ранних стадиях расчёта переходил к пределу: скорость частицы приравнивал скорости света (постоянной величине) — и впоследствии на различных этапах расчёта получал разные зависимости потерь энергии от самой энергии. Когда это стало понятно, был получен окончательный результат, который, к моему сожалению, не оправдал надежд ВЛ. Оказалось, что отношение интенсивности излучения гравитационных волн к интенсивности излучения электромагнитных волн для ультрарелятивистской частицы остаётся постоянной величиной, не зависящей от энергии частицы, и определяется отношением гравитационного радиуса частицы к её электромагнитному радиусу. Причина этого, как оказалось, заключалась в "двойной" поперечности амплитуды гравитационной волны, поскольку у массы есть только один знак заряда — положительный (тогда как в электродинамике имеются два заряда: плюс и минус), и поэтому излучение носит квадрупольный характер. После очередного семинара, в среду, я рассказал ВЛ о столь неутешительном результате, закрывающем надежду на возможность интенсивного излучения высокочастотных гравитационных волн. Выслушав меня, ВЛ сказал: "Приходите завтра на семинар в Капичник". Это означало — на семинар Л.Д. Ландау. Я был несколько удивлён, что результат его совсем не расстроил. Я пришёл на семинар Ландау, и, когда семинар закончился, ВЛ показал мне рукой, чтобы я не уходил, а сам подошёл к Ландау. Я тоже подошёл, чтобы слышать их разговор. ВЛ задал вопрос Ландау: «Как ты думаешь, Дау, при какой энергии интенсивность излучения гравитационных волн "перешибёт" излучение электромагнитных в синхротроне?» Ландау на секунду задумался и ответил: "Перешибёт, но это будет на очень больших энергиях". ВЛ выдержал секундную паузу, а затем сказал: "Дау, ты

неправ, ты забыл, что спин у гравитона — двойка и гравитационная волна дважды поперечна, а вот этот молодой человек (и он указал на меня) показал это". Ландау посмотрел вверх, помолчал и сказал: "Ну, хорошо". Я почувствовал, что для ВЛ было очень важным найти случай заметить, что Ландау может быть иногда и неправ.

Позднее ВЛ сказал, чтобы я готовил статью, но на следующей встрече он передал мне статью на ту же тему Михаила Евгеньевича Герценштейна, которую ему дал на рецензию из *ЖЭТФ* Е.М. Лифшиц. Просмотрев статью М.Е., я сразу увидел в ней ту же ошибку, которая ранее была у меня, а именно: интенсивность излучения гравитационных волн будет пропорциональна четвёртой степени энергии частицы. Когда я рассказал об этой ошибке ВЛ, он сказал, чтобы я позвонил М.Е. и всё объяснил ему, и добавил: "А статью публикуйте вместе". Так я с подачи ВЛ познакомился с Михаилом Евгеньевичем, и мы совместно опубликовали работу [6]. В процессе обсуждения работы [6] М.Е. предложил мне написать совместную работу по анализу реальной чувствительности резонансных приёмников гравитационных волн типа веберовских. В предложениях М.Е. содержалась критика резонансных антенн, но, помня неоднократные высказывания ВЛ о том, что писать только критические статьи, не содержащие позитивной части, — занятие недостойное, тем более для начинающих исследователей, я отказался от такого предложения М.Е. и предложил добавить в статью интерферометрический метод регистрации. Идея этого метода фактически основана на анализе уравнений электродинамики при наличии статического гравитационного поля. В книге [33] показано, что уравнения Максвелла в гравитационном поле эквивалентны уравнениям для среды, показатель преломления которой определяется гравитационным полем. Если длина гравитационной волны существенно превышает размеры плеч интерферометра, то поле гравитационной волны для световых лучей в интерферометре можно считать статическим и тогда выполняются все условия для возможности детектирования низкочастотных гравитационных волн. Так появилась статья [29].

ВЛ был и останется настоящим Учителем большинства физиков нашей страны, его семинары, на которых обсуждались многие проблемы (см. список сформулированных им научных проблем [115–118]), выступления и комментарии, играли важную роль в формировании научного мировоззрения многих учёных, не только физиков. Относительно себя могу сказать, что, когда я стал заниматься другой тематикой, я продолжал обсуждать с ВЛ результаты и во многих своих статьях выражал ему благодарность. Надо подчеркнуть ещё одно замечательное качество ВЛ как лидера большой школы теоретиков ФИАНа: он рекомендовал и часто "подключал" к обсуждению специалистов, которым он доверял и с мнением которых считался; например, мои работы по полупроводникам и твёрдому телу он отдавал на "просмотр" Леониду Вениаминовичу Келдышу. Как недостаёт этой научной атмосферы сегодня, очень жаль, что гении рождаются не столь часто, как хотелось бы.

## Список литературы

- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
- Einstein A *Sitzungsber. Königl. Preuß. Akad. Wiss. Berlin* 688 (1916); Пер. на англ. яз.: in *The Collected Papers of Albert Einstein* Vol. 6 *The Berlin Years: Writings, 1914–1917* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1997) p. 201; *Ann. Physik* **49** 769 (1916)
- Einstein A *Sitzungsber. Königl. Preuß. Akad. Wiss. Berlin* 154 (1918); Пер. на англ. яз.: in *The Collected Papers of Albert Einstein* Vol. 7 *The Berlin Years: Writings, 1918–1921* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2002) p. 9; Пер. на русск. яз.: Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1965) с. 631
- Einstein A, Rosen N *J. Franklin Institute* **353** (14) 3313 (2016); <http://www.sciencedirect.com/science/journal/00160032/223/1>
- Nurowski P "Towards a theory of gravitational radiation or What is a gravitational wave?" (King's College London, 28 April 2016), [https://www.fuw.edu.pl/~potor/nurowski\\_waves.pdf](https://www.fuw.edu.pl/~potor/nurowski_waves.pdf)
- Пустовойт В И, Герценштейн М Е *ЖЭТФ* **42** 163 (1962); Pustovoit V I, Gertsenshtein M E *Sov. Phys. JETP* **15** 116 (1962)
- Portilla M, Lapidra R *Phys. Rev. D* **63** 044014 (2001)
- Никишов А И, Ритус В И *УФН* **180** 1135 (2010); Nikishov A I, Ritus V I *Phys. Usp.* **53** 1093 (2010)
- Ритус В И *УФН* **185** 1229 (2015); Ritus V I *Phys. Usp.* **58** 1118 (2015)
- Weber J *Phys. Rev.* **117** 306 (1960)
- Weber J *Phys. Rev. Lett.* **18** 498 (1967)
- Weber J *Phys. Rev. Lett.* **20** 1307 (1968)
- Weber J *Phys. Rev. Lett.* **22** 1320 (1969)
- Weber J *Phys. Rev. Lett.* **25** 180 (1970)
- Weber J et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 779 (1973)
- Weber J *Nature* **240** 28 (1972)
- Зельдович Я Б, Новиков И Д *Теория тяготения и эволюция звезд* (М.: Наука, 1971)
- Брагинский В Б и др. *ЖЭТФ* **66** 801 (1974); Braginskii V B et al. *Sov. Phys. JETP* **39** 387 (1974)
- Брагинский В Б *УФН* **86** 433 (1965); Braginskii V B *Sov. Phys. Usp.* **8** 513 (1966)
- Брагинский В Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 157 (1972); Braginskii V B et al. *JETP Lett.* **16** 108 (1972)
- Брагинский В Б *УФН* **100** 723 (1970); Braginskii V B *Sov. Phys. Usp.* **13** 303 (1970)
- Coccia E et al. *Phys. Rev. D* **57** 2051 (1998)
- Mauceli E et al. *Phys. Rev. D* **54** 1264 (1996)
- Mezzena R et al. *Rev. Sci. Instrum.* **72** 3694 (2001)
- Astone P et al. *Astropart. Phys.* **7** 231 (1997)
- Ricci F, in *Advanced Interferometers and the Search for Gravitational Waves* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 404, Ed. M Bassan) (Berlin: Springer, 2014) p. 363
- Popov S et al., in *Astrophysics and Cosmology after Gamov* (Cambridge: Cambridge Sci. Publ., 2005) p. 73
- Багаев С Н и др. *ПТЭ* (2) 95 (2015); Bagaev S N et al. *Instrum. Exp. Tech.* **58** 257 (2015)
- Герценштейн М Е, Пустовойт В И *ЖЭТФ* **43** 605 (1962); Gertsenshtein M E, Pustovoit V I *Sov. Phys. JETP* **16** 433 (1963)
- Ginsburg V L, in *Inter. Conf. On Gravitation, Warsaw, July 1963*
- Weber J *Nuovo Cimento* **29** 930 (1963)
- Forward R L *Phys. Rev. D* **17** 379 (1978)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988); Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Butterworth-Heinemann, 2000)
- Peters P C, Mathews J *Phys. Rev.* **131** 435 (1963)
- Kuroda K *Int. J. Mod. Phys. D* **24** 1530032 (2015)
- Брагинский В Б и др. *УФН* **108** 595 (1972); Braginskii V B et al. *Sov. Phys. Usp.* **15** 831 (1973)
- Пустовойт В И, Чернозатонский Л А *Письма в ЖЭТФ* **34** 241 (1981); Pustovoit V I, Chernozatonskii L A *JETP Lett.* **34** 229 (1981)
- Giffard R P *Phys. Rev. D* **14** 2478 (1976)
- Paik H J *J. Appl. Phys.* **47** 1168 (1976)
- Giffard R P et al., in *Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes* (Amsterdam: North-Holland, 1978) p. 166
- Mauceli E et al., gr-qc/9609058
- Frajuca C et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **228** 012007 (2010)
- Blair D G et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1908 (1995)
- Astone P et al. *Europhys. Lett.* **16** 231 (1991)
- Astone P et al. *Astropart. Phys.* **7** 231 (1997)
- Narikawa K, Hirakawa H *J. Appl. Phys.* **15** 833 (1976)
- de Waard A et al. *Class. Quantum Grav.* **21** 465 (2004)
- Thorne K S, in *Three Hundred 300 Years of Gravitation* (Eds S W Hawking, W Israel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997) p. 330
- Шил М А, Торн К С *УФН* **184** 367 (2014); Scheel M A, Thorne K S *Phys. Usp.* **57** 342 (2014)
- Thorne K S *Black Holes and Time Warps: Einstein's Outrageous Legacy* (New York: W.W. Norton and Co., 1994); Торн К С *Черные дыры и складки времени: Дерзкое наследие Эйнштейна* (Пер. под ред. В Б Брагинского) (М.: Изд-во физико-математической литературы, 2007)
- Moss G E, Miller L R, Forward R L *Appl. Opt.* **10** 2495 (1971)

52. Weiss R, Quarterly Progress Report No. 105, April 15, 1972 (Cambridge, MA: Massachusetts, Research Laboratory of Electronics, 1972) p. 54; <https://dcc.ligo.org/P720002/public>
53. Abbott B et al. (LIGO Scientific Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **517** 154 (2004)
54. Abramovici A et al. *Phys. Lett. A* **218** 157 (1996)
55. Grote H (for the LIGO Scientific Collab.) *Class. Quantum Grav.* **25** 114043 (2008)
56. Robertson D I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **66** 4447 (1988)
57. Takahasbi R et al. *Phys. Lett. A* **187** 157 (1997)
58. Heflin E G, Kawashima N, ISAS Research Note No. 557 (Kagawa: Institute of Space and Astronautical Science, 1995)
59. Drever R W P et al., in *Proc. of the Ninth Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation, Jena, 14–19 July 1980* (Ed. E Schmutzer) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1983) p. 265
60. Whitcomb S E *Class. Quantum Grav.* **25** 114013 (2008); see also, <http://resolver.caltech.edu/CaltechAUTHORS:WHicqg08>
61. Брагинский В Б *УФН* **175** 621 (2005); Braginskii V B *Phys. Usp.* **48** 595 (2005)
62. Брагинский В Б *УФН* **173** 89 (2003); Braginskii V B *Phys. Usp.* **46** 81 (2003)
63. Брагинский В Б, Митрофанов В П, Токмаков К В *Изв. РАН Сер. физ.* **64** 1671 (2000); Braginskii V B, Mitrofanov V P, Tokmakov K V *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **64** 1333 (2000)
64. Flaminio R et al., [http://icfa-nanobeam.web.cern.ch/icfa-nanobeam/paper/Flaminio\\_Virgo.pdf](http://icfa-nanobeam.web.cern.ch/icfa-nanobeam/paper/Flaminio_Virgo.pdf)
65. Vitale S, Zanolin M *Phys. Rev. D* **84** 104020 (2011); arXiv:1108.2410
66. Lück H et al. *Class. Quantum Grav.* **23** S71 (2006)
67. Winkler W et al. *Opt. Commun.* **280** 492 (2007)
68. Mitsuru M et al. *Proc. SPIE* **3611** 65 (1999)
69. Aso Y et al. (The KAGRA Collab.) *Phys. Rev. D* **88** 043007 (2013)
70. National Astronomical Observatory of Japan, No. 247 (2014), [http://www.nao.ac.jp/contents/naoj-news/data/nao\\_news\\_0247.pdf](http://www.nao.ac.jp/contents/naoj-news/data/nao_news_0247.pdf)
71. Amaro-Seoane P et al. "Einstein Telescope Design Study: Vision Document", [http://staff.ustc.edu.cn/~wzhao7/c\\_index\\_files/main\\_files/ET.pdf](http://staff.ustc.edu.cn/~wzhao7/c_index_files/main_files/ET.pdf)
72. Publications of AEI Potsdam and AEI Hannover, [http://www.aei.mpg.de/10388/MPI%20for%20Gravitational%20Physics;7th ET Symposium](http://www.aei.mpg.de/10388/MPI%20for%20Gravitational%20Physics;7th%20ET%20Symposium), <http://www.et-gw.eu/7et>
73. Punturo M et al. *Class. Quantum Grav.* **27** 194002 (2010)
74. Amaro-Seoane P et al., arXiv:1201.3621
75. Allen B et al. *Phys. Rev. D* **85** 122006 (2012); gr-qc/0509116
76. Cannon K et al. *Phys. Rev. D* **82** 044025 (2010); arXiv:1005.0012
77. Blanchet L et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3515 (1995); gr-qc/9501027
78. Khan S et al. *Phys. Rev. D* **93** 044007 (2016)
79. Damour T, Jaranowski P, Schäfer G *Phys. Lett. B* **513** 147 (2001); gr-qc/0105038
80. Blanchet L et al. *Class. Quantum Grav.* **25** 165003 (2008); arXiv:0802.1249
81. Damour T, Iyer B R, Nagar A *Phys. Rev. D* **79** 064004 (2009)
82. Blanchet L *Living Rev. Rel.* **17** 2 (2014); arXiv:1310.1528
83. Baker J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 181101 (2007)
84. Campanelli M et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 111101 (2006); gr-qc/0511048
85. Baker J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 111102 (2006); gr-qc/0511103
86. Hinder I et al. *Class. Quantum Grav.* **31** 025012 (2014); arXiv:1307.5307
87. Mroué A H et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 241104 (2013); arXiv:1304.6077
88. Husa S et al. *Phys. Rev. D* **93** 044006 (2016); arXiv:1508.07250
89. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab.), arXiv:1606.04856
90. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016); arXiv:1602.03837
91. Pretorius F *Phys. Rev. Lett.* **95** 121101 (2005); arXiv:0507014
92. Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 241103 (2016)
93. Гришук Л П и др. *УФН* **171** 3 (2001); Grishchuk L P et al. *Phys. Usp.* **44** 1 (2001)
94. Пустовойт В И, Баутин А В *ЖЭТФ* **46** 1386 (1964); Pustovoit V I, Bautin A V *Sov. Phys. JETP* **19** 937 (1964)
95. Пустовойт В И *Физические основы приборостроения* **5** (1) 7 (2016)
96. Ramette J et al. *Appl. Opt.* **55** 2619 (2016)
97. Пустовойт В И *Докл. РАН* **407** 472 (2006); Pustovoit V I *Dokl. Phys.* **51** 165 (2006)
98. Нестеренко Е А, Пустовойт В И *Радиотехника и электроника* **55** 1092 (2010); Nesterenko E A, Pustovoit V I *J. Commun. Technol. Electron.* **55** 1024 (2010)
99. Mitrofanov V P, Prokhorov L G, Tokmakov K V *Phys. Lett. A* **300** 370 (2002)
100. Mortonson M J et al. *Rev. Sci. Instrum.* **74** 4840 (2003)
101. Taylor J H (Jr.) *Rev. Mod. Phys.* **66** 711 (1994)
102. Hulse R A "The discovery of the binary pulsar" *Rev. Mod. Phys.* **66** 699 (1994); Nobel Lecture, December 8, 1993, [http://www.physics.upatras.gr/UploadedFiles/course\\_149\\_8459.pdf](http://www.physics.upatras.gr/UploadedFiles/course_149_8459.pdf)
103. Weisberg J M, Taylor J H, Fowler L A *Sci. Am.* **245** (10) 66 (1981); Вайсберг Дж, Тейлор Дж, Фаулер Л *УФН* **137** 707 (1982)
104. Уилл К М *УФН* **164** 765 (1994); Will C M *Phys. Usp.* **37** 697 (1994)
105. Вихлинин А А и др. *УФН* **184** 339 (2014); Vikhlinin A A et al. *Phys. Usp.* **57** 317 (2014)
106. Черепашук А М *УФН* **184** 387 (2014); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **57** 359 (2014)
107. Черепашук А М *УФН* **186** 778 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** (7) (2016)
108. Черепашук А М *УФН* **186** 1001 (2016); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **59** (9) (2016) DOI:10.3367/UFNe.2016.03.037819
109. Новиков И Д *УФН* **186** 790 (2016); Novikov I D *Phys. Usp.* **59** (7) (2016)
110. Липунов В М "Гравитационно-волновое небо" *Сороковский образовательный журн.* **6** (4) 77 (2000)
111. Брагинский В Б и др. *УФН* **186** 968 (2016); Braginskii V B et al. *Phys. Usp.* **59** (9) (2016) DOI:10.3367/UFNe.2016.03.037811
112. Липунов В М *УФН* **186** 1011 (2016); Lipunov V M *Phys. Usp.* **59** (9) (2016) DOI:10.3367/UFNe.2016.03.037759
113. Хазанов Е А *УФН* **186** 975 (2016); Khazanov E A *Phys. Usp.* **59** (9) (2016) DOI:10.3367/UFNe.2016.03.037829
114. Черепашук А М "Открытие гравитационных волн во Вселенной", В защиту науки, Бюллетень (17) 5 (2016)
115. Гинзбург В Л *УФН* **103** 87 (1971); Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **14** 21 (1971)
116. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **42** 353 (1999)
117. Гинзбург В Л *УФН* **174** 1240 (2004); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **47** 1155 (2004)
118. Гинзбург В Л *УФН* **177** 346 (2007); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **50** 332 (2007)

### On the direct detection of gravitational waves

**V.I. Pustovoit.** *All-Russian Scientific Research Institute of Physical-Technical and Radiotechnical Measurements, p. Mendeleev, 141570 Solnechnogorskii rayon, Moscow region, Russian Federation; Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, ul. Butlerova 15, 117342 Moscow, Russian Federation E-mail: vladpustovoit@gmail.com*

Different types of gravitational wave (GW) detectors are considered. It is noted that the greatest possibilities for GW registration have interferometric techniques due to their high sensitivity and extremely wide frequency band. Using the laser interferometers proposed as far back as 1962 in the work by M.E. Gertsenshtein and V.I. Pustovoit published in Russian (*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 43, p. 605, 1962) and in English translation (*Sov. Phys. JETP*, vol. 16, p. 433, 1963), it proved possible for the first time to detect directly GW emission from a merger of two black holes. It is noted that the assertion that Gertsenshtein – Pustovoit's work was unknown to some of those experts involved in the direct GW detection is inconsistent with reality. The problems of high-power laser radiation affecting the electrostatic polarization of free-mass mirrors are discussed. It is shown that the mirror polarization can lead to additional links with electrically conducting elements of the design resulting in the interferometer's reduced sensitivity. Some new possibilities for developing high reflection structures are discussed and heat extraction problems are considered.

**Keywords:** gravitational waves, the general theory of relativity, laser interferometers, direct detection of gravitational waves, Advanced LIGO, Virgo, LIGO and Virgo reflecting mirrors, history of laser interferometers to detect gravitational waves

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

Bibliography — 118 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (10) 1133–1152 (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037900

Received 26 August 2016

*Physics – Uspekhi* **59** (10) (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037900