

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Гравитационно-волновая астрономия:  
новые методы измерений

В.Б. Брагинский

*Представлено описание современной ситуации в гравитационно-волновой астрономии. Обсуждаются достижения в разработке наземных антенн, а также новые методы измерений, которые могут значительно повысить чувствительность. Описаны возможные следствия успешной работы антенн.*

PACS numbers: 04.30.-w, 04.80.Nn, 95.55.Ym, 95.85.Sz

## Содержание

1. Историческое введение. Поиски моделей источников и основные характеристики антенн (743).
2. Тепловые и нетепловые шумы в антеннах на свободных массах (745).
3. Измерительная система в антеннах, квантовые ограничения чувствительности и проблема величины энергии в системе (748).
4. Другие источники гравитационных волн. Другие антенны (750).
5. Новая физическая информация, которая может быть получена от гравитационных антенн (751).

Список литературы (752).

## 1. Историческое введение.

Поиски моделей источников  
и основные характеристики антенн

Цель этой статьи — ознакомить читателей с состоянием дел в части раздела астрофизики, которую обычно называют гравитационно-волновой астрономией. В эту часть включено описание программ исследований и разработок, а также обсуждение нерешенных проблем, связанных с наземными антеннами на свободных массах. От этих антенн в течение ближайших 4–8 лет можно ожидать получения качественно новой астрофизической информации: регистрации всплесков гравитационного излучения от астрофизических катастроф, произошедших сотни миллионов лет тому назад. Основная часть статьи посвящена ключевой проблеме — чувствительности антенн на свободных массах и созданию качественно новых методов измерений. Для читателей, незнакомых с этим разделом физики, предназначен первый, вводный раздел, в который включено и краткое историческое

описание развития гравитационно-волновой астрономии. В разделах 2 и 3 изложено состояние дел в разработке наземных антенн на момент написания этой статьи и возможные пути решения ряда нетривиальных проблем измерений, определяющих чувствительность антенн. В разделах 4 и 5 кратко описаны возможные следствия успешной работы антенн для гравитационно-волновой астрономии, а также для других областей физики.

Предсказание А. Эйнштейна в 1918 г. ([1], см. также [2, 3]) об излучении гравитационных волн массами, движущимися с переменными ускорениями, не вызвало поначалу интереса у экспериментаторов. Причина отсутствия интереса — малость эффекта для мыслимых масштабов лабораторного опыта. Мощность гравитационного излучения для малых производных ускорения равна

$$\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}} = \frac{G}{45c^5} \left( \frac{\partial^3 D_{\alpha\beta}}{\partial t^3} \right)^2, \quad (1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $c$  — скорость распространения электромагнитного и гравитационного излучения,  $D_{\alpha\beta}$  — квадрупольный момент масс

$$D_{\alpha\beta} = \int_V \rho (3x^\alpha x^\beta - \delta_{\alpha\beta} r^2) dv. \quad (2)$$

Множитель  $Gc^{-5} \approx 10^{-60}$  (в системе СГС) своим происхождением обязан квадрупольному характеру излучения гравитационных "зарядов" (гравитационных масс). Квадрупольный характер, в свою очередь, есть следствие опытного факта, обычно называемого принципом эквивалентности, который является одним из постулатов общей теории относительности (ОТО). Для двух одинаковых точечных масс  $M$ , вращающихся вокруг общего центра масс на расстоянии  $l$  друг от друга с частотой  $\omega$ , формула (1) имеет вид

$$\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}} = \frac{128}{5} \frac{G}{c^5} M^2 l^4 \omega^6, \quad (3)$$

из которой следует, что при  $M = 10^6$  г,  $l = 10^2$  см,  $\omega = 3 \times 10^2$  с<sup>-1</sup> величина  $\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}}$  составляет лишь  $10^{-23}$  эрг с<sup>-1</sup>.

В.Б. Брагинский. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация  
Тел. (095) 939-55-65

Статья поступила 12 апреля 2000 г.

Такие или подобные оценки и были источником пессимистического отношения экспериментаторов к возможности обнаружить это излучение в лаборатории.

Сейчас кажется очевидным, что малость множителя  $Gc^{-5}$  может быть "скомпенсирована" величиной множителя  $M^2$ , если  $M \simeq 10^{33}$  г (т.е. порядка массы Солнца). Иными словами, можно ожидать значительных величин  $\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}}$  от астрофизических источников. Однако прошло 30 лет после предсказания Эйнштейна, когда Фок [4] обратил внимание на перспективность астрофизических источников: в 1948 г. он отметил, что при вращении планеты Юпитер вокруг Солнца величина  $\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}} \simeq 4 \times 10^9$  эрг  $\text{с}^{-1} \simeq 400$  Вт. Простой просмотр каталогов известных двойных звезд [5], выполненный в начале 60-х годов, сразу выявил, что вблизи нашей солнечной системы существует около десятка двойных звезд с периодом обращения  $\omega \simeq 10^{-3}$   $\text{с}^{-1}$  (один оборот в несколько часов) и  $l \simeq 10^{11}$  см, которые излучают  $\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}} \simeq 10^{30} - 10^{31}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  (т.е. почти 1 % от величины мощности электромагнитного излучения нашего Солнца).

Следующим логичным шагом была постановка вопроса: существуют ли источники взрывного характера (т.е. астрофизические катастрофы), у которых масса по-прежнему порядка солнечной, а частота  $\omega_{\text{grav}}$  существенно больше, чем у близких двойных звезд. В начале 60-х годов было опубликовано несколько работ, которые давали оценки величины  $\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}}$  и  $\omega_{\text{grav}}$  для простых моделей таких катастроф. На этом этапе значительный вклад внесли Я.Б. Зельдович, Н.С. Кардашев, И.Д. Новиков, И.С. Шкловский [6, 7]. Значительным доводом в пользу существования таких источников стало открытие в 1967 г. Дж. Белл и Э. Хьюишем [8] пульсаров (вращающихся нейтронных звезд с большим магнитным моментом, ось которого не совпадает с осью вращения), а также последовавшее вскоре открытие Дж. Тейлором и Р. Халсом [9] пульсара с близким сателлитом — нейтронной звездой. Тщательное измерение сокращения периода обращения компонентов в этой двойной системе, вызванного потерей энергии на гравитационное излучение, позволило впервые проверить справедливость формулы (1) с точностью в несколько процентов. Очевидно, что в момент слияния двух компонентов мощность излучения  $\dot{\mathcal{E}}_{\text{grav}}$  должна быть самой большой. Этот тип катастроф стал "кандидатом номер один" для экспериментаторов, которые к тому времени уже накопили известный опыт в разработке антенн (см. ниже). Подробный анализ процесса слияния двух нейтронных звезд продолжается в нескольких группах довольно много лет и, хотя этот анализ еще не полностью завершен (см. обзор К.С.Торна [10] и цитируемую в нем литературу), можно сказать, что существует некоторый консенсус в сообществе теоретиков, который сводится к тому, что полная излученная энергия порядка  $\mathcal{E}_{\text{grav}} \simeq 10^{52}$  эрг и что волновой пакет излучения имеет длительность порядка нескольких секунд и возрастающую среднюю частоту от примерно десятков до нескольких сотен Гц. Ключевой вопрос для экспериментаторов — как часто происходят такие события? — окончательно не решен, и существуют как пессимистические, так и оптимистические прогнозы.

В "полуоптимистическом" сценарии (прогнозе) Г. Бете и Дж. Брауна [11] слияние двух нейтронных звезд должно происходить в среднем один раз в  $10^4$  лет в одной галактике. Отсюда следует, что в объеме с радиусом  $R = 10^{26}$  см (т.е. около 30 Мпк), в котором

около  $10^5$  галактик, должно происходить примерно 10 слияний (и, соответственно, всплесков гравитационного излучения) в течение одного года. Таким образом, находящийся на земле наблюдатель может регистрировать всплеск гравитационного излучения с интенсивностью  $\dot{I} \simeq 10 - 0,1$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$  с изменяющейся частотой в диапазоне сотен Гц и частотой повторений примерно один раз в месяц. На эти величины интенсивностей и такую частоту событий и рассчитаны два крупных проекта наземных гравитационных антенн на свободных массах LIGO<sup>1</sup> и VIRGO<sup>2</sup> (см. обзор [12] и цитируемую в нем литературу). Об этих и других, более скромных проектах будет рассказано ниже.

Гравитационная волна представляет собой распространяющуюся со скоростью, равной скорости света, волну переменных во времени и пространстве градиентов ускорений (части компонент тензора Римана), перпендикулярных направлению волны. Так, например, если синусоидальная гравитационная волна распространяется в направлении оси  $z$ , то в один полупериод градиент ускорений положителен вдоль оси  $x$  и отрицателен вдоль оси  $y$ . В следующий полупериод направление градиентов изменяется на противоположное. Это свойство гравитационных волн есть также следствие принципа эквивалентности. По удачному выражению Торна, гравитационная волна есть рябь на статической кривизне. Таким образом, в точке гравитационную волну обнаружить нельзя. Но это можно сделать, используя две разнесенные на конечное расстояние  $L$  точечные массы или протяженное тело. В первом случае необходимо измерять изменение расстояния  $\Delta L_{\text{grav}}$  между массами, которое при оптимальной взаимной ориентации волны и двух масс равно по амплитуде

$$\Delta L_{\text{grav}} = \frac{1}{2} hL, \quad (4)$$

где  $h$  — безразмерная амплитуда волны (амплитуда возмущения метрики). Важно для дальнейшего описания подчеркнуть, что это смещение вызвано переменной силой, амплитуда которой равна

$$F_{\text{grav}} = \frac{1}{2} hLm\omega_{\text{grav}}^2, \quad (5)$$

где  $\omega_{\text{grav}}$  — частота гравитационной волны. Величина  $h\omega_{\text{grav}}^2$  и есть амплитуда волновой компоненты тензора Римана. Таким образом, как и излучатели, гравитационные антенны относятся к квадрупольному типу. Термин "антенны на свободных массах" означает, что частота подвесов реальных масс много меньше, а частоты их внутренних механических мод много больше величины  $\omega_{\text{grav}}$ . Уместно отметить, что у плоской гравитационной волны, т.е. на большом расстоянии от источника, есть две независимые поляризации, развернутые друг относительно друга на  $45^\circ$  и обычно обозначаемые  $h_+$  и  $h_\times$ . Поэтому полная амплитуда волны  $h$  в формулах (4) и (5) равна

$$h = \sqrt{h_\times^2 + h_+^2}. \quad (6)$$

<sup>1</sup> LIGO — это аббревиатура: лазерная интерференционная гравитационно-волновая обсерватория. Проект, основанный изначально Калифорнийским и Массачусетским технологическими институтами.

<sup>2</sup> VIRGO — название совместного франко-итальянского проекта.

Величину  $h$  нетрудно выразить через величину интенсивности  $\tilde{I}$ :

$$h = \frac{1}{\omega_{\text{grav}}} \sqrt{\frac{16\pi G}{c^3} \tilde{I}}. \quad (7)$$

Полагая  $\tilde{I} = 10$  или  $0,1$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$  и  $\omega_{\text{grav}} = 10^3$  рад  $\text{с}^{-1}$ , получим из формулы (7) соответственно  $h \simeq 10^{-21}$  или  $h \simeq 10^{-22}$ . Если  $L = 4 \times 10^5$  см и  $m = 10^4$  г (это расстояние между массами и величина каждой из них в проекте LIGO), то из формул (4) и (5) следует, что необходимо измерить амплитуды колебаний  $\Delta L_{\text{grav}} \simeq 2 \times 10^{-16}$  см или  $2 \times 10^{-17}$  см, которые вызваны силами с амплитудами  $F_{\text{grav}} \simeq 2 \times 10^{-6}$  дин или  $2 \times 10^{-7}$  дин. Эти оценки нам понадобятся далее при анализе требований к параметрам антенны и измерительных устройств в них. Важно подчеркнуть, что сила  $F_{\text{grav}}$  проявляется лишь в движении одной массы относительно другой и, соответственно, измерительное устройство должно быть размещено между массами.

Как уже отмечалось, не обязательно использовать в качестве антенны две разнесенные массы: их можно заменить протяженным массивным телом и измерять переменные натяжения внутри тела, вызванные  $F_{\text{grav}}$ . Первым исследователем, предложившим такой тип антенны и создавшим ее, был Дж. Вебер. В 1968 г. он объявил об открытии всплесков гравитационного излучения в схеме совпадений на двух таких антеннах [13]. Достигнутая чувствительность в его опытах соответствовала величине амплитуды  $h \simeq 10^{-16}$  (т.е. на пять порядков (!) хуже, чем планируемая на первом этапе в проектах LIGO и VIRGO). В начале 70-х опыты Вебера были повторены на сходных антеннах несколькими независимыми группами исследователей (и, в частности, группой МГУ – ИКИ [14]). Проверки дали отрицательные результаты: всплески не были обнаружены. Несмотря на это, Вебер, по моему мнению, заслуживает признательности сообщества экспериментаторов, как первооткрыватель новой астрофизической области. Одной из причин неудачи его попытки было отсутствие надежного астрофизического прогноза частоты всплесков, их амплитуды и частоты.

Важным обстоятельством в выборе схемы антенн на свободных массах было изобретение Т. Мейманом лазера в 1961 г. Сразу же после этого открытия М.Е. Герценштейн и В.И. Пустовойт [15] предложили использовать два далеко разнесенных, свободно подвешенных массивных зеркала (в качестве пробных масс), которые образуют оптический резонатор Фабри – Перо. Накачка этого резонатора мощным когерентным излучением от лазера должна обеспечить высокую чувствительность при измерении малых колебаний таких зеркал, вызванных гравитационной волной. Эта концепция и лежит в основе проектов LIGO и VIRGO. В середине 70-х годов Р. Драйвер и Р. Вайс уже накопили значительный опыт с малыми лабораторными моделями такой антенны. Совместно с К. Торном они образовали триумвират, который обосновал необходимость работ по созданию крупномасштабной антенны на этом принципе (она и получила название LIGO). Особую роль в этом триумвирате сыграл Торн. Будучи выдающимся теоретиком и специалистом в теории гравитации и астрофизике, он одновременно хорошо разбирается в экспериментальной физике. По-видимому, интуиция подсказала ему, что накопление информации астроно-

мами позволит через некоторое время предоставить экспериментаторам достаточно надежный прогноз ожидаемых величин  $h$ ,  $\omega_{\text{grav}}$  и частоты событий и что это время разумно использовать для накопления опыта на большом прототипе полномасштабной антенны. С 1981 г. Национальный научный фонд США (NSF) начал финансирование работ над прототипом большой антенны (в которой  $L = 4 \times 10^3$  см). После 15 лет работы исследователи Калифорнийского и Массачусетского технологических институтов довели прототип большой антенны до уровня чувствительности  $h \simeq 10^{-19}$  (при времени измерения  $\tau \simeq 10^{-2}$  с и отношении сигнал/шум около единицы). Таким образом, примерно за два десятилетия после опытов Вебера удалось повысить чувствительность на три порядка (см. [16] и цитированную там литературу). В 1996 г. NSF начал финансирование строительства полномасштабных антенн ( $L = 4 \times 10^5$  см). Это строительство закончено в прошлом году, и сейчас идет поэтапная работа по настройке двух таких антенн, чувствительность которых должна достигнуть  $h \simeq 10^{-21}$  в конце 2001 г. (проект LIGO-I), после чего должна начаться долговременная запись изменения расстояний между зеркалами в схеме совпадений. Примерно в 2005 г. планируются существенные изменения в подвесе зеркал и их изоляции от шумов, а также другие усовершенствования. В результате ожидается повышение чувствительности до уровня  $h \simeq 10^{-22}$  (проект LIGO-II). Изначально проект LIGO был чисто национальным проектом. Однако NSF поощрило кооперацию не только американских университетов и институтов, но и участие зарубежных групп (в частности, двух российских: одна группа из МГУ, другая из Института прикладной физики РАН). В настоящее время в проекте LIGO непосредственно участвуют более 200 исследователей, и происходит широкий обмен с участниками проекта VIRGO (в котором используется одна антенна с плечами  $L = 3 \times 10^5$  см), а также с более скромными (по величине  $L$ ) GEO-600 и TAMA. Читателям, желающим более подробно ознакомиться с детальным описанием волновых решений ОТО, а также со многими другими интересными для истории физики событиями, относящимися к гравитационно-волновой астрономии, можно рекомендовать два больших обзора [17, 18]. Автор этой статьи ограничился изложенным выше весьма кратким историческим введением, которого, однако, достаточно для ознакомления с достижениями экспериментаторов за последнее десятилетие и понимания нерешенных проблем.

## 2. Тепловые и нетепловые шумы в антеннах на свободных массах

Через сечение площадью

$$\lambda_{\text{grav}}^2 = \frac{4\pi^2 c^2}{\omega_{\text{grav}}^2} \quad (8)$$

за половину периода гравитационной волны пролетает очень большое количество гравитонов:

$$N_{\text{grav}} = \frac{\tilde{I} c^2}{4\pi\hbar\omega_{\text{grav}}^4} \simeq 10^{34} \frac{\tilde{I}}{0,1 \text{ эрг } \text{с}^{-1} \text{см}^{-2}} \times \left( \frac{\omega_{\text{grav}}}{10^3 \text{ рад } \text{с}^{-1}} \right)^{-4}. \quad (9)$$

Этот ансамбль гравитонов и порождает гравитационную силу  $F_{\text{grav}}$ , действующую на пробные массы антенны. Большая величина  $N_{\text{grav}}$  позволяет считать  $F_{\text{grav}}$  классической силой. Из оценки (9) видно, что это можно делать и при величинах  $\tilde{I}$  много меньших, чем приведенные в предыдущем параграфе. Классичность  $F_{\text{grav}}$  означает, что нет необходимости квантовать гравитационное поле.

Согласно квантовой теории измерений, не существует предела чувствительности при обнаружении малой классической силы, действующей на массу. Следовательно, можно ожидать, что при совершенствовании методов измерений малых  $\Delta L_{\text{grav}}$  (или других наблюдаемых, связанных с  $F_{\text{grav}}$ ) чувствительность гравитационных антенн будет расти. Эта важная особенность уже нашла отражение в существовании двух "ступеней" LIGO-I и LIGO-II, о которых говорилось в разделе 1. По-видимому, после достижения чувствительности  $h \simeq 10^{-22}$  будет и ступень LIGO-III с еще меньшей величиной  $h$ . Однако это не означает, что вообще нет ограничений чувствительности антенн, зависящих от постоянной Планка  $\hbar$ . Реально они существуют и определяются выбором конкретного метода измерений отклика системы двух масс на  $F_{\text{grav}}$ . Эти квантовые ограничения будут рассмотрены в разделе 3, а в этом разделе будут описаны наиболее важные ограничения чувствительности, определяемые силовыми случайными воздействиями на пробные массы теплового и нетеплового происхождения.

Зеркало в LIGO-I (цилиндр толщиной 10 см, диаметром 25 см из плавленого кварца) имеет массу около  $10^4$  г. Оно подвешено на петле из тонкой стальной нити с длиной свободной части около 20 см (нить опоясывает середину цилиндрической поверхности). Если рассматривать таким образом подвешенное зеркало как маятник Галилея с точечной массой и учесть, что частота маятниковых колебаний много меньше, чем  $\omega_{\text{grav}} \simeq 10^3 \text{ с}^{-1}$ , то очевидным условием обнаружения  $F_{\text{grav}}$  (при условии, что единственным источником случайного силового воздействия является термостат) будет

$$F_{\text{grav}} > \sqrt{\frac{4kTH}{\tau}} = \sqrt{\frac{4kTm}{\tau_m^* \tau}}, \quad (10)$$

где  $T$  — температура термостата,  $H$  — коэффициент трения в маятниковой моде колебаний,  $\tau_m^* = m/H$  — время релаксации колебаний в моде. Формула (10) есть прямое следствие флуктуационно-диссипационной теоремы (ФДТ) для этой простейшей модели. Полагая в (10)  $F_{\text{grav}} = 2 \times 10^{-6}$  дин (т.е. для уровня чувствительности LIGO-I) и  $\tau = 10^{-2}$  с, получаем, что необходимо иметь  $\tau_m^* > 4 \times 10^4$  с при отношении сигнал/шум порядка единицы. В LIGO-I в таком варианте подвеса на стальных нитях достигнуто  $\tau_m^* \simeq 10^5$  с. Этой величины, очевидно, недостаточно для LIGO-II, в котором величина  $F_{\text{grav}}$  должна быть на порядок меньше.

Если к этому добавить условие, что отношение сигнал/шум равно 10, то из формулы (10) следует, что  $\tau_m^*$  должно быть равно  $4 \times 10^8$  с, т.е. около 12 лет при  $T = 300$  К,  $m = 10^4$  г,  $\tau = 10^{-2}$  с. Отметим, что условие (10) справедливо для так называемой модели вязкого трения, в которой  $H = \text{const}$ . Если считать, что потери в подвесе соответствуют модели структурного трения, то требования к величине  $\tau_m^*$  примерно на порядок меньше. Мои коллеги из МГУ В.П. Митрофанов, О.А. Охри-

менко и К.В. Токмаков, начиная с 1991 г. разрабатывали подвес зеркал для LIGO на нитях, изготовленных из сверхчистого плавленого кварца (собственные потери которого соответствуют механической добротности  $Q_m \simeq 3 \times 10^7$  [19]). Предложенные и реализованные ими несколько новых технологических приемов позволили достигнуть близкой к нужной для LIGO-II величины  $\tau_m^* \simeq 1,7 \times 10^8$  с, т.е. около 5,4 лет [20]. Такому рекордно продолжительному времени релаксации механических колебаний соответствует относительное уменьшение амплитуды на 0,3 % за пять суток. Эта величина и измерялась в опытах. Объем и направленность настоящей статьи не позволяют останавливаться на технологических деталях этих методов. Однако уместно сделать следующее замечание. Хотя ФДТ не дает никаких рекомендаций относительно того, что нужно сделать для увеличения  $\tau_m^*$ , тем не менее, используя не слишком строгие полуэмпирические закономерности, подтвержденные в опытах, можно утверждать, что в реальных лабораторных условиях в таком подвесе достижимы величины  $\tau_m^* \simeq 10^9$  с и даже бóльшие. Как будет ясно из изложенного в следующем разделе, уже полученная сегодня малая величина безразмерного параметра  $\tau/\tau_m^* \simeq 5 \times 10^{-11}$  играет важную роль для достижения так называемого стандартного квантового предела чувствительности.

Рассмотренная выше простейшая модель (точечная масса и единственная маятниковая мода) не является полной: необходимо учитывать также и вклад в силовое флуктуационное воздействие на центр массы зеркала, вызванное тепловыми флуктуациями по всей длине нити. На языке модели Ланжевена для броуновского движения необходимо учесть спектральные компоненты крыльев многих мод собственных колебаний нити вблизи  $\omega_{\text{grav}}$ , а также функцию передачи колебаний нити центру массы зеркала. Вычисления, которые мы здесь не приводим, дают следующее условие: для  $h \simeq 10^{-22}$  добротность группы самых низкочастотных мод нити должна быть на уровне  $10^7$ . Измерения, выполненные Митрофановым и Токмаковым, показали, что у тех же нитей из сверхчистого кварца добротность низкочастотных собственных мод лежит в пределах  $5 \times 10^7 - 1 \times 10^8$  [21].

Существует еще одна особенность флуктуационного силового воздействия нити на зеркало. Эта особенность состоит в том, что источники флуктуаций находятся в самой нити и вызывают ее движение. Это движение (изменение координат нити относительно, например, платформы, к которой нить приварена) может быть измерено отдельным датчиком. Вычисления С.П. Вятчина и Ю.М. Левина [22] показали, что такое измерение позволяет вычестить из движения зеркала около 99 % его случайных смещений, вызванных флуктуациями теплового происхождения в нити.

Подводя итог изложенному в этой части раздела, можно сказать, что проблема "подавления" случайных флуктуаций положения центра массы зеркала, вызванных термостатом в нити подвеса, может быть решена и в случае, когда планируемая чувствительность должна быть существенно лучше, чем  $h \simeq 10^{-22}$ .

До сих пор при рассмотрении флуктуаций в нити подвеса зеркала мы ограничивались случаем теплового равновесия, к которому применима ФДТ. Однако кроме таких флуктуаций существуют и иные, не подчиняющиеся ФДТ. Нетрудно видеть, что для получения боль-

ших величин  $\tau_m^*$  выгодно уменьшать диаметр нити (стальной или из плавленого кварца). То есть выгодно приближаться к натяжению, близкому к порогу разрыва нити. Плотность свободной энергии в поликристаллических твердых телах и в аморфных веществах обычно порядка  $10^6$  эрг  $г^{-1}$ . Давно установлено, что при натяжении, близком к разрыву твердого тела, наблюдается акустическая эмиссия, которая есть следствие перераспределения части свободной энергии (скачки групп вакансий, рождение дислокаций и т.п.). Теоретических моделей таких процессов на сегодня нет.

Важно отметить, что величина кинетической энергии  $m\omega_{\text{grav}}^2 \Delta L_{\text{grav}}^2 / 2 \simeq 2 \times 10^{-22}$  эрг для LIGO-I на много порядков меньше полного запаса свободной энергии в нити. Иными словами, даже весьма малая доля свободной энергии в ней, преобразованная из-за натяжения в акустическую эмиссию (т.е. в колебания нити, добавочные к равновесным тепловым), может имитировать  $F_{\text{grav}}$ . Недавно А.Ю. Агеев и И.А. Биленко (также из группы МГУ) в детальных измерениях временной структуры броуновских колебаний стальной струны, используемой в LIGO-I, обнаружили случайные кратковременные изменения амплитуды колебаний, превышающие обычные, которые соответствуют ланжевеновской модели броуновского движения:

$$\sqrt{\delta x^2} = \sqrt{\frac{kT}{m\omega_m^2}} \sqrt{\frac{2\tau}{\tau_m^{**}}}, \quad (11)$$

где  $m$  — эффективная масса моды, частота которой  $\omega_m$  и время релаксации  $\tau_m^{**}$  [23]. Эти редкие всплески и есть избыточные (нетепловые) шумы. В измерениях установлено, что такие всплески, которые могут имитировать вариации метрики на уровне  $h \simeq 10^{-21}$ , наблюдаются в нитях примерно один раз в несколько часов при натяжениях, составляющих примерно 50 % от разрывного. Уменьшение натяжения резко снижает частотность таких событий. Схема совпадений в двух антеннах, конечно, облегчает задачу отбрасывания такого рода "сигналов", имитирующих воздействие  $F_{\text{grav}}$ , однако естественно, что экспериментаторы рассматривают ее как последнюю "линию защиты".

Измерения избыточных (нетеплового происхождения) флуктуаций в нитях из сверхчистого кварца пока не проводились. Это значительно более сложная задача, так как величина  $\tau_m^{**}$  в этом случае примерно на четыре порядка больше, чем у стальных нитей и, соответственно (см. формулу (11)), чувствительность при измерении малых колебаний нити должна быть, по крайней мере, на два порядка больше. Недавно предложенный И.А. Биленко и М.Л. Городецким метод измерений [24], по мнению автора, позволит решить эту задачу.

Не только тепловые флуктуации в нити подвеса являются препятствием для обнаружения малых  $F_{\text{grav}}$ , вызывающим колебания  $\Delta L_{\text{grav}}$  центра массы зеркала. Оптический резонатор Фабри–Перо образован двумя почти плоскими (с радиусом кривизны около 10 км) поверхностями двух кварцевых цилиндров. Собственно каждое зеркало создано многослойными, хорошо отражающими оптическое излучение покрытиями на поверхности каждого кварцевого цилиндра. Ясно, что лазерный интерферометр может дать информацию не о смещении центра массы цилиндра, а о сумме этого смещения и собственных внутренних колебаниях цилиндра. Эти

последние, если они вызваны внутренними силами (например, порождены внутренним трением в материале, которое, согласно ФДТ, есть источник объемных сил), не смещают центр массы, но могут дать значительный шумовой вклад в измеряемую величину.

Для вычисления этого вклада А. Гиллеспи и Ф. Рааб [25], используя ту же ланжевеновскую модель мод, получили оценку части полной дисперсии средней координаты зеркала (т.е. поверхности цилиндра) вблизи  $\omega_{\text{grav}}$ . Отметим, что величина  $\omega_{\text{grav}}$  существенно ниже собственных частот мод цилиндра и поэтому в расчете был учтен вклад низкочастотных крыльев нескольких десятков мод. Расчет показал возможность достижения уровня, близкого к  $h \simeq 10^{-22}$ , только на низких частотах  $\omega_{\text{grav}} \leq 10^3$  рад  $с^{-1}$  и при отношении сигнал/шум, близком к единице. Такой же расчет, но для цилиндра, изготовленного из сапфира (у которого собственные потери материала на порядок меньше, чем у кварца, а плотность и скорость звука вдвое больше) показывает, что возможно выиграть в чувствительности примерно в три раза вблизи  $\omega_{\text{grav}} \simeq 10^3$  рад  $с^{-1}$ , если считать, что потери в материале носят так называемый структурный характер.

К сожалению, флуктуации поверхности цилиндра (средней координаты поверхности зеркала) в интересующей нас части спектра частот не ограничиваются чисто броуновскими флуктуациями, которые можно рассчитать в линейной модели Ланжевена. Есть еще, по крайней мере, один эффект нелинейного происхождения, чей вклад вполне сравним с чисто броуновским. Этот эффект есть следствие ангармонизма решетки, который порождает тепловое расширение и флуктуации температуры  $\delta T$ . Если в толщине слоя, прилегающего к поверхности зеркала  $l$  по какой-то причине изменилась температура на величину  $\delta T$ , то смещение внешней поверхности зеркала будет значительным даже при весьма малых изменениях температуры:

$$\delta l = \alpha_T \delta T = 10^{-17} \text{ см} \frac{\alpha_T}{5 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}} \frac{l}{10^{-2} \text{ см}} \frac{\delta T}{2 \times 10^{-9} \text{ К}}, \quad (12)$$

где  $\alpha_T$  — коэффициент линейного расширения. Как видно из оценки (12), величина  $\delta l$  в этих условиях порядка  $\Delta L_{\text{grav}} \simeq 2 \times 10^{-17}$  см при  $\delta T$  порядка нК. Такие флуктуации температуры могут быть следствием обычных равновесных флуктуаций, полная дисперсия которых равна [26]

$$\langle \delta T^2 \rangle = \frac{kT^2}{C\rho V}, \quad (13)$$

где  $C$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность и  $V$  — объем. Для того, чтобы найти соответствующие (13) флуктуации средней координаты поверхности зеркала вблизи интересующей нас частоты  $\omega_{\text{grav}}$ , необходимо иметь информацию о характере частотной зависимости диссипации в материале зеркала. Исходя из того, что потери в зеркале соответствуют только термоупругой модели, М.Л. Городецкий и С.П. Вятчанин (см. [27, 28]) получили аналитические выражения для спектральной плотности флуктуаций средней координаты на поверхности зеркала в круге радиусом  $r_0$ . Введение параметра  $r_0$  существенно, так как только с такого пятна лазерный луч "собирает" информацию о движении зеркала. Для вели-

чины  $r_0 \approx 1,6$  см, которая первоначально планировалась для LIGO-II, расчет показал, что если зеркало изготовлено из плавленого кварца, то для этого материала ограничения чувствительности, вызванные таким эффектом, примерно в три раза меньше ограничений "чисто" броуновского происхождения. Широко обсуждаемый сейчас "кандидат" для зеркала — монокристаллический сапфир. Для него, при том же  $r_0$ , указанный эффект примерно в два раза больше броуновского. Существует по крайней мере две возможности ослабить вклад данного эффекта в общую сумму флуктуаций, не относящихся к движению центра масс зеркала. Первая состоит в существенном увеличении  $r_0$  (см. [27]), вторая — в вычитании флуктуаций координаты поверхности зеркала (напомним, что они вызваны внутренними силами, которые не смещают положения центра массы зеркала).

Вполне возможно, что в анализе [27, 28] не учтены другие флуктуационные процессы, которые приведут к дополнительным случайным изменениям поверхности зеркала и, соответственно, увеличению пороговой величины  $h$  (в частности, избыточные шумы). Очевидно, что только прямые измерения могут дать однозначный ответ.

Подводя итог изложенному в этом разделе, следует отметить, что в нем представлено положение дел с решением двух наиболее сложных экспериментальных задач. Уместно также подчеркнуть, что изложение носит полукачественный характер с простыми численными оценками. В цитированной литературе читатель сможет найти много опущенных деталей и, в частности, спектральное представление предельной чувствительности в диапазоне  $10 \text{ рад с}^{-1} < \omega_{\text{grav}} < 10^4 \text{ рад с}^{-1}$ . В эту статью из-за ограниченного объема и направленности также не включены описания решения более простых задач, в частности, антисейсмической защиты зеркал и выбранной стратегии мониторинга других возможных источников силового воздействия на зеркала.

В заключение можно подчеркнуть, что решение проблемы выбора зеркала и его подвеса, по существу, оказалось довольно трудной экспериментальной задачей, потребовавшей много времени. Это можно проиллюстрировать следующим образом. Для достижения чувствительности  $h \approx 10^{-19}$  в прототипе LIGO-I потребовалось в целом 15 лет [16], а для того, чтобы достигнуть времени релаксации  $\tau_m^* \approx 5,4$  года для LIGO-II [20], понадобилось около 8 лет.

### 3. Измерительная система в антеннах, квантовые ограничения чувствительности и проблема величины энергии в системе

Схема измерительной системы в LIGO (с некоторыми упрощениями) изображена на рис. 1.

Основные ее элементы: два оптических резонатора Фабри–Перо, образованные двумя парами зеркал  $AA'$  и  $BB'$ . Расстояние между зеркалами в каждой паре  $L = 4 \times 10^5$  см. Оптические колебания в них возбуждаются лазером 1 (с длиной волны  $\lambda = 1064$  нм) через оптический делитель луча 2, который вместе с дополнительными зеркалами 3 и 4 обеспечивает связь между резонаторами. Зеркала А и В "глухие", иными словами, их коэффициент отражения  $R$  весьма близок к единице. У зеркал  $A'$  и  $B'$  заметная прозрачность, которой соответствует меньшая величина  $R$ . В LIGO-II предполагается

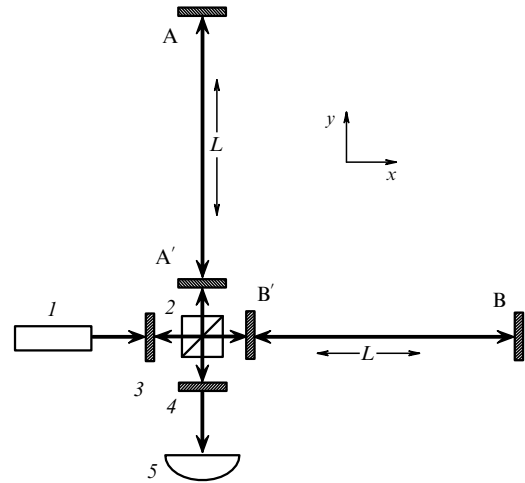


Рис. 1.

использовать зеркала с резкостью  $\mathcal{F} = \pi/(1-R) \approx 3 \times 10^3$ . Концепция этой схемы была первоначально предложена Драйвером [29]. Позднее эта схема была проанализирована в деталях и усовершенствована несколькими группами (см. цитированную литературу в [12]).

Если гравитационная волна распространяется вдоль оси  $x$ , то между зеркалами действует сила  $F_{\text{grav}}$ , и расстояние между ними изменяется с амплитудой  $\Delta L_{\text{grav}} \approx hL/2$ , а расстояние между В и  $B'$  не изменяется. Если же волна распространяется вдоль оси  $y$ , то роли зеркал меняются. При распространении волны перпендикулярно плоскости  $xu$  и при оптимальной ориентации поляризации волны по отношению к осям  $x$  и  $y$  обе пары зеркал будут колебаться антифазно, и суммарный отклик будет вдвое больше.

Специальная схема слежения за положением зеркал (с обратной связью) позволяет подстраивать взаимное расположение зеркал и, соответственно, подстраивать резонансные частоты мод в этой оптической системе. Отметим, что в обратной связи верхняя граница частот слежения существенно меньше  $\omega_{\text{grav}}$ , и зеркала откликаются на  $F_{\text{grav}}$  как свободные массы. Точность слежения за положением зеркал до этой верхней границы составляет малые доли  $\lambda/\mathcal{F}$ .

При определенной настройке положения всех шести зеркал амплитуда колебаний разности фаз оптического поля в двух плечах  $\Delta\varphi$  пропорциональна  $h$ .

Глубина модуляции потока мощности, попадающего в детектор 5 в свою очередь пропорциональна  $\Delta\varphi$ . Отметим, что настройка оптической системы такова, что детектор работает в режиме, близком к "темному полю".

Если всплеск гравитационного излучения имеет форму волнового пакета с длительностью  $\tau$  и частотой  $\omega_{\text{grav}}$ , то можно получить простые формулы для двух случаев: когда  $\pi/\omega_{\text{grav}}$  меньше времени релаксации оптических колебаний  $\tau_{\text{opt}}^*$  и в противоположном случае  $\pi/\omega_{\text{grav}} > \tau_{\text{opt}}^*$ . Величина  $\tau_{\text{opt}}^*$  может быть выражена через  $R$  и  $\mathcal{F}$  и в одном из обсуждаемых вариантов LIGO-II имеет порядок:

$$\tau_{\text{opt}}^* = \frac{L}{c(1-R)} = \frac{FL}{\pi c} \approx 4 \times 10^{-3} \text{ с} \frac{\mathcal{F}}{10^3} \frac{L}{4 \times 10^5 \text{ см}}. \quad (14)$$

Если  $\pi/\omega_{\text{grav}} \geq \tau_{\text{opt}}^*$ , то

$$\Delta\varphi \simeq \frac{2\pi L}{\lambda(1-R)} \frac{\Delta L_{\text{grav}}}{L} \simeq \frac{\mathcal{F}L}{\lambda} h \simeq 4 \times 10^{-10} \text{ рад} \frac{\mathcal{F}}{10^3} \times \\ \times \frac{L}{4 \times 10^5 \text{ см}} \frac{h}{10^{-22}} \left( \frac{\lambda}{10^{-4} \text{ см}} \right)^{-1}. \quad (15)$$

Если же  $\pi/\omega_{\text{grav}} < \tau_{\text{opt}}^*$ , то

$$\Delta\varphi \simeq \frac{1}{2} h \omega_{\text{opt}} \frac{\pi}{\omega_{\text{grav}}} \simeq 4 \times 10^{-10} \text{ рад} \frac{h}{10^{-22}} \frac{\omega_{\text{opt}}}{2 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}} \times \\ \times \left( \frac{\pi/\omega_{\text{grav}}}{4 \times 10^{-3} \text{ с}} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Как видно из приведенных численных оценок, величины  $\Delta\varphi$  из формул (16) и (15) примерно равны при  $\pi/\omega_{\text{grav}} \simeq \tau \simeq \tau_{\text{opt}}^*$ .

Важно отметить, что измерение малых величин  $\Delta\varphi$  за короткий интервал времени  $\tau$  в таком интерферометре есть, по существу, сравнение частот колебаний оптических полей в резонаторах  $AA'$  и  $BB'$ . Отношение  $\Delta\varphi/\tau$  есть девиация одной частоты относительно другой, а отношение  $\Delta L_{\text{grav}}/L = h/2$  есть относительная величина этой девиации, равная  $\Delta\omega_{\text{opt}}/\omega_{\text{opt}}$ . С этой точки зрения уже достигнутая чувствительность  $h \simeq 10^{-19}$  [16] на прототипе LIGO (в котором  $L = 4 \times 10^3$  см) — это, несомненно, выдающийся результат. Достаточно указать для сравнения, что наименьшие измеренные относительные девиации частоты двух стабильных генераторов (дисперсия Аллана) в настоящее время лишь порядка  $10^{-17}$ .

Приведенные выше оценки для величины  $\Delta\varphi \simeq 10^{-10}$  рад (для LIGO-II) нам понадобятся в заключительной части этого раздела.

Как отмечалось во введении, на определенном уровне чувствительности в гравитационных антеннах возникают своеобразные "барьеры" — ограничения чувствительности квантового происхождения. Они зависят от выбора наблюдаемой и процедуры измерения. Существование таких ограничений в экспериментах с макроскопическими массами и при измерении координаты в течение конечного времени усреднения были предсказаны еще в 1967 г. [30]. В этом анализе учитывалось обратное воздействие реального измерительного прибора с квантовыми шумами. Через несколько лет [31] стало очевидно, что тот же тип ограничений может быть прямо выведен из соотношения неопределенностей Гейзенберга для координатных измерений, если учесть конечность времени измерения  $\tau$ . Очевидно, что есть целое семейство таких пределов, если измерение наблюдаемой сопряжено с прямым измерением координаты (геометрической величины) состояния, напряженности поля и т.п.). За ними установилось название "стандартные квантовые пределы" (в англоязычной литературе — standard quantum limits). Так, для интересующего нас случая свободной массы стандартная квантовая неопределенность ее координаты равна

$$\Delta x_{\text{SQL}} = \sqrt{\frac{\hbar\tau}{2m}} \simeq 2 \times 10^{-17} \text{ см} \left( \frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{1/2} \left( \frac{m}{10^4 \text{ г}} \right)^{-1/2}, \quad (17)$$

если в начале и конце интервала  $\tau$  выполнены два точечных измерения координаты  $x$ .

Приравнивая сходную с  $\Delta x_{\text{SQL}}$  неопределенность координаты свободной массы к  $\Delta L_{\text{grav}}$ , можно найти и

аналитическое выражение для стандартного предела амплитуды возмущения метрики  $h_{\text{SQL}}$ , вызванное волновым пакетом с длительностью  $\tau$  и средней частотой  $\omega_{\text{grav}}$  в схеме интерферометра LIGO-II (с четырьмя пробными массами):

$$h_{\text{SQL}} = \sqrt{\frac{8\hbar}{m\omega_{\text{grav}}^2 L^2 \tau}} \simeq 2 \times 10^{-23} \left( \frac{m}{10^4 \text{ г}} \right)^{-1/2} \times \\ \times \left( \frac{\omega_{\text{grav}}}{10^3 \text{ с}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{L}{4 \times 10^5 \text{ см}} \right)^{-1} \left( \frac{\tau}{10^{-2} \text{ с}} \right)^{-1/2}. \quad (18)$$

Формула (18) справедлива для  $\tau \geq 2\pi/\omega_{\text{grav}}$ . Как видно из оценок (17) и (18), планируемая для LIGO-II чувствительность  $h \simeq 10^{-22}$  весьма близка к величине  $h_{\text{SQL}}$ . Иными словами, вклад в полную ошибку измерения флуктуаций чисто квантового происхождения будет значительным (см. подробнее в [27]).

Уже довольно давно известен "рецепт", позволяющий обойти это препятствие. Как отмечалось в разделе 1, практически не существует предела чувствительности квантового происхождения для антенн. Необходимо лишь выбрать другие наблюдаемые для обнаружения  $F_{\text{grav}}$ . "Рецепт", обычно называемый квантовыми невозмущающими измерениями (в англоязычной литературе — quantum-non-demolition measurements), был изначально предложен для гравитационных антенн (см. обзор [32]). Однако он оказался привлекательным и для сообщества оптиков, исследующих квантовые явления, и QND-измерения были успешно реализованы в оптических опытах, правда, с довольно большими количествами фотонов (см. обзор [33]). Недавно такие же измерения были выполнены и с СВЧ квантами: измерялось наличие единичного СВЧ кванта в резонаторе без поглощения кванта [34]. До настоящего времени это еще не удалось сделать с механическими пробными массами (свободной массой или осциллятором). Однако без решения такой, значительно более трудной, задачи нет возможности увеличить чувствительность гравитационных антенн, сохраняя неизменными величины  $L$  и  $M$ .

Анализ возможных схем QND-измерений в антеннах проводился в группе МГУ в течение нескольких последних лет. Первым было предложение использовать большие величины резкости  $\mathcal{F}$  в зеркалах и тем самым резко увеличить величину  $\tau_{\text{opt}}^*$  [35]. При уже достигнутых сегодня  $\mathcal{F} = 2 \times 10^6$  [36] величина  $\tau_{\text{opt}}^* \simeq 10$  с для  $L = 4 \times 10^5$  см. С таким большим временем релаксации появляется возможность использовать малый параметр  $\tau/\tau_{\text{opt}}^* \simeq 10^{-3}$ , который определяет достижимую степень "сжатости" квантового состояния оптического поля в резонаторе. Естественно, при этом собственно измеритель должен быть расположен внутри резонатора и не должен поглощать оптические фотоны. Предложенный вариант [35] такого измерителя являлся скорее описанием мысленного эксперимента, нежели реалистической инженерной схемой.

Вторая попытка найти такой вариант измерителя [37] привела к схеме, изображенной на рис. 2.

Три свободных зеркала, имеющие максимально большую величину  $\mathcal{F}$  (и соответственно  $\tau_{\text{opt}}^*$ ) образуют оптический резонатор Фабри–Перо, колебания в котором возбуждаются лазером, расположенным вне его (на рисунке лазер не показан). Внутри резонатора, недалеко от наклонного зеркала В, вставлено дополнительное

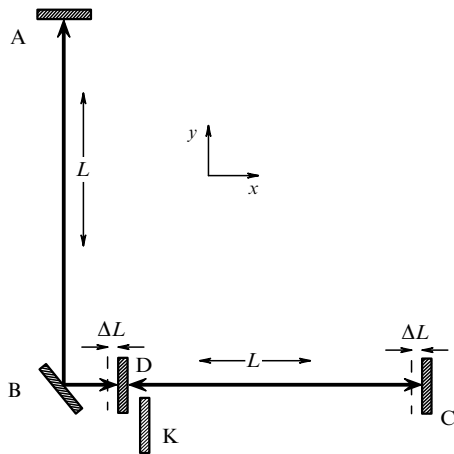


Рис. 2.

четвертое зеркало D с пониженной резкостью и, соответственно, с относительно большей прозрачностью, величина которой должна быть выбрана. В такой схеме из-за наличия зеркала D все моды в резонаторе ABC расщепляются на дублеты. При определенной величине прозрачности зеркала D, когда возбуждена верхняя компонента дублета, пондеромоторная сила, создаваемая оптическим полем, смещает зеркало D, если смещена зеркало C. Если в такой резонатор накачана энергия, примерно равная необходимой для достижения  $h_{\text{SQL}}$ , то смещение  $D \simeq hL/2 = \Delta L_{\text{grav}}$ .

Собственно измеритель должен быть размещен между зеркалом K, находящимся вне оптического поля (на него пондеромоторная сила не действует), и зеркалом D. Если рассматривается идеальный измеритель QND-типа (например, измеритель скорости), то из-за конечной величины  $\mathcal{F}$ , как показали вычисления М.Л. Городецкого и Ф.Я. Халили, чувствительность такой антенны ограничена пределом

$$h = \frac{h_{\text{SQL}}}{\sqrt{\omega_{\text{grav}} \tau_{\text{opt}}^*}} = 10^{-2} h_{\text{SQL}} \left( \frac{\omega_{\text{grav}}}{10^3 \text{ с}^{-1}} \right)^{-1/2} \left( \frac{\tau_{\text{opt}}^*}{10 \text{ с}} \right)^{-1/2}. \quad (19)$$

Выполненный недавно группой МГУ совместно с К.С. Торном анализ измерителя скорости, использующий параметры, достижимые в криогенной СВЧ электронике, показал, что можно рассчитывать на достижение уровня чувствительности не лучше  $h \simeq 0,3 h_{\text{SQL}}$  [38]. Возможно, для того, чтобы найти значительно более простое технологическое решение, окажется удобным превратить свободные массы D и K в механический осциллятор с собственной частотой, близкой к  $\omega_{\text{grav}}$ , "добавив" к ним жесткость оптического происхождения, обладающую очень низким уровнем шумов [39], или использовать симфотонные квантовые состояния в другой топологии антенны [40].

Последняя проблема, которой мы коснемся в этом разделе, — это величина допустимой энергии  $\mathcal{E}$  внутри оптических резонаторов (или величина циркулирующей мощности  $W$ ). В случае обычной (координатной) измерительной схемы (см. рис. 1) в LIGO-II проектируемая величина циркулирующей мощности  $W \simeq 10^{13} \text{ эрг с}^{-1} \simeq 1 \text{ МВт}$ . При условии, что в зеркалах будут использованы самые высококачественные многослойные отражающие покрытия, величина рассеянной мощности в

покрытии будет порядка  $10^7 \text{ эрг с}^{-1} \simeq 1 \text{ Вт}$ . Поглощение каждого оптического фотона с энергией  $\hbar\omega_{\text{opt}} \simeq 2 \times 10^{-12} \text{ эрг}$  приведет к рождению локального всплеска из примерно 50 добавочных тепловых фононов, которые, в свою очередь, из-за малой величины длины свободного пробега (как в кварце, так и в сапфире) приведут к локальному нагреву поверхности зеркала, носящему дробовой характер. С учетом отличной от нуля величины коэффициента теплового расширения  $\alpha_T$  поверхность зеркала будет флуктуировать. Такой своеобразный термофотонный шум был подробно проанализирован в работе [27]. Вычисления показали, что величина  $W \simeq 10^{13} \text{ эрг с}^{-1}$  действительно близка к предельно допустимой, если цель заключается в приближении к  $h_{\text{SQL}}$ . Очевидно, что возможным выходом из положения является использование в основных резонаторах сжатых квантовых состояний, которые можно приготовить при  $\tau/\tau_{\text{opt}}^* \ll 1$ .

#### 4. Другие источники гравитационных волн. Другие антенны

Основная цель этой статьи — описание достижений в разработке наземных антенн на свободных массах и обсуждение новых методов измерений, которые могут значительно повысить чувствительность. В этом разделе мы ограничимся лишь кратким перечислением других направлений исследований, относящихся к гравитационно-волновой астрономии.

В предшествующих разделах при иллюстрации условий, необходимых для достижения определенной чувствительности, использовался простой пример: всплеск гравитационного излучения имеет длительность  $\tau \simeq 10^{-2} \text{ с}$  и среднюю частоту  $\omega_{\text{grav}} \simeq 10^3 \text{ рад с}^{-1}$ . Антенны на свободных массах имеют весьма широкий частотный диапазон  $10 \text{ рад с}^{-1} \leq \omega_{\text{grav}} \leq 10^4 \text{ рад с}^{-1}$ . Всплески излучения от сливающихся нейтронных звезд (наиболее предпочтительный источник в прогнозах LIGO и VIRGO) должны иметь  $\tau$  порядка нескольких секунд и изменяющуюся частоту от десятков до нескольких сотен Гц. Априорное знание формы таких всплесков позволило бы значительно облегчить задачу обнаружения и повысить отношение сигнала к шуму. Это одна из проблем, которой заняты несколько групп теоретиков-астрофизиков. Решение ее усложнено тем обстоятельством, что нет достоверного уравнения состояния материи нейтронной звезды. Кроме того, два сливающихся компонента могут иметь сильно различающиеся по величине и взаимной ориентации моменты вращения. У экспериментаторов есть надежда, что теоретики выполнят свое обещание — представить около  $10^5$  форм всплесков от таких источников к моменту, когда антенны начнут работать в режиме стационарных наблюдений.

Сливающиеся нейтронные звезды — это не единственный вид источников всплесков гравитационных антенн. Более мощных всплесков можно ожидать от слияния нейтронных звезд с черными дырами и слияния черных дыр. Форма всплесков от таких источников и частота таких событий — еще одна нерешенная теоретиками проблема.

Сферически несимметричные взрывы сверхновых также могут быть источниками всплесков гравитационного излучения. Частота таких событий в одной галак-



тике примерно на два порядка больше, чем для слияния нейтронных звезд в модели Г. Бете и Дж. Брауна. Несколько попыток построить достоверную модель начальной стадии взрыва сверхновой пока не увенчались успехом.

С увеличением чувствительности наземные антенны смогут зарегистрировать и шумовой фон гравитационного излучения. Часть его должна быть того же происхождения, что и открытое в середине 60-х годов реликтовое электромагнитное излучение. Первые модели такого реликтового гравитационного излучения, предложенные Л.П. Грищуком [41] и А.А. Старобинским [42], были развиты другими исследователями. Из этих новых моделей, по мнению автора, наиболее интересной является модель Р. Бруштейна и Г. Венециано [43], которая основана на теории суперструн. Это, по существу, первое прямое физическое предсказание теории суперструн. Замечательная особенность этой модели состоит в том, что в ней нет расходимости между "до" и "после" большого взрыва.

В настоящее время существуют еще две программы антенн на свободных массах. Обе эти программы основаны на использовании спутников. В первой из них в качестве "измерителя отклика" на возмущение метрики используется эффект Доплера, предложенный много лет назад [44]. Эти антенны имеют пороговую чувствительность  $h_{\min} \simeq 10^{-14} - 10^{-15}$  для всплесков гравитационного излучения со средней частотой  $10^{-2} \text{ рад с}^{-1} \leq \omega_{\text{grav}} \leq 10^{-4} \text{ рад с}^{-1}$ . Величина чувствительности определяется, в первую очередь, нестабильностью автогенераторов СВЧ диапазона, используемых в канале Земля–спутник. Естественно было бы иметь две пары свободных масс в такой программе (первый спутник–Земля и второй спутник–Земля) и работать в схеме совпадений. Однако, к сожалению, такой целевой программы нет, и экспериментаторы вынуждены использовать как "побочный продукт" свободные часы связи с единичными спутниками, основная программа которых — исследование удаленных от Земли планет (см. детали в [45, 46] и в цитируемых там статьях).

Другая программа антенн на свободных массах (проект LISA) — также спутниковая и рассчитана примерно на тот же диапазон величин  $\omega_{\text{grav}}$ , что и предыдущая. Во многих отношениях эта программа сходна с LIGO и VIRGO: в ней предполагается использовать три спутника (свободных от сноса), удаленных от Солнца на то же расстояние, что и Земля, и удаленных друг от друга на  $L \simeq 5 \times 10^{11} \text{ см}$  (т.е. на шесть порядков больше, чем зеркала в LIGO и VIRGO). Измерение вариаций расстояний между спутниками должно осуществляться с помощью лазерного интерферометра. К настоящему времени уже проделано значительное количество наземных лабораторных испытаний макетов деталей таких антенн, а также расчетов, однако окончательное решение об осуществлении этой программы еще не принято (см., например, [47]), а также специальный выпуск журнала [48]).

## 5. Новая физическая информация, которая может быть получена от гравитационных антенн

В завершение этой статьи уместно перечислить, то новое в физике, чего можно ожидать от использования наземных гравитационно-волновых антенн.

1. Открытие всплесков гравитационного излучения и изучение их частоты может дать информацию о плотности нейтронных звезд в галактиках и о величине вклада этого вида материи в так называемую темную материю. По форме всплесков, возможно, удастся узнать, каково предпочтительное уравнение состояния нейтронной материи. Изучение формы коротких всплесков, быть может, позволит создать модель начальной стадии взрывов сверхновых.

2. ОТО более двадцати пяти лет тому назад превратилась в инженерную дисциплину для высокоточной космической навигации. Это утверждение, по существу, означает и то, что ОТО проверена с высокой степенью точности, однако высокоточная навигация в нашей солнечной системе означает одновременно и справедливость ОТО лишь для случая, когда гравитационный потенциал много меньше  $c^2$ . Справедливость ОТО в ультрарелятивистском случае (когда разница между гравитационным потенциалом и  $c^2$  мала) никогда не проверялась. Возможность такой проверки окажется в распоряжении теоретиков-астрофизиков, если им удастся предсказать форму всплесков гравитационного излучения от сливающихся черных дыр и если такой формы всплески будут обнаружены.

3. Обнаружение фона гравитационного излучения реликтового происхождения будет, несомненно, бесценным вкладом в космологию. Однако возможно, что обнаруженные хаотические флуктуации координат центра масс зеркал, не вызванные флуктуационными силами теплового (или нетеплового) происхождения в подвесе или в самом зеркале и флуктуационным силовым воздействием квантового измерителя, не будут коррелированы в движении двух пар зеркал так, как это должно быть для волновых компонент тензора Римана. В этом случае может сбыться предсказание С. Хокинга [49] (см. также [50] и [51]) о взаимодействии флуктуаций пространства-времени на уровне планковских констант с обычной материей. Эти флуктуации иногда называют пространственно-временной пеной. Предсказание Хокинга состоит в том, что такое взаимодействие проявляется в декогерентизации волновой функции обычного тела, т.е. в малых случайных блужданиях центра массы тела.

4. Естественно ожидать, что разработанные для LIGO и VIRGO методы измерений найдут применение в других областях физики. Уместно отметить, что когда в измерительных системах антенн будут использованы QND-измерители скорости относительного движения масс и, соответственно, импульс будет измерен точнее, чем стандартный квантовый предел

$$\Delta P_{\text{SQL}} = \sqrt{\frac{\hbar m}{2\tau}},$$

энергия, измеряемая через импульс, будет определена с погрешностью  $\Delta \mathcal{E}$  меньшей, чем  $\hbar/\tau$  [52].

В заключение следует сказать, что все расходы на проект LIGO за 20 лет, основная часть которых пошла на строительство зданий и вакуумное оборудование, составляют меньше четверти стоимости ядерной подводной лодки. А человечество продолжает изготавливать несколько таких лодок в год, которые, в отличие от LIGO, не могут сделать его мудрее.

## Список литературы

1. Einstein A *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **1** 154 (1918); Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1965) с. 631
2. Ландау Л Д, Лившиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988)
3. Мизнер Ч, Торн К С, Уиллер Д А *Гравитация* (М.: Мир, 1977)
4. Фок В А *Теория пространства, времени и тяготения* (М., 1948)
5. Брагинский В Б *УФН* **86** 433 (1965)
6. Зельдович Я Б, Новиков И Д *ДАН СССР* **155** 1033 (1964)
7. Шкловский И С, Кардашев Н С *ДАН СССР* **155** 1039 (1964)
8. Bell J, Hewish A *Nature* (London) **213** 12 (1967)
9. Taylor J, Hulse R *Astron. J. Lett.* **1955** L51 (1975); Taylor J, Fowler L, McCulloch P *Nature* (London) **277** 437 (1979)
10. Thorne K S, in *Proc. Conf. in Memory of Chandrasekhar* (Ed. R Wald) (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1997)
11. Bethe H, Brown G *Astron. J.* **506** 780 (1998)
12. Abramovichi A et al. *Science* **256** 326 (1992)
13. Weber J *Phys. Rev. Lett.* **21** 395 (1968)
14. Брагинский В Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 157 (1972); *ЖЭТФ* **66** 801 (1974)
15. Герценштейн М Е, Пустовойт В И *ЖЭТФ* **16** 433 (1962)
16. Abramovichi A et al. *Phys. Lett. A* **218** 157 (1996)
17. Thorne K S, in *300 Years of Gravitation* (Eds S W Hawking, W Israel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987)
18. Ricci F *Contemporary Physics* **39** 107 (1978)
19. Лунин В С и др. *Вестник МГУ. Сер. 2. Химия* **35** 24 (1994)
20. Braginsky V B, Mitrofanov V P, Tokmakov K V *Abstr. 3rd Amaldi Conf. on Grav. Waves, Caltech, July 1999; Phys. Lett. A* **218** 164 (1996)
21. Брагинский В Б, Митрофанов В П, Токмаков К В *Доклады РАН* **345** 324 (1995)
22. Braginsky V B, Levin Yu, Vyatchanin S P *Meas. Sci. Techn.* **10** 598 (1999)
23. Ageev A Yu, Bilenko I A, Braginsky V B *Phys. Lett. A* **227** 159 (1997)
24. Bilenko I A, Gorodetsky M L *Доклады РАН* **368** 612 (1999)
25. Gillespi A, Raab F *Phys. Rev. D* **52** 577 (1995)
26. Ландау Л Д, Лившиц Е М *Статистическая физика* (М.: Наука, 1995)
27. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P *Phys. Lett. A* **264** 1 (1999)
28. Thorne K S *Phys. Rev. D* (to be published)
29. Drever R, in *Gravitational Radiation* (Eds N Deruelle, T Piran) (Amsterdam: North-Holland, 1983)
30. Брагинский В Б *ЖЭТФ* **53** 1434 (1967)
31. Брагинский В Б, Воронцов Ю И *УФН* **114** 41 (1974)
32. Braginsky V B, Khalili F Ya *Rev. Mod. Phys.* **68** 1 (1996)
33. Grangier P et al. *Nature* (London) **396** 537 (1998)
34. Noguees G et al. *Nature* (London) **400** 239 (1999)
35. Braginsky V B, Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **218** 167 (1996)
36. Rempe G, Thompson R, Kimble H J *Opt. Lett.* **17** 363 (1992)
37. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **232** 164 (1997)
38. Braginsky V B et al. *Phys. Rev. D* (in press)
39. Braginsky V B, Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **257** 241 (1999)
40. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Khalili F Ya *Phys. Lett. A* **246** 435 (1998)
41. Грищук Л П *ЖЭТФ* **67** 825 (1974)
42. Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979)
43. Brustein R et al. *Phys. Lett. B* **361** 45 (1995)
44. Брагинский В Б, Герценштейн М Е *Письма в ЖЭТФ* **5** 348 (1967)
45. Bertotti B et al. *Astron. Astrophys.* **269** 608 (1993)
46. Tinto M, Armstrong J *Phys. Rev. D* **58** 2002 (1998)
47. Vitale S, Speake C *AIP Conf. Proc.* **456** 172 (1998)
48. *Class. Quantum Gravity* **13** (Special Issue) (1996)
49. Hawking S W *Phys. Rev. D* **37** 904 (1988)
50. Ellis J et al. *Phys. Lett. B* **221** 113 (1989)
51. Braginsky V B *Found. Phys.* **28** 125 (1998)
52. Braginsky V B *Proc. SPIE* **3516** 421 (1999)

## Gravitational-wave astronomy: new methods of measurement

V.B. Braginskii

*M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department,  
Vorob'evy gory, 119899 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 939-55 65*

The current status of gravitational-wave astronomy is reviewed. Advances in ground-based antennas are discussed and new methods of measurement that promise a considerable improvement in sensitivity are described. The promise held out by the improved antenna technologies is discussed.

PACS numbers: **04.30. – w**, **04.80.Nn**, **95.55.Ym**, **95.85.Sz**

Bibliography — 52 references

*Received 12 April 2000*