



Российский
центр научной
информации

Вестник Российского фонда фундаментальных исследований

№ 1 (125) январь–март 2025 года

Основан в 1994 году

Зарегистрирован Комитетом РФ по печати, рег. № 012620 от 03.06.1994

Сетевая версия зарегистрирована Роскомнадзором, рег. № ФС77-61404 от 10.04.2015

Учредитель

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Российский фонд фундаментальных исследований»

Главный редактор В.Я. Панченко,
заместители главного редактора В.В. Квардаков и В.Н. Фридлянов

Редакционная коллегия:

В.П. Анаников, В.Б. Бетелин, К.Е. Дегтярев, И.Л. Еременко,
П.К. Кашкаров, В.П. Матвеев, А.С. Сигов,
В.А. Ткачук, Р.В. Петров, Д.Р. Хохлов

Редакция:

Е.Б. Дубкова, И.А. Мосичева

Адрес редакции:

119334, г. Москва, Ленинский проспект, 32а

Тел.: (499) 995-16-05

e-mail: pressa@rfbr.ru



Russian Centre
for Scientific
Information

Russian Foundation for Basic Research Journal

N 1 (125) January–March 2025

Founded in 1994

Registered by the Committee of the Russian Federation for Printed Media, 012620 of 03.06.1994 (print)

Registered by the Roskomnadzor FS77-61404 of 10.04.2015 (online)

The Founder

Federal State Institution

“Russian Foundation for Basic Research”

Editor-in-Chief V. Panchenko,

Deputy chief editors V. Kvardakov and V. Fridlyanov

Editorial Board:

V. Ananikov, V. Betelin, K. Degtyarev, I. Eremenko,

P. Kashkarov, V. Matveenko, A. Sigov,

V. Tkachuk, R. Petrov, D. Khokhlov

Editorial staff:

E. Dubkova, I. Mosicheva

Editorial address:

32a, Leninskiy Ave., Moscow, 119334, Russia

Tel.: (499) 995-16-05

e-mail: pressa@rfbr.ru

«Вестник РФФИ»

№ 1 (125) январь–март 2025 года

КОЛОНКА ТЕМАТИЧЕСКОГО РЕДАКТОРА

О редакторе тематического блока члене-корреспонденте РАН профессоре А.Н. Морозове ...	6
Аннотация к тематическому блоку	9
<i>А.Н. Морозов</i>	

ТЕМАТИЧЕСКИЙ БЛОК: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ
ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОЙ АСТРОНОМИИ И ГРАВИМЕТРИИ

Оптический метод регистрации высокочастотных гравитационных волн	14
<i>В.О. Гладышев, И.В. Фомин, Ил.С. Голяк, А.Л. Назолин, П.П. Демкин, В.Л. Кауц, А.А. Есаков, С.Е. Табалин</i>	
Малогабаритный интерферометр с резонаторами Фабри – Перо для обнаружения гравитационных волн	20
<i>Н.И. Петров, В.И. Пустовойт</i>	
Повышение чувствительности интерферометрических измерений с использованием сжатого света	36
<i>А.В. Андрианов</i>	
Фундаментальные шумы и пределы чувствительности интерферометрических детекторов гравитационных волн нового поколения	44
<i>И.А. Биленко, С.П. Вятчанин, В.П. Митрофанов, С.Е. Стрыгин, Ф.Я. Халили</i>	
Поиск гравитационных сигналов коллапсирующих объектов в Галактике	56
<i>В.Н. Руденко, А.В. Гусев, Н.Л. Квашинин, С.М. Попов, С.И. Орешкин</i>	
О Владиславе Ивановиче Пустовойте	70
О непосредственном обнаружении гравитационных волн	73
<i>В.И. Пустовойт</i>	

“RFBR Journal”**N 1 (125) January–March 2025****THEMED ISSUE EDITOR’S COLUMN**

About the Editor of the Themed Section RAS Corresponding Member Professor Andrey N. Morozov . . 8

Abstract of the Themed Section 11

A.N. Morozov

THEMED SECTION: FUNDAMENTAL PROBLEMS OF GRAVITATIONAL-WAVE ASTRONOMY AND GRAVIMETRY

Optical Method for Registration High-Frequency Gravitational Waves 14

*V.O. Gladyshev, I.V. Fomin, I.S. Golyak, A.L. Nazolin,
P.P. Demkin, V.L. Kauts, A.A. Esakov, S.E. Tabalin*

Small-Sized Interferometer with Fabry – Perot Resonators for Gravitational Wave Detection 20

N.I. Petrov, V.I. Pustovoit

Increasing the Sensitivity of Interferometric Measurements Using Squeezed Light 36

A.V. Andrianov

Fundamental Noises and Sensitivity Limits of Interferometric Gravitational-Waves
Detectors of a New Generation 44

I.A. Bilenko, S.P. Vyatchanin, V.P. Mitrofanov, S.E. Strigin, F.Y. Khalili

Search for Gravitational Signals of Collapsing Objects in the Galaxy 56

V.N. Rudenko, A.V. Gusev, N.L. Kvashnin, S.M. Popov, S.I. Oreshkin

About Vladislav Ivanovich Pustovoit 71

On the direct detection of gravitational waves 73

V.I. Pustovoit

О редакторе тематического блока члене-корреспонденте РАН профессоре Андрее Николаевиче Морозове



- *Заведующий кафедрой физики Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана (МГТУ имени Н.Э. Баумана)*
- *Head of the Physics Department of the Bauman Moscow State Technical University (Bauman MSTU)*
- *Генеральный директор Центра прикладной физики МГТУ имени Н.Э. Баумана*
- *CEO of the Bauman Moscow State Technical University Center for Applied Physics*
- *Член Научного совета при Совете Безопасности Российской Федерации*
- *Member of the Scientific Council of the Security Council of the Russian Federation*
- *Член экспертного совета по физике Высшей аттестационной комиссии*
- *Member of the Expert Council on Physics of the Higher Attestation Commission*
- *Член совета по приоритетному направлению Стратегии научно-технологического развития Российской Федерации «Противодействие техногенным, биогенным, социокультурным угрозам, терроризму и идеологическому экстремизму, а также киберугрозам и иным источникам опасности для общества, экономики и государства»*
- *Member of the Council for the priority direction of the Strategy of Scientific and Technological Development of the Russian Federation “Counteraction to Technological, Biogenic, Social, and Cultural Threats, Terrorism and Ideological Extremism, as well as Cyber Threats and Other Sources of Hazard to Society, Economy and the State”*
- *Член Президиума Московского физического общества*
- *Member of the Bureau of the Moscow Physical Society*
- *Главный редактор журнала Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана, серии «Естественные науки»*
- *Editor-in-Chief of the Bulletin of the Bauman Moscow State Technical University, “Natural Sciences” series*

- | | |
|--|---|
| • <i>Председатель оргкомитета Всероссийской конференции «Необратимые процессы в природе и технике»</i> | • <i>Chairman of the Organizing Committee of the All-Russian Conference “Irreversible Processes in Nature and Technics”</i> |
| Государственные награды, звания и премии | Honours and awards |
| • <i>Благодарственное письмо Президента Российской Федерации (2024)</i> | • <i>Letter of Appreciation of President of the Russian Federation (2024)</i> |
| • <i>Медаль «300 лет Российской академии наук» (2024)</i> | • <i>“300 Years of the Russian Academy of Sciences” medal (2024)</i> |
| • <i>Почетный знак имени К.Э. Циолковского (2020)</i> | • <i>Honorary Badge named after K.E. Tsiolkovsky (2020)</i> |
| • <i>Лауреат премии имени С.И. Мосина (2019)</i> | • <i>Winner of the S.I. Mosin Prize (2019)</i> |
| • <i>Медаль имени С.П. Королева (2009)</i> | • <i>S.P. Korolev Medal (2009)</i> |
| • <i>Почетное звание «Почетный работник высшего профессионального образования Российской Федерации» (2005)</i> | • <i>Honorary title of the Honored Worker of Higher Professional Education of the Russian Federation (2005)</i> |
| • <i>Лауреат премий имени А. Чижевского (2004)</i> | • <i>Winner of A. Chizhevsky Prize (2004)</i> |

Андрей Николаевич Морозов родился в городе Москве в 1959 г. В 1982 г. окончил Московское высшее техническое училище имени Н.Э. Баумана по специальности «Производство летательных аппаратов». После окончания аспирантуры кафедры физики защиты в 1987 г. кандидатскую диссертацию по теоретической механике, а в 1994 г. – докторскую по специальности «Применение вычислительной техники, математических методов и математического моделирования в научных исследованиях». С 1998 г. А.Н. Морозов является заведующим кафедрой физики, а с 1991 г. – генеральным директором Центра прикладной физики МГТУ им. Н.Э. Баумана. В период с 2015 г. по 2020 г. работал заместителем директора по научной работе Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

А.Н. Морозов известный ученый, автор 10 монографий, более 330 научных статей и 31 изобретения. Основные его научные работы посвящены разработке теории и созданию систем пассивной и активной оптической локализации химических соединений в

открытой атмосфере и на подстилающих поверхностях; опто-электронных информационно-измерительных систем, включая гравитационные антенны; разработке теории немарковских физических процессов; создания теории связанных гравитационных волн.

А.Н. Морозовым предложены и научно обоснованы методы оптической локализации химических соединений. Он является главным конструктором серии информационно-измерительных комплексов и приборов химической разведки и мониторинга, принятых на снабжение Министерством обороны Российской Федерации и на вооружение Федеральной службы безопасности России. Разработанные изделия позволили решить проблему обеспечения Вооруженных сил и специальных служб средствами оперативного дистанционного контроля и разведки для предотвращения угроз применения токсичных химикатов.

Под непосредственным руководством А.Н. Морозова выполнен цикл работ по разработке новых информационно-измерительных приборов и комплексов на основе дифференциального поглощения, комбинационного рассеяния света и люминесценции. Создана теория и проведен расчет явления собственного фонового излучения в фурье-спектрорадиометрах. Разработана и апробирована математическая модель большебазного свободномассового интерферометра Фабри – Перо, учитывающая давление света на зеркала резонатора. Установлены явление нелинейной генерации высокочастотного оптического шума в свободномассовом резонаторе Фабри – Перо и явление низкочастотного оптического резонанса в многолучевом

интерферометре Фабри – Перо. На основе проведенных исследований предложен гетеродинный метод регистрации гравитационных волн и обоснована лазерная интерференционная гравитационная антенна, использующая явление низкочастотного оптического резонанса. Предложено использование низкочастотного оптического резонанса для регистрации высокочастотных гравитационных волн реликтового происхождения.

А.Н. Морозовым разработан метод описания немарковских случайных процессов, задаваемых линейным интегральным преобразованием, и проведено описание кинетических процессов в конденсированных средах с помощью интегральных стохастических уравнений. Разработана теория немарков-

ских физических процессов, которая использована для описания физических явлений с долговременной памятью.

А.Н. Морозов совместно с академиком Владиславом Ивановичем Пустовойтом теоретически предсказали новый класс связанных гравитационных волн и установили их свойства; в частности, было показано, что скорость связанных гравитационных волн в газах меньше скорости света в пустоте и равна скорости света в диэлектрической среде.

About the Editor of the Themed Section RAS Corresponding Member Professor Andrey N. Morozov

Andrey Nikolaevich Morozov was born in Moscow in 1959. In 1982, he graduated from Bauman Moscow Higher Technical School with a degree in aircraft manufacturing. After completing postgraduate studies at the Department of Physics, he defended his PhD thesis on theoretical mechanics in 1987 and his doctoral thesis on the application of computer science, mathematical methods and mathematical modeling in scientific research in 1994. He has been Head of the Physics Department since 1998, and General Director of the Center for Applied Physics at Bauman Moscow State Technical University since 1991. From 2015 to 2020, he worked as Deputy Director for Research at the Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences.

A.N. Morozov is a well-known scientist and the author of 10 monographs, more than 330 scientific articles and 31 inventions. His main scientific works are devoted to the development of theory and creation of systems of passive and active optical location of chemical compounds in the open atmosphere and on underlying surfaces; optoelectronic information-measuring systems, including gravitational antennas; development of the theory of non-Markovian physical processes; and the creation of the theory of coupled gravitational waves.

Andrey N. Morozov proposed and scientifically substantiated methods of optical location of chemical compounds. He is the chief designer of a series of information-measuring complexes and chemical reconnaissance and monitoring devices adopted for supply by the Ministry of Defense of the Russian Federation and in service with the Federal Security Service of Russia. These developed products made it possible to provide the Armed Forces and special services with means of operational remote control and reconnaissance to prevent threats of toxic chemicals.

He performed a cycle of works on development of new information-measuring devices and complexes on the basis of differential absorption, Raman scattering of light

and luminescence. The theory and calculation of the phenomenon of intrinsic background radiation in Fourier spectroradiometers are created by him. He developed and tested a mathematical model of a large-base free-mass Fabry – Pérot interferometer, which takes into account the pressure of light on the resonator mirrors; established the phenomenon of nonlinear generation of high-frequency optical noise in a free Fabry – Pérot mass resonator and the phenomenon of low-frequency optical resonance in a multipath Fabry – Pérot interferometer; with the basis of the conducted research, substantiated a heterodyne method for registering gravitational waves is proposed and a laser interference gravitational antenna using the phenomenon of low-frequency optical resonance; and proposed the use of low-frequency optical resonance for registration of high-frequency gravitational waves of relic origin.

He developed a method for describing non-Markovian random processes defined by a linear integral transformation, and described kinetic processes in condensed media using integral stochastic equations. The theory of non-Markovian physical processes, used to describe physical phenomena with long-term memory, has also been developed by him.

established their properties, in particular, showing that the velocity of coupled gravitational waves in gases is less than the speed of light in the void and equal to the speed of light in a dielectric medium.

A.H. Морозов

Проектируемый космический лазерный интерферометр LISA рассчитан на диапазон частот 0.1–10 мГц, ориентируясь, преимущественно, на двойные черные дыры и белые карлики.

В мире на сегодняшний день реализуется несколько проектов поиска гравитационных волн, такие как проекты LIGO (США), VIRGO (Италия, Франция), TAMA-300 (Япония), GEO 600 (Германия) и др. Основной их особенностью является попытка регистрации коротких всплесков гравитационных волн астрофизического происхождения от достаточно редких событий, таких как слияние черной дыры или нейтронных звезд.

Гравитационное излучение было предсказано А. Эйнштейном в общей теории относительности. Первые обнаружения гравитационных волн были выполнены посредством наземных лазерных интерферометров LIGO и VIRGO, что позволило сделать вывод о появлении нового инструмента для прецизионных измерений в области астрофизики и космологии.

Принцип использования пары свободных масс-зеркал и лазерного интерферометра для регистрации их малых колебаний, вызванных гравитационной волной, был впервые предложен академиком В.И. Пустовойтом и профессором М.Е. Герценштейном в 1962 г. В 1970-х годах в США идея использования лазерных интерферометров была обоснована в работах Р. Форварда и Р. Вайса (R. Forward, R. Weiss) с сотрудниками.

Строительство лазерных интерференционных гравитационных антенн, обладающих базой порядка нескольких километров и высокой чувствительностью, осуществлено в ряде зарубежных научных центров. Они реализованы по схеме интерферометра Майкельсона, плечи которого содержат резонаторы Фабри – Перо. Такая схема построения гравитационной антенны имеет ряд преимуществ, в частности, возможность точной настройки и юстировки, и одновременно позволяет получить очень высокую чувствительность по отношению к деформациям пространства, вызванным прохождением гравитационных волн.

Для снижения влияния вибраций и шумовых факторов сейсмического происхождения зеркала резонатора Фабри – Перо устанавливают на пробных массах, слабо связанных с основанием, что приводит к проявлению новых более тонких эффектов, например, вызванных давлением лазерного излучения на зеркала интерферометра.

Современные исследования в области создания нового поколения лазерных интерференционных гравитационных антенн направлены на повышение их чувствительности и надежности. Исследуются фундаментальные шумы, включая квантовые, тепловые эффекты, отражение и распростра-

нение оптического излучения в периодических структурах зеркал интерферометра. Разрабатываются предложения по использованию гравитационных антенн, работающих в высокочастотной части спектра, в частности, предназначенных для регистрации реликтовых гравитационных волн. Оценивается возможность создания высокоточной космической лазерной гравитационно-волновой антенны на основе группировки спутников Земли. Перспективными представляются работы по регистрации источников гравитационных волн по результатам многоволновых наблюдений в широком диапазоне электромагнитного излучения и по регистрации высокоэнергичных нейтрино.

Широким фронтом проводятся исследования возможности создания высокоточных квантовых гравиметров и градиентометров с использованием холодных атомов и технологии атомного чипа. Выполнялись работы по созданию сети высокостабильных стандартов частоты и времени в интересах обеспечения навигации по гравитационному полю Земли и созданию космической группировки нового поколения для измерения гравитационного поля Земли с высоким пространственным и временным разрешением.

Предлагаемый вниманию читателей выпуск журнала «Вестник РФФИ» посвящен результатам проектов ученых – победителей конкурса Российского фонда фундаментальных исследований на лучшие научные проекты междисциплинарных фундаментальных исследований по исследованию проблем регистрации гравитационных волн и гравиметрии. В текущий выпуск вошли пять оригинальных статей, подготовленных по данным многолетних исследований и разработок. Все авторы статей, включенных в тематический блок журнала, – участники инициативных проектов, поддерживаемых Российским фондом фундаментальных исследований.

В статье В.О. Гладышева, И.В. Фомина, Ил.С. Голяка, А.Л. Назолина, П.П. Демкина, В.Л. Кауца, А.А. Есакова и С.Е. Табалина «Оптический метод регистрации высокочастотных гравитационных волн» обсуждаются методы и предлагаются технические решения, которые позволят регистрировать высокочастотные гравитационные волны с необходимой чувствительностью. Проанализированы типы космологических и астрофизических источников, генерирующих такие гравитационные волны. Определены основные характеристики высокочастотных реликтовых гравитационных волн и показана возможность их регистрации посредством гравитационно-оптического резонанса в интерферометрах Фабри – Перо. Создан физический макет комплекса для регистрации высокочастотных гравитационных волн и показано возможность при реализации предложенной методики нахождения корреляции сигналов с нескольких гравитационно-волновых антенн проводить верификацию различных классов космологических моделей.

Проблеме миниатюризации гравитационных антенн посвящена статья Н.И. Петрова и В.И. Пустовойта «Малогабаритный интерферометр с резонаторами Фабри – Перо

для обнаружения гравитационных волн». Основная идея заключается в использовании в качестве зеркал резонатора Фабри – Перо отражающие периодические структуры, имеющие экспоненциально узкую полосу пропускания лазерного излучения. Теоретически показано, что такой резонатор Фабри – Перо позволяет при лабораторных размерах установки получить чувствительность по отношению к гравитационным возмущениям, сопоставимую с чувствительностью установок LIGO и VIRGO. Также предложен метод, при котором осуществляется измерение корреляционной функции интенсивностей резонансных мод ненулевого порядка с двух плеч интерферометра Маха – Цандера, что позволяет существенно повысить разрешение гравитационной антенны.

Принципиально важный вопрос повышения чувствительности лазерных интерференционных гравитационных антенн рассмотрен в статье А.В. Андрианова «Повышение чувствительности интерферометрических измерений с использованием сжатого света». Исследованы свойства квантового сжатого света, который генерируется при распространении оптических импульсов в среде с кубической (керровской) нелинейностью. Экспериментально показана возможность повышения чувствительности гравитационной антенны на 4 дБ лучше уровня дробового шума. Использование керровских сред для генерации сжатого света заметно упрощает выбор нелинейных материалов и длин волн, в частности, появляется возможность перехода в диапазон длин волн 1.5 мкм и более, который представляется наиболее перспективным для новых гравитационных антенн с зеркалами на кремниевой основе.

Работа И.А. Биленко, С.П. Вятчина, В.П. Митрофанова, С.Е. Стрыгина и Ф.Я. Халили «Фундаментальные шумы и пределы чувствительности интерферометрических детек-

The possibility of creating high-precision quantum gravimeters and gradiometers using cold atoms and atomic chip technology is being widely researched. Work has been carried out to create a network of highly stable frequency and

The article by N.I. Petrov and V.I. Pustovoit *Small-Sized Interferometer with Fabry – Pérot Resonators for Gravitational Wave Detection* is devoted to the problem of miniaturization of gravitational antennas. The basic idea

is to use reflecting periodic structures with exponentially narrow bandwidth of laser radiation as mirrors of the Fabry – Pérot resonator. Theoretically, it has been shown that such a Fabry – Pérot resonator makes it possible, with an installation that may fit in a laboratory, to obtain sensitivity to gravitational wave disturbances comparable to the sensitivity of the LIGO and VIRGO installations. A method is also proposed in which the correlation function of the intensities of nonzero resonant modes is measured from two arms of the Mach – Zehnder interferometer, which significantly increases the resolution of the gravitational antenna.

The fundamentally important issue of increasing the sensitivity of laser interference gravitational antennas is considered in the article by A.V. Andrianov *Quantum-Enhanced Interferometer Using Kerr Squeezing*. The properties of quantum compressed light, which is generated during the propagation of optical pulses in a medium with cubic (Kerr) nonlinearity, are investigated. The possibility of increasing the sensitivity of a gravitational antenna by 4 dB above the level of shot noise has been experimentally shown. The use of Kerr media to generate compressed light significantly simplifies the choice of nonlinear materials and wavelengths, in particular, it becomes possible to switch to a wavelength range of 1.5 microns or more, which seems to be the most promising for new gravitational antennas with silicon-based mirrors.

The work by I.A. Bilenko, S.P. Vyatchanin, V.P. Mitrofanov, S.E. Strygin, and F.Ya. Khalili *Fundamental Noise and Sensitivity Limits of New Generation Interferometric*

Gravitational Wave Detectors is aimed at developing methods to increase the sensitivity of interferometric gravitational wave detectors of a new generation. Much attention is paid to the analysis of quantum limits of sensitivity and the development of methods to overcome them in laser interferometers. The subjects of the study were quantum measurement schemes of small displacement based on two types of coupling, dispersive and dissipative. It is demonstrated the possibility to suppress the effect of parametric vibration instability arising at high optical pumping powers. The obtained results, in addition to their application in gravity antennas, are of great importance for the creation of precision measurement systems in other fields, in particular, in micro- and nano-electromechanical and optomechanical systems.

The results of experimental studies using an opto-acoustic gravitational antenna are presented in the article *Search for Gravitational Signals of Collapsing Objects in the Galaxy* by V.N. Rudenko, A.V. Gusev, N.L. Kvashnin, S.M. Popov, and S.I. Oreshkin. The uniqueness of the gravitational-wave opto-acoustic antenna lies in the fact that it can be used to measure high-frequency, kilohertz variations of the gravitational gradient, which may be of an astrophysical or a geophysical origin. Among the original results of the work, it is necessary to note the measurements of low-frequency variations of the gravitational gradient on the VIRGO interferometer, as well as the measurement of seismic-gravitational noise in the main adit of the Baksan Neutrino Observatory and the development of an algorithm for searching neutrino-gravitational correlations using a gravitational detector and a neutron telescope.

The vital fundamental research in the fields of development of methods and technical means of gravitational wave registration and precision gravimetry within the framework of the contest of the Russian Foundation for Basic Research showed the capabilities and potential of Russian scientific teams. Further development of these directions in our country seems absolutely necessary from the point of view of fundamental science as well as within the framework of applications of the developed elements of gravity antennas and gravimeters as solutions for creating advanced domestic information-measuring systems for various purposes.

The presented papers reflect the most advanced achievements in the field of gravitational waves investigation, including the novel technological solutions and, undoubtedly, will be of interest to a wide range of readers.

Оптический метод регистрации высокочастотных гравитационных волн*

В.О. Гладышев, И.В. Фомин, Ил.С. Голяк, А.Л. Назолин,
П.П. Демкин, В.Л. Кауц, А.А. Есаков, С.Е. Табалин

Рассматривается возможность регистрации высокочастотных гравитационных волн космологических и астрофизических источников посредством гравитационно-оптического резонанса в интерферометрах Фабри – Перо. Рассмотрены основные характеристики высокочастотных реликтовых гравитационных волн, необходимые для оценки параметров детектора. Приведены характеристики гравитационно-волновых антенн, необходимые для регистрации высокочастотных реликтовых гравитационных волн с учетом теоретических ограничений на их плотность энергии. Найдено ограничение на частоту принципиально регистрируемых гравитационных волн посредством предложенного метода детектирования. Определен оптимальный диапазон частот $f \sim 3\text{--}10$ МГц для настройки предложенного детектора. На основе работы созданного макета комплекса для регистрации высокочастотных гравитационных волн показано, что реализация данной схемы подразумевает корреляцию сигналов нескольких гравитационно-волновых антенн в течение характерного времени, необходимого для регистрации гравитационных волн посредством предложенного метода.

Ключевые слова: гравитационные волны, интерферометры Фабри – Перо, гравитационно-волновые детекторы, система сбора данных, система синхронизации.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №19–29–11015).

Введение

После первых обнаружений гравитационных волн посредством наземных лазерных интерферометров LIGO и VIRGO [1, 2] на основе интерферометрического метода [3] можно утверждать, что появился новый инструмент для прецизионных измерений в области астрофизики и космологии. Данные наземные детекторы низкочастотных гравитационных волн имеют максимальную чувствительность в диапазоне частот от 10 Гц до 10 кГц [1, 2], в котором развитие технологии наблюдения и обилие астрофизических источников, таких

как процессы слияния черных дыр и нейтронных звезд, обеспечили первые обнаружения гравитационных волн. Проектируемый космический лазерный интерферометр LISA рассчитан на диапазон частот 0.1–10 МГц [4], ориентируясь преимущественно на двойные черные дыры и белые карлики. Также отметим недавнее обнаружение гравитационных волн сверхнизких частот 0.1–100 нГц на ос-



ГЛАДЫШЕВ
Владимир Олегович
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана



ФОМИН
Игорь Владимирович
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана



ГОЛЯК
Илья Семенович
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана



НАЗОЛИН
Андрей Леонидович
профессор РАН,
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана



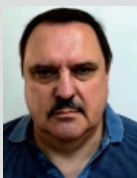
ДЁМКИН
Павел Павлович
АО Центр прикладной физи-
ки МГТУ им. Н.Э. Баумана



КАУЦ
Владимир Леонидович
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана



ЕСАКОВ
Артём Александрович
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана



ТАБАЛИН
Сергей Егорович
Московский государственный
технический университет им. Н.Э. Баумана

нове многолетнего анализа сигналов радиопульсаров (методом пульсарного тайминга) в проекте NANOGrav (США) и других аналогичных проектов в мире [5, 6]. В качестве источников сверхнизкочастотных гравитационных волн рассматривают как системы сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик, так и физические процессы на инфляционной стадии эволюции ранней Вселенной [5, 6].

Тем не менее, в настоящее время существует множество теоретических предпосылок к существованию гравитационных волн с достаточно высокой спектральной плотностью энергии в высокочастотном диапазоне. В качестве источников высокочастотных гравитационных волн рассматриваются первичные черные дыры, бозонные звезды, космические струны, флуктуации частиц темной материи, процессы, происходящие в ранней Вселенной и т. д. [7–9].

Возможным источником анизотропии и поляризации реликтового излучения являются реликтовые гравитационные волны, возникшие на первоначальной стадии формирования Вселенной, которые заполняют Вселенную в виде стохастического фона [8, 9]. Для широкого класса космологических моделей, включающих инфляционную стадию эволюции ранней Вселенной, должно наблюдаться достаточно резкое возрастание спектральной плотности энергии гравитационных волн для частот от 10^5 до 10^{10} Гц [10–12]. Таким образом, обнаружение высокочастотных реликтовых гравитационных волн, с одной стороны, дает дополнительное теоретическое обоснование существования инфляционной стадии эволюции Вселенной, а с другой – позволяет проверить корректность данных моделей по сравнению с другими классами космологических моделей, подразумевающих отсутствие возрастания плотности энергии высокочастотных реликтовых гравитационных волн в высокочастотном диапазоне [8, 9].

Необходимо отметить, что высокочастотные гравитационные волны

в настоящее время не были зарегистрированы, несмотря на большое число различных методов их детектирования [7].

В данной работе рассматривается применение метода гравитационно-оптического резонанса в интерферометрах Фабри – Перо для регистрации высокочастотных гравитационных волн. Даны оценки параметров детекторов данного типа, необходимых для регистрации реликтовых гравитационных волн.

Также приводятся результаты разработки макета комплекса для отработки процесса получения и обработки информации с комплекса лазерных интерференционных гравитационных антенн наземного и космического базирования.

Высокочастотные реликтовые гравитационные волны

Согласно теории космологических возмущений, на стадии инфляции квантовые флуктуации скалярного поля порождают соответствующие возмущения метрики пространства-времени. В рамках теории космологических возмущений наблюдаемая анизотропия и поляризация реликтового излучения объясняются действием двух типов возмущений, а именно скалярных и тензорных возмущений или реликтовых гравитационных волн. Третий тип возмущений, а именно векторные возмущения, быстро затухают в процессе ускоренного расширения ранней Вселенной [8, 9].

В качестве наблюдательной характеристики реликтовых гравитационных волн (тензорных возмущений) в современную эпоху эволюции вселенной рассматривается плотность энергии, которую обычно определяют посредством безразмерной величины [8, 9]

$$\Omega_{\text{GW}}(f) = \frac{1}{\rho_c} \frac{d\rho_{\text{GW}}}{d \log f}, \quad (1)$$

где $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ – критическая плотность; $H_0 = 100 h \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ – значение параметра Хаббла в современную эпоху ($h \approx 0.68$); f – частота гравитационных волн; также $\rho_{\text{GW}} = \frac{1}{4} \langle \dot{h}_{ab} \dot{h}^{ab} \rangle_\lambda$ – плотность энергии, полученная из усреднения производных по времени тензоров гравитационных волн h_{ab} по всем длинам волн λ .

Характер перехода от инфляционной стадии к стадии преобладания излучения оказывает существенное влияние на спектр реликтовых гравитационных волн [8–13]. Отклонения параметра состояния вещества от значения, соответствующего излучению $w=1/3$ при данном переходе, индуцируют существенный рост плотности энергии реликтовых гравитационных волн в диапазоне высоких частот. Данные отклонения параметра состояния вещества от значения, соответствующего излучению, связаны с наличием дополнительной стадии преобладания «жесткой энергии» $1/3 < w_s \leq 1$ между завершением инфляционной стадии и началом стадии преобладания излучения [8–13].

Для космологических моделей ранней Вселенной с отсутствием постинфляционной стадии преобладания «жесткой энергии» плотность энергии гравитационных волн с частотами $f > 10^{-15}$ Гц оценивается следующим образом [13]:

$$\Omega_{GW} \leq 7 \cdot 10^{-17} \quad (2)$$

Для космологических моделей с дополнительной эпохой преобладания «жесткой энергии» плотность энергии гравитационных волн с частотами от $f \sim 10^5 - 10^{10}$ Гц оценивается как [13]:

$$\Omega_{GW} \leq 2.7 \cdot 10^{-6}. \quad (3)$$

Данная оценка позволяет рассматривать возможность определить параметры детектора, необходимые для наблюдения реликтовых гравитационных волн с плотностью энергии $\Omega_{GW} \approx 10^{-6}$ на данных частотах.

Оценка чувствительности интерферометра Фабри – Перо при использовании гравитационно-оптического резонанса

Гравитационно-оптический резонанс в многолучевом интерферометре возникает, если выполняется условие, что на длине L резонатора укладывается целое число полувольт гравитационного излучения [14]:

$$\frac{fL}{c} = \frac{n}{2}, \quad (4)$$

где c – скорость света; n – целое число: $n=1, 2, 3...$

Отметим, что при использовании многолучевого интерферометра для регистрации высокочастотных гравитационных волн не требуется создание сложной системы развязки зеркал, применяющейся для гравитационных антенн, работающих в низкочастотной части спектра [1, 2]. Это связано с тем, что частота механических колебаний зеркал интерферометра в этом случае оказывается существенно меньше частоты гравитационной волны [14].

Рассмотрим случай настройки многолучевого резонатора при $n=1$. Тогда отклик $\delta W(t)$ гравитационной антенны, созданной на базе интерферометра Фабри – Перо, на высокочастотную гравитационную волну можно оценить по формуле [13–15]:

$$\delta W(t) = \frac{QL}{\lambda_e} W_0 h(t), \quad (5)$$

где $\delta W(t)$ – вариации мощности прошедшего интерферометр лазерного излучения; Q – добротность интерферометра Фабри – Перо; λ_e – длина волны лазерного излучения; W_0 – мощность лазерного излучения на входе в интерферометр Фабри – Перо; $h(t)$ – амплитуда гравитационной волны. Выражение (5) является приближенным, и зависит от точки настройки интерферометра Фабри – Перо [14]. Для уменьшения дробового фотонного шума в работах [13, 15] рассматривалась возможность существенного уменьшения мощности лазерного излучения, поступающего на фотоприемник W_{ph} до значения, ограниченного обнаружимой спектральной плотностью флуктуаций метрики $W_{ph}/W_0 = 2.2 \cdot 10^{-12}$.

Теперь рассчитаем значения детектируемых гравитационных волн с плотностью энергии $\Omega_{GW} = 10^{-6}$ для следующих параметров гравитационно-волновой антенны: $\lambda_e = 1064$ нм, $Q = 10^6$, $T = 10^6$ с, $W_0 = 10^3$ Вт. В табл. 1 приведены результаты

расчета предельной чувствительности высокочастотной гравитационной антенны для различной частоты f гравитационной волны [13]. Частота f гравитационной волны связана с длиной интерферометра L формулой (4) при $n=1$.

Для рассматриваемых параметров детектора ограничение на частоту регистрируемых гравитационных волн $f > 2 \cdot 10^6$ Гц [13].

Таблица 1. Минимальное время детектирования T и длина резонатора L для наблюдения гравитационных волн с частотой f для максимальной плотности энергии реликтовых гравитационных волн $\Omega_{GW}^{(max)} \approx 10^{-6}$

$\Omega_{GW}^{(max)}$	f_{GW}	T, c	L, m
10^{-6}	$3 \cdot 10^6$	9	50
10^{-6}	$5 \cdot 10^6$	879	30
10^{-6}	$1 \cdot 10^7$	$4.6 \cdot 10^5$	15
10^{-6}	$2 \cdot 10^7$	$2.4 \cdot 10^8$	7.5

Минимальную длину резонатора Фабри – Перо можно оценить как $L \approx 15$ м с соответствующим временем наблюдения $T \approx 5$ дней, так как в последнем случае при $L \approx 7.5$ м время наблюдения составляет $T \approx 7.6$ лет.

Таким образом, предлагаемый подход в принципе позволяет обнаруживать реликтовые гравитационные волны в диапазоне частот $f \sim 3 - 10$ МГц, если выполняется условие гравитационно-оптического резонанса в резонаторе Фабри – Перо длиной $L \approx 50 - 15$ м.

Отметим, что в данном случае необходимое время наблюдения $T \sim \Omega_{GW}^{-2}$ [13]. По этой причине, если плотность энергии гравитационных волн $\Omega_{GW} < \Omega_{GW}^{(max)}$, время наблюдения T , необходимое для регистрации гравитационных волн, значительно увеличивается. Следовательно, диапазон частот $f \sim 3 - 10$ МГц наиболее оптимален для обнаружения гравитационных волн посредством предложенного подхода.

Таким образом, проведенные оценки чувствительности высокочастотной

стотной гравитационной антенны, использующей гравитационно-оптический резонанс, показали, что чувствительность такой антенны в принципе может достичь необходимого уровня для регистрации высокочастотных гравитационных волн в указанном диапазоне частот. Также отметим, что предложенный метод позволяет детектировать высокочастотные гравитационные волны, индуцированные астрофизическими источниками, с близкой к данному значению плотностью энергии [7].

Макет комплекса для регистрации высокочастотных гравитационных волн

Для анализа корреляции сигналов нескольких детекторов была разработана и реализована схема экспериментального макета для регистрации гравитационных волн. Макет включал два независимых интерферометра Фабри – Перо с плечом 2 м, в которых зеркала интерферометра жестко связаны между собой и с основанием интерферометра. Для такого случая при регистрации высокочастотных флуктуаций метрики пространства-времени выполняется условие малости

механической частоты колебаний зеркал по сравнению с их частотой. Накачка интерферометров осуществлялась лазерами с длиной волны 1 064 нм и выходной оптической мощностью не менее 1 Вт. [16–18]. Также был разработан алгоритм совместного получения и обработки экспериментальных данных двух экспериментальных макетов лазерной гравитационной антенны [16–18].

С использованием экспериментального макета и разработанной системы сбора и обработки данных была проведена долговременная запись сигнала с двух антенн с автоматически расчетом корреляции между ними. Также было показано, что реализация данной схемы позволяет редуцировать максимальный сдвиг (задержку) между оцифрованными значениями сигналов двух разнесенных в пространстве антенн до времени, необходимого для регистрации гравитационных волн посредством предложенного подхода [16–18].

Заключение

В данной работе рассматривался метод регистрации высокочастотных гравитационных волн посредством гравитационно-оптического резонанса в интерферометрах Фабри – Перо. Была показана принципиальная возможность регистрации гравитационных волн с плотностью энергии $\Omega_{GW} \approx 10^{-6}$ и частотами $f \sim 3\text{--}10$ МГц посредством предложенного подхода.

Дальнейшая работа по созданию детектора высокочастотных реликтовых гравитационных волн и высокочастотных гравитационных волн от астрофизических событий связана с использованием рассмотренных методов регистрации, сбора и анализа данных отклика детектора на гравитационно-волновые возмущения метрики пространства-времени.

Литература

1. B.P. Abbott, P. Abbott, T.D. Abbott et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, **116**, 6, 061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
2. B.P. Abbott, P. Abbott, T.D. Abbott et al. *Astrophys. J. Lett.*, 2017, **848**, L13. DOI: 10.3847/2041-8213/aa920c.
3. В.И. Пустовойт *УФН*, 2016, **186**, 9, 1133. DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037900.
4. S. Vitale *Gen. Relativ. Gravit.*, 2014, **46**, 1730. DOI: 10.1007/s10714-014-1730-2.
5. G. Agazie, A. Anumalapudi, A.M. Archibald et al. *Astrophys. J. Lett.*, 2023, **951**, 1, L8. DOI: 10.3847/2041-8213/acdac6.
6. A.D. Johnson, P.M. Meyers, P.T. Baker et al. *Phys. Rev. D*, 2024, **109**, 10, 103012. DOI: 10.1103/PhysRevD.109.103012.
7. N. Aggarwal, O.D. Aguiar, A. Bauswein et al. *Living Rev. Rel.*, 2021, **24**, 4. DOI: 10.1007/s41114-021-00032-5.
8. И.В. Фомин, С.В. Червон, А.Н. Морозов *Гравитационные волны ранней вселенной*, РФ, Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018, 154 с.
9. M. Giovannini *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2020, **112**, 103774. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2020.103774.
10. S. Ahmad, R. Myrzakulov, M. Sami *Phys. Rev. D*, 2017, **96**, 063515. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.063515.
11. I.V. Fomin, S.V. Chervon, A.N. Morozov, I.S. Golyak *Eur. Phys. J. C*, 2022, **82**, 642. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10601-9.
12. Г.Д. Манучарян, И.В. Фомин *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*, 2022, **40**, 119. DOI: 10.17238/issn2226-8812.2022.3.119-131.
13. А.Н. Морозов, И.С. Голяк, И.В. Фомин, С.В. Червон *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*, 2022, **41**, 49. DOI: 10.17238/issn2226-8812.2022.4.49-61.
14. И. Бичак, В.Н. Руденко *Гравитационные волны в ОТО и проблема их обнаружения*, СССР, Москва, Изд-во МГУ, 1987. 264 с.
15. И.С. Голяк, А.Н. Морозов, И.В. Фомин *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, Сер. Естественные науки*, 2022, **2**(101), 57. DOI: 10.18698/1812-3368-2022-2-57-67.
16. И.С. Голяк, А.Н. Морозов, А.Л. Назолин, С.Е. Табалин *Радиостроение*, 2020, **3**, 35. DOI: 10.36027/rdeng.0320.0000172.
17. И.С. Голяк, А.Н. Морозов, А.Л. Назолин, С.Е. Табалин *Радиостроение*, 2020, **5**, 42. DOI: 10.36027/rdeng.0520.0000184.
18. А.Н. Морозов, И.С. Голяк, А.Л. Назолин *В XII Всероссийской конференции «Необратимые процессы в природе и технике»: труды конференции: в 2 томах (РФ, Москва, 31 января – 3 февраля 2023)*, 2023, т. 2, 24.

English

Optical Method for Registration High-Frequency Gravitational Waves*

Vladimir O. Gladyshev

Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
gladyshev@bmstu.ru

Igor V. Fomin

Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
fomin_iv@bmstu.ru

Iliya S. Golyak

Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
iliyagol@mail.ru

Andrey L. Nazolin

RAS Professor,
Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
nazolin72@mail.ru

Pavel P. Demkin

JSC Center for Applied Physics of Bauman MSTU
28 bld. 1, Aminevskoe Highway, Moscow, 121357, Russia
Demkin.Pavel1996@yandex.ru

Vladimir L. Kauts

Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
kauts@bmstu.ru

Artem A. Esakov

Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
a.esakov@inbox.ru

Sergey E. Tabalin

Bauman Moscow State Technical University
5, 2nd Bauman Str., Moscow, 105005, Russia
tabalin@mail.ru

Abstract

The possibility of recording high-frequency gravitational waves from cosmological and astrophysical sources through gravitational-optical resonance in Fabry – Perot interferometers is considered. The main characteristics of high-frequency relict gravitational waves necessary for estimating the detector parameters are considered. The characteristics of gravitational wave antennas necessary for recording high-frequency relict gravitational waves are given with taking into account theoretical restrictions on their energy density. A limitation has been found on the frequency of fundamentally registered gravitational waves using the proposed detection method. The optima $f \sim 3\text{--}10$ MHz frequency range for tuning the proposed detector has been determined. Based on the operation of the created prototype of a complex for recording high-frequency gravitational waves, it is shown that the implementation of this scheme involves the correlation of signals from several gravitational wave antennas during the characteristic time required for recording gravitational waves using the proposed method.

Keywords: gravitational waves, Fabry – Perot interferometers, gravitational wave detectors, data acquisition system, synchronization system.

*The work was financially supported by RFBR (project 19–29–11015).

Tables

Table 1. Minimum detection time T and resonator length L for observing gravitational waves with frequency f and amplitude h for maximum energy density of relict gravitational waves $\Omega_{\text{GW}}^{(\text{max})} \approx 10^{-6}$

$\Omega_{\text{GW}}^{(\text{max})}$	f_{GW}	T, c	L, m
10^{-6}	$3 \cdot 10^6$	9	50
10^{-6}	$5 \cdot 10^6$	879	30
10^{-6}	$1 \cdot 10^7$	$4.6 \cdot 10^5$	15
10^{-6}	$2 \cdot 10^7$	$2.4 \cdot 10^8$	7.5

References

1. **B.P. Abbott, P. Abbott, T.D. Abbott et al.**
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 6, 061102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
2. **B.P. Abbott, P. Abbott, T.D. Abbott et al.**
Astrophys. J. Lett., 2017, **848**, L13. DOI: 10.3847/2041-8213/aa920c.
3. **В.И. Пустогов**
УФН, 2016, **186**, 9, 1133. DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037900.
4. **S. Vitale**
Gen. Relativ. Gravit., 2014, **46**, 1730.
DOI: 10.1007/s10714-014-1730-2.
5. **G. Agazie, A. Anumalapudi, A.M. Archibald et al.**
Astrophys. J. Lett., 2023, **951**, 1, L8. DOI: 10.3847/2041-8213/acdac6.
6. **A.D. Johnson, P.M. Meyers, P.T. Baker et al.**
Phys. Rev. D, 2024, **109**, 10, 103012.
DOI: 10.1103/PhysRevD.109.103012.
7. **N. Aggarwal, O.D. Aguiar, A. Bauswein et. al.**
Living Rev. Rel., 2021, **24**, 4. DOI: 10.1007/s41114-021-00032-5.
8. **I.V. Fomin, S.V. Chervon, A.N. Morozov**
Gravitation Waves of the Early Universe [Gravitatsionnye volny ranney vselennoy], RF, Moscow, BMSTU Publ., 2018, 154 pp. (in Russian).
9. **M. Giovannini**
Prog. Part. Nucl. Phys., 2020, **112**, 103774.
DOI: 10.1016/j.ppnp.2020.103774.
10. **S. Ahmad, R. Myrzakulov, M. Sami**
Phys. Rev. D, 2017, **96**, 063515. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.063515.
11. **I.V. Fomin, S.V. Chervon, A.N. Morozov, I.S. Golyak**
Eur. Phys. J. C, 2022, **82**, 642.
DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10601-9.
12. **G.D. Manucharyan, I.V. Fomin**
Space, Time and Fundamental Interactions [Prostranstvo, vremya i fundamentalnye vzaimodeystvia], 2022, **40**, 119 (in Russian).
DOI: 10.17238/issn2226-8812.2022.3.119-131.
13. **A.N. Morozov, I.S. Golyak, I.V. Fomin, S.V. Chervon**
Space, Time and Fundamental Interactions [Prostranstvo, vremya i fundamentalnye vzaimodeystvia], 2022, **41**, 49 (in Russian).
DOI: 10.17238/issn2226-8812.2022.4.49-61.
14. **I. Bichak, V.N. Rudenko**
Gravitational Waves of the General Theory of Relativity and the Problem of Their Detection [Gravitatsionnye volny obshchey teorii otnositelnosti i problema ikh obnaruzheniya]. Moscow, MSTU Publ., 1987, 264 pp. (in Russian).
15. **I.S. Golyak, A.N. Morozov, I.V. Fomin**
Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences [Vestnik MG TU im. N.E. Baumana, Ser. Yestestvennye nauki], 2022, **2**(101), 57 (in Russian).
DOI: 10.18698/1812-3368-2022-2-57-67.
16. **I.S. Golyak, A.N. Morozov, A.L. Nasolin, S.E. Tabalin**
Radio Engineering [Radiostroenie], 2020, **3**, 35 (in Russian).
DOI: 10.36027/rdeng.0320.0000172.
17. **I.S. Golyak, A.N. Morozov, A.L. Nasolin, S.E. Tabalin**
Radio Engineering [Radiostroenie], 2020, **5**, 42 (in Russian).
DOI: 10.36027/rdeng.0520.0000184.
18. **A.N. Morozov, I.S. Golyak, A.L. Nasolin**
In Proc. XII Conference "Irreversible Processes in Nature and Technology" [XII Vserossiyskaya konferentsia «Neobratimye protsessy v prirode i tekhnike»: trudy konferentsii: v 2 tomakh] (RF, Moscow, 31 Jan. – 3 Feb., 2023), 2023, vol. 2, 24 (in Russian).

Малогабаритный интерферометр с резонаторами Фабри – Перо для обнаружения гравитационных волн*

Н.И. Петров, В.И. Пустовойт

Предлагается настольный лазерный интерферометр небольшого размера с резонаторами Фабри – Перо, состоящими из двух пространственно-распределенных «зеркал», для обнаружения гравитационных волн. Показано, что спектральное разрешение 10^{-23} см^{-1} может быть достигнуто при расстоянии между зеркалами всего 1–3 м. Исследовано влияние поглощения света в кристаллах на предельное разрешение таких резонаторов. Показана более высокая чувствительность интерферометра к коротковолновому лазерному излучению. Предложен метод обнаружения гравитационных волн, основанный на измерении корреляционной функции для интенсивностей излучения резонансных мод ненулевого порядка от двух плеч интерферометра Маха – Цандера.

Ключевые слова: интерферометр Маха – Цандера, резонатор Фабри – Перо, обнаружение гравитационных волн, спектральное разрешение.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19–29–11026.

Введение

В основе экспериментальных установок для регистрации гравитационных волн лежит идея интерферометра Майкельсона, в каждом из плеч которого находятся резонаторы Фабри – Перо. Зеркала, образующие резонатор Фабри – Перо, используются в качестве свободно подвешенных пробных масс, расстояние между которыми изменяется под действием гравитационной волны. Идея такого лазерного интерферометра как метода обнаружения гравитационных волн впервые была предложена в работе М.Е. Герценштейна и В.И. Пустовойта в 1962 году [1]. В 2015 г. эти волны были обнаружены экспериментально двумя детекторами Лазерной интерференционной обсерватории гравитационных волн (LIGO) в Хэнфорде и Ливингстоне (США) [2, 3]. Подробный анализ текущего состояния приведен в обзоре [4].

Известно, что чувствительность детекторов для обнаружения гравитационных волн определяется отражательной способностью зеркал. Минимальное смещение тела, которое может быть зарегистрировано, пропорционально отражательной способности зеркал в детекторе гравитационных волн ($x_{\min} \sim (1-R)$, где R – коэффициент отражения зеркала) [5, 6]. Таким образом, для повышения чувствительности детектора необходимо увеличить коэффициент отражения R . Основными проблемами, ограничивающими возможности детекторов, являются квантовый дробовой шум и тепловые эффекты вследствие поглощения оптического излучения лазера. Увеличение запасенной мощности в резонаторе Фабри – Перо уменьшает квантовый дробовой шум при

высоких частотах обратно пропорционально квадратному корню из запасенной мощности. В интерферометре Advanced LIGO предполагается увеличение запасенной мощности до 750 кВт [7], что позволит достичь необходимой чувствительности измерительной системы. Высокие мощности в интерферометре приводят к нескольким эффектам, которые препятствуют управлению системой. Это угловые неустойчивости вследствие светового давления [8], параметрические неустойчивости [9] и термооптические искажения, обусловленные поглощением оптической мощности [10]. Запланированные криогенные детекторы гравитационных волн требуют улучшенных покрытий с деформационным тепловым шумом, уменьшенным в 25 раз по сравнению с Advanced LIGO. В работе [11] предложена многослойная конструкция в качестве нового материала покрытия для будущих детекторов, которая впервые может одновременно отвечать строгим требованиям по оптическому поглощению и тепловому шуму криогенного телескопа Эйнштейна.



ПЕТРОВ
Николай Иванович
Научно-исследовательский
центр уникального
приборостроения РАН



ПУСТОВОЙТ
Владислав Иванович
академик,
Научно-исследовательский
центр уникального
приборостроения РАН

Однако использование многослойных покрытий не позволяет решить проблему тепловых шумов.

Проблема повышения чувствительности гравитационных антенн приводит к необходимости изготовления зеркал с очень высоким коэффициентом отражения или дальнейшего увеличения плеч интерферометра, как это предполагается сделать в космической версии системы (проект LISO).

Новые возможности появляются при использовании распределенных резонаторных зеркал, которые представляют собой трехмерные дифракционные решетки, созданные в объеме кристалла. Как было показано в [12], сверхузкие линии прозрачности такого резонатора появляются вблизи частоты Брэгга. Использование резонаторов Фабри – Перо с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал для обнаружения гравитационных волн рассматривалось в [13]. Показано, что при использовании таких резонаторов чувствительность лазерной гравитационной антенны может быть значительно повышена по сравнению с обычными интерферометрами Фабри – Перо. Расстояние между периодическими структурами предполагалось равным 628 м, что значительно меньше расстояния между зеркалами в установке LIGO. Отметим, что оценки чувствительности предлагаемого метода измерения для изменений интерференционной картины были сделаны для мод нулевого порядка. Представляет интерес оценка чувствительности метода измерения к смещению максимумов резонансных мод ненулевого порядка [14].

В данной работе показана возможность создания лазерного интерферометра с распределенными зеркалами для обнаружения гравитационных волн в лабораторных условиях. В качестве отражающих зеркал, образующих оптический интерферометр Фабри – Перо, предлагается использовать отражающие периодические структуры, имеющие экспоненциально узкую полосу пропускания

лазерного излучения. Показано, что спектральное разрешение 10^{-23} см^{-1} может быть достигнуто при расстоянии между зеркалами всего 1–3 м. Исследовано также влияние поглощения света в кристаллах на предельное разрешение таких резонаторов. Предложен метод, основанный на измерении корреляционной функции интенсивности резонансных мод ненулевого порядка от двух плеч интерферометра Маха – Цандера, чувствительность которого превышает чувствительность системы LIGO.

Резонатор Фабри – Перо с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал

Рассмотрим резонатор Фабри – Перо, образованный двумя периодическими структурами, расположенными на расстоянии d друг от друга (рис. 1). Излучение распространяется слева направо. Наша цель – найти интенсивность излучения, которое вышло из резонатора (или аппаратную функцию резонатора).

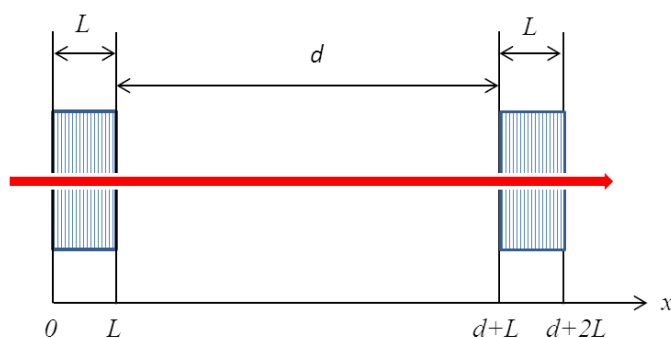


Рис. 1. Резонатор Фабри – Перо с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал.

Модуляция диэлектрической проницаемости зеркал в резонаторе Фабри – Перо задается выражением

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos(qx), \quad (1)$$

где ε_0 – постоянная составляющая диэлектрической проницаемости, q – волновой вектор звуковой волны, $\Delta\varepsilon$ – амплитуда изменения диэлектрической проницаемости, причем $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$.

Уравнения для связанных мод в периодической структуре (1), полученные из уравнений Максвелла, имеют вид [13]:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dx} &= -ik_0 \Delta\varepsilon(x) e^{i\Delta k x} E_2, \\ \frac{dE_2}{dx} &= ik_0 \Delta\varepsilon(x) e^{-i\Delta k x} E_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где E_1 – амплитуда падающей волны, E_2 – амплитуда дифрагированной волны, $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число излучения, $\Delta k = 2k_0 - q$ – волновая расстройка, задающая отклонение от условия синхронизма Брэгга.

Уравнения (2) описывают распространение света в первой (левой) периодической структуре ($0 \leq x \leq L$). В уравнениях, описывающих распространение света в правой периоди-

ческой структуре в области $L+d \leq x \leq d+2L$, в отличие от уравнений (2), $\Delta\epsilon$ будет содержать фазовый коэффициент $e^{i\varphi}$, где φ – разность фаз между периодическими структурами, которая возникает между первой и второй периодическими структурами в результате продолжения первой периодической структуры на область $L+d \leq x \leq d+2L$.

Решения уравнений (2) будем искать при следующих граничных условиях:

$$E_1(x=0)=E_0, E_2(x=L)=e^{-ikd}E_2'(x=L=d);$$

$$E_1'(x=L+d)=e^{ikd}E_1(x=L), E_2'(x=2L=d)=0 \quad (3)$$

где штрихом обозначены поля световой волны во второй периодической структуре, L – толщина зеркала (кристалла), d – расстояние между зеркалами.

Амплитуда дифрагированной волны и коэффициент отражения в случае среды с постоянным значением $\Delta\epsilon$ по длине кристалла определяются аналитически. Случай, когда значение $\Delta\epsilon$ изменяется вдоль кристалла, также представляет практический интерес для управления аппаратной функцией резонатора. Однако в этом случае уравнения (2) могут быть решены только численными методами [12, 15]. Влияние различных функций аподизации $\Delta\epsilon$ на дифракционные кривые отражения и пропускания с учетом поглощения света было изучено в [16, 17]. В [18] показано, что на коэффициенты отражения и пропускания влияют поляризация падающего излучения и изменения геометрических параметров и концентрации диэлектрических включений в среде. Решение краевой задачи (3) приводит к следующему выражению для амплитуды волны, выходящей из резонатора:

$$t = \frac{E_0'(2L+d)}{E_0(0)} = \frac{s^2 \exp(ikd + i\Delta k d / 2 + 3i\Delta k L / 2)}{(s \cdot \text{ch}(sL) - (\Delta k / 2) \text{sh}(sL))^2 + |\Gamma|^2 \text{sh}^2(sL) \exp(-i\Delta k d / 2 - i\varphi)} \quad (4)$$

где $s = \left(|\Gamma|^2 - (\Delta k / 2)^2 \right)^{1/2}$, $\Gamma = \Delta\epsilon k_0$, φ – разность фаз.

Относительная интенсивность вышедшего из резонатора излучения или коэффициент пропускания определяются выражением

$$T = |t|^2 = \left| \frac{E_0'(2L+d)}{E_0(0)} \right|^2 \quad (5)$$

Общий вид аппаратной функции показан на рис. 2. Видно, что спектр пропускания состоит из набора максимумов. Максимумы пропускания наблюдаются при выполнении условия брэгговского резонанса и их частоты определяются расстоянием между зеркалами d :

$$\xi_m = \frac{2m\pi}{d}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (6)$$

где m – номер резонансной моды.

Когда фазовый сдвиг в гармоническом профиле распределения показателя преломления первого и второго зеркал равен $\varphi = \pi$ и выполняется условие точной синхронизации,

возникает основной максимум нулевого порядка. Отметим, что при $\varphi = 0$ нулевой порядок исчезает.

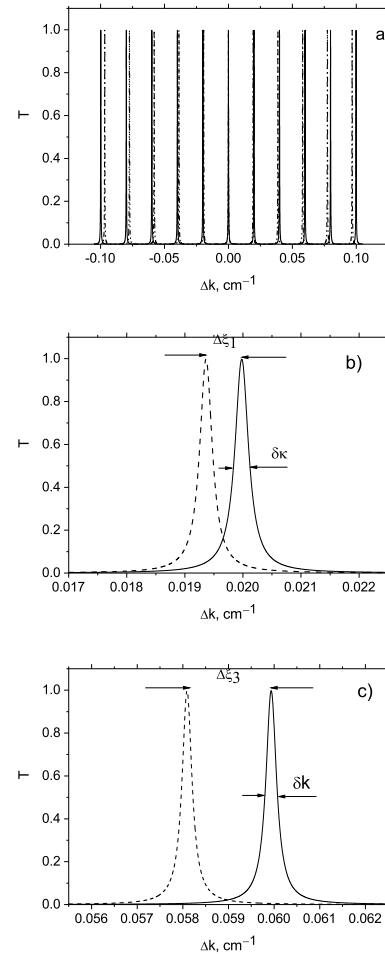


Рис. 2. Коэффициент пропускания как функция расстройки Δk : а – набор пиков из двух плеч интерферометра Маха – Цендера с различными расстояниями между зеркалами; б – пики, соответствующие модам 1-го порядка; с – пики, соответствующие модам 3-го порядка; $d=100\pi$ см, $L=0,75$ см, $\lambda=630$ нм.

Из моделирования следует (рис. 2), что сдвиг между резонансными модами от двух плеч интерферометра Маха – Цендера увеличивается с порядком регистрируемой моды. Однако ширина линии (спектральное разрешение) мод при этом остается постоянной. Это означает, что чувствительность интерферометра возрастает с увеличением порядка регистрируемых резонансных мод.

Частотное расстояние $\Delta\zeta$ между максимумами пропускания определяется выражением

$$\Delta\zeta = \xi_{m+1} - \xi_m = \frac{2\pi}{d}. \quad (7)$$

Как видно из рис. 2, изменение расстояния между зеркалами влечет за собой изменение спектра пропускания интерферометра: расстояние между максимумами изменяется из-за сдвига частоты резонансных мод ненулевого порядка с $m \neq 0$. Отметим, что сдвиг пиков увеличивается с ростом порядка моды.

На рис. 3 показаны кривые пропускания для различных значений амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ и длины волны излучения λ .

Как следует из расчетов, ширина линии пропускания резко уменьшается с увеличением амплитуды модуляции показателя преломления. Ширина линии пропускания может достигать значений $\delta k = 10^{-23} \text{ см}^{-1}$ при $\Delta\epsilon = 3.3 \cdot 10^{-4}$ и $d = 1 \text{ м}$ для длины волны излучения 630 нм. Это означает, что спектральное разрешение фильтра равно

$$\delta\lambda/\lambda_0 = \delta k/k_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot 10^{-23} \text{ см}^{-1} = 10^{-28}$$

Такое разрешение фильтра соответствует добротности резонатора $Q \approx 10^{26}$.

Ширина спектральных линий δk значительно увеличивается с увеличением длины волны излучения (рис. 3с, d и табл. 1). Это говорит о том, что использование коротковолнового лазерного излучения более предпочтительно.

Таблица 1. Ширины кривых пропускания δk для различных амплитуд модуляции $\Delta\epsilon$ и длин волн λ . $L = 0.75 \text{ см}$, $d = 1 \text{ м}$

$\Delta\epsilon$	$\lambda, \text{ нм}$	$\delta k, \text{ см}^{-1}$
$2.1 \cdot 10^{-4}$	630	$1.5 \cdot 10^{-15}$
	1 064	$6 \cdot 10^{-10}$
$2.9 \cdot 10^{-4}$	630	$7.8 \cdot 10^{-21}$
	1 064	$5.4 \cdot 10^{-13}$

При $\varphi = \pi$ аппаратная функция вблизи нулевого максимума имеет форму кривой Лоренца и может быть представлена в виде:

$$T(L, \Gamma, \Delta k, d) = \frac{1}{1 + (\Delta k / \delta k)^2}, \quad (8)$$

где $\delta k = \frac{4\exp(-2\Gamma L)}{d}$ – ширина кривой пропускания, определенная на половине высоты максимума, и $\Gamma L > 1$.

Практический интерес представляет оценка эффекта асимметрии, вызванной разницей в толщине левой и правой периодических структур $\delta L = L_1 - L_2$. Моделирование показывает, что такая асимметрия приводит к уменьшению амплитуды коэффициента пропускания и изменению ширины спектральной линии (табл. 2). Однако при существующих технологиях изготовления влияние погрешностей толщины каждого зеркала будет незначительным.

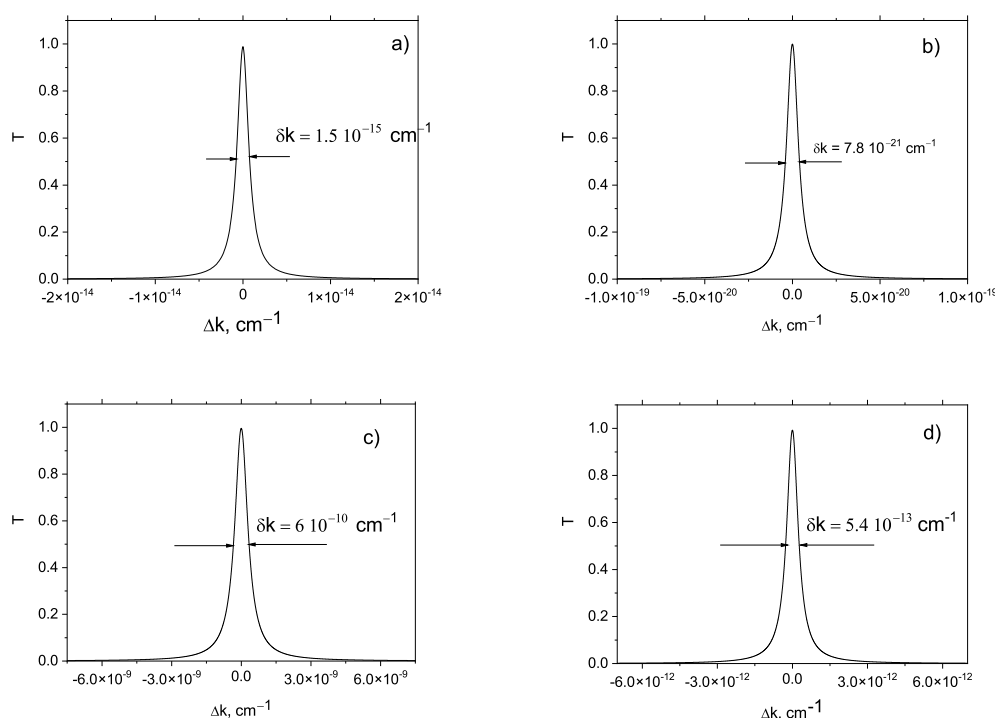


Рис. 3. Коэффициенты пропускания в зависимости от расстройки резонатора, $L = 0.75 \text{ см}$, $d = 1 \text{ м}$: а – $\Delta\epsilon = 2.1 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 630 \text{ нм}$; б – $\Delta\epsilon = 2.9 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 630 \text{ нм}$; в – $\Delta\epsilon = 2.1 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 1064 \text{ нм}$; г – $\Delta\epsilon = 2.9 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 1064 \text{ нм}$.

Таблица 2. Ширины кривых пропускания δk , амплитуды коэффициентов пропускания $T_{\max}$ для различных амплитуд модуляции $\Delta\epsilon$ и величин асимметрии δL . $L=0.75$ см, $d=1$ м, $\lambda=630$ нм

$\Delta\epsilon$	δL , мкм	δk , см ⁻¹	$T_{\max}$
$2.1 \cdot 10^{-4}$	10	$1.6 \cdot 10^{-15}$	0.997
	100	$1.4 \cdot 10^{-15}$	0.97
$2.9 \cdot 10^{-4}$	5	$2.3 \cdot 10^{-20}$	0.71
	10	$2.6 \cdot 10^{-20}$	0.64

Несовершенства при изготовлении, такие как отклонения от идеально симметричных периодических структур в резонаторах Фабри – Перо, также могут снизить чувствительность интерферометра. Одним из параметров является разница в амплитудах модуляции диэлектрических постоянных левой и правой периодических структур, $\delta\epsilon = \Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2$. Из расчетов следует, что разница в амплитуде модуляции на 1% не приведет к значительному изменению ширины спектральной линии и коэффициента пропускания при умеренных значениях амплитуды модуляции (табл. 3). Однако для высоких значений амплитуды модуляции это отклонение нельзя игнорировать. Согласование волнового фронта падающего пучка света с периодическими структурами важно для снижения френелевских потерь. Чтобы избежать этой проблемы, можно использовать расширители лазерного луча для формирования волнового фронта с высокой степенью точности. В настоящее время существуют различные типы расширителей лазерного пучка с регулируемой расходимостью, предназначенные для уменьшения угла расходимости пучка за счет расширения диаметра лазерного луча, и они могут также использоваться для компенсации расходимости входного пучка.

Таблица 3. Ширины кривых пропускания δk и амплитуды коэффициентов пропускания $T_{\max}$ для различных амплитуд модуляции $\Delta\epsilon_2$ и величин асимметрии $\delta\epsilon$. $L=0.75$ см, $d=1$ м, $\lambda=630$ нм

$\Delta\epsilon_2$	$\delta\epsilon$	δk , см ⁻¹	$T_{\max}$
$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-15}$	0.98
	$-2.1 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-15}$	0.96
$2.9 \cdot 10^{-4}$	$8.7 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-20}$	0.67
	$-8.7 \cdot 10^{-6}$	$4.0 \cdot 10^{-20}$	0.47

Отметим, что существует асимметрия относительно знака $\delta\epsilon$, то есть могут быть получены различные разрешения в зависимости от знака разницы значений амплитуд модуляции в левой и правой периодических структурах. Уменьшение толщины периодической структуры может быть выполнено с сохранением разрешающей способности при одновременном увеличении расстояния между структурами или амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости. На рис. 4 показаны коэффициенты пропускания в зависимости от расстройки при различных значениях расстояния d между зеркалами и амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$.

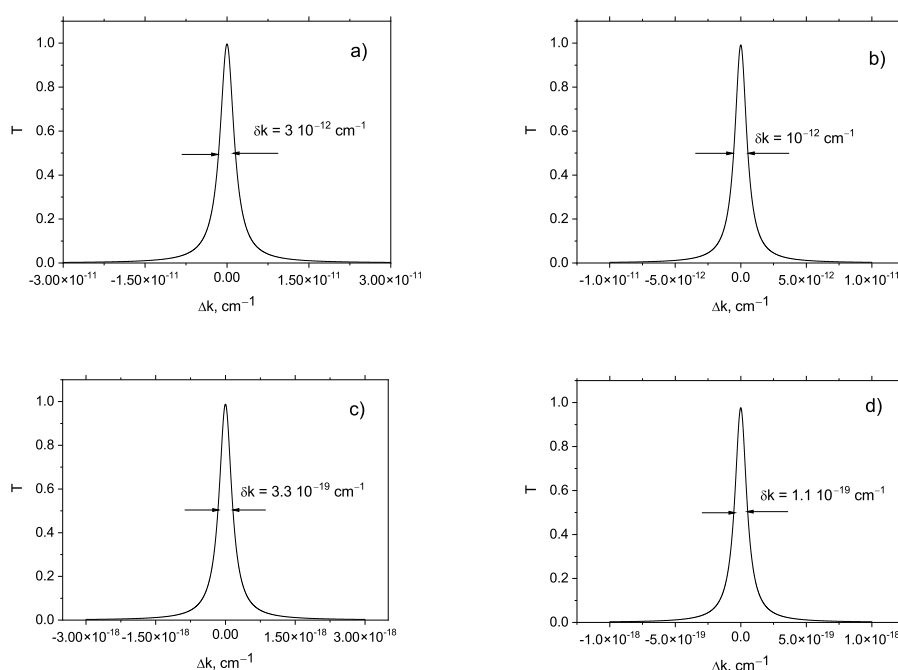


Рис. 4. Коэффициенты пропускания в зависимости от расстройки резонатора, $\lambda=630$ нм, $L=0.40$ см: а – $\Delta\epsilon=3.0 \cdot 10^{-4}$, $d=1$ м; б – $\Delta\epsilon=3.0 \cdot 10^{-4}$, $d=3$ м; в – $\Delta\epsilon=5.0 \cdot 10^{-4}$, $d=1$ м; г – $\Delta\epsilon=5.0 \cdot 10^{-4}$, $d=3$ м.

Видно, что ширина линии пропускания уменьшается линейно с увеличением расстояния d , в то время как зависимость диэлектрической проницаемости от амплитуды модуляции экспоненциальная (рис. 4 и табл. 4).

Таблица 4. Ширины кривых пропускания δk для различных амплитуд модуляции $\Delta \epsilon$ и расстояний d . $L=0.40$ см, $\lambda=630$ нм

$\Delta \epsilon$	d , м	δk , см ⁻¹
$3.0 \cdot 10^{-4}$	1	$3.0 \cdot 10^{-12}$
	3	$1.0 \cdot 10^{-12}$
$5.0 \cdot 10^{-4}$	1	$3.3 \cdot 10^{-19}$
	3	$1.1 \cdot 10^{-19}$

Интересно сравнить чувствительность предлагаемого метода с чувствительностью метода измерения в установке LIGO, в которой используется обычный интерферометр Фабри – Перо со свободно подвешенными зеркалами. Достигнутый до сих пор коэффициент зеркального отражения составляет $R=0.999\,994$, а расстояние между зеркалами составляет $d=4 \cdot 10^5$ см.

Выражение для аппаратной функции обычного интерферометра Фабри – Перо имеет вид [19]:

$$T_{F-P} = \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)^2} \sin^2 \frac{n_0 k d}{2}} \approx \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)^2} \left(\frac{n_0 d}{2} \right)^2 (\Delta k)^2}, \quad (9)$$

где R – коэффициент отражения зеркала, d – расстояние между зеркалами, n_0 – показатель преломления среды между зеркалами, $n_0=1$.

На рис. 5 показаны кривые пропускания, рассчитанные по формуле (9) для различных значений коэффициента отражения R .

В табл. 5 приведены ширины кривой пропускания, полученные из (9) для различных коэффициентов отражения зеркал R и расстояний d между ними.

Из этого следует, что разрешение обычного интерферометра Фабри – Перо увеличивается линейно с расстоянием между зеркалами.

Если выполнено условие $\Gamma L > \frac{1}{2} \ln \frac{4R}{1-R^2}$, то ширина линии пропускания интерферометра, основанного на периодических структурах, будет меньше ширины линии обычных интерферометров.

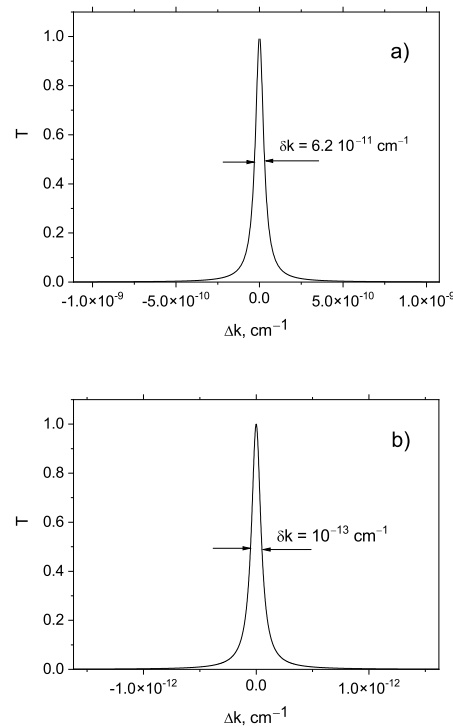


Рис. 5. Кривые пропускания обычного резонатора Фабри – Перо: а – $1-R=6 \cdot 10^{-6}$; б – $1-R=10^{-8}$; $d=4$ км, $\lambda_0=630$ нм.

Таблица 5. Ширины кривых пропускания δk для различных значений $1-R$ и расстояний d . $\lambda=630$ нм

$1-R$	d , км	δk , см ⁻¹
$6.0 \cdot 10^{-6}$	1	$2.4 \cdot 10^{-10}$
	4	$6.2 \cdot 10^{-11}$
$1.0 \cdot 10^{-8}$	1	$4.0 \cdot 10^{-13}$
	4	$1.0 \cdot 10^{-13}$

Влияние поглощения

Результаты, полученные выше, относятся к случаю периодических сред без поглощения. Поглощение может быть учтено, если в полученной формуле (4) произведена замена $\Delta k \rightarrow \Delta k + i\alpha$, где $\alpha=2k_0 n_i$ – коэффициент поглощения света в периодической структуре, n_i – мнимая часть показателя преломления периодической структуры (зеркала).

На рис. 6 приведены кривые пропускания для различных значений затухания. Как показывают расчеты, ширина полосы пропускания увеличивается с увеличением поглощения (табл. 6).

Отметим, что коэффициент поглощения в оптическом стекле BK7 составляет $\alpha=2.4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $n_i=1.2 \cdot 10^{-8}$ и $\alpha=3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ в материале SiO_2 при длине волны излучения $\lambda=0.63 \text{ мкм}$ [20]. Современные технологии позволяют изготавливать стекла для сердечников оптических волокон с коэффициентом поглощения 10^{-7} см^{-1} .

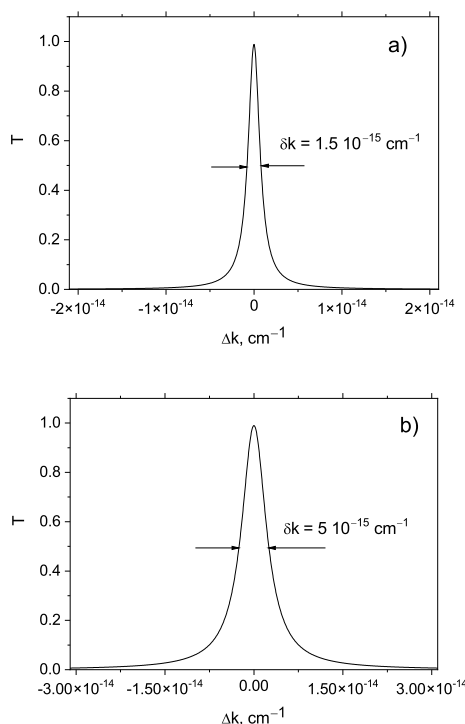


Рис. 6. Кривые пропускания для различных значений поглощения: а – $n_i=1.2 \cdot 10^{-8}$; б – $n_i=10^{-6}$. $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$; $\lambda=630 \text{ нм}$; $L=0.75 \text{ см}$; $d=1 \text{ м}$.

Таблица 6. Ширины кривых пропускания δk для различных амплитуд модуляции $\Delta\epsilon$ и поглощений. $\lambda=630 \text{ нм}$, $L=0.75 \text{ см}$, $d=1 \text{ м}$

$\Delta\epsilon$	n_i	$\Delta k, \text{ см}^{-1}$
$2.1 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-15}$
	10^{-6}	$5.0 \cdot 10^{-15}$

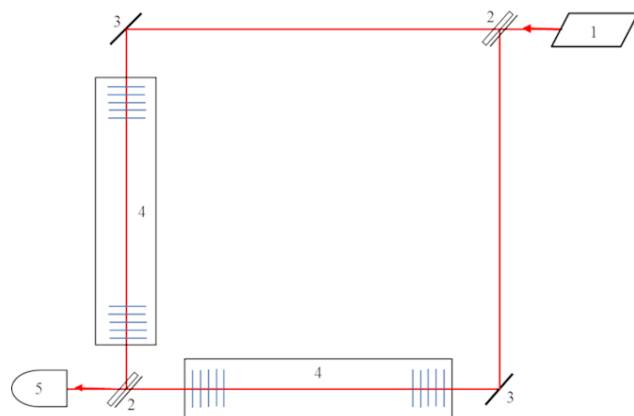


Рис. 7. Оптическая схема интерферометра Маха – Цандера с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал: 1 – лазер; 2 – разделитель пучка; 3 – зеркало; 4 – резонатор Фабри – Перо с периодическими структурами; 5 – фотодетектор.

Метод регистрации гравитационных волн

Экспериментальные установки (детекторы LIGO и VIRGO) для обнаружения гравитационных волн основаны на интерферометре Майкельсона с резонаторами Фабри – Перо в каждом плече. Расстояние между зеркалами в резонаторах Фабри – Перо изменяется под действием гравитационной волны. Такой лазерный интерферометр как метод обнаружения гравитационных волн был впервые предложен в [1]. Аналогично интерферометр Маха – Цандера также может использоваться для регистрации гравитационных волн (рис. 7).

Под действием гравитационной волны расстояние между двумя свободными телами изменяется [5, 6]:

$$d \rightarrow d_0 + \Delta d = d_0(1+h), \quad (10)$$

где Δd – малое смещение зеркал, h – амплитуда гравитационной волны.

В настоящее время антенны LIGO достигли чувствительности $h=10^{-21}$, достаточной для обнаружения гравитационного излучения от слияния двух черных дыр [2].

При смещении зеркал линии, соответствующие модам ненулевого порядка, смещаются в спектре пропускания. Смещение резонансных линий пропускания и изменение расстояния между пиками приводит к изменению корреляционной функции, измеряемой в эксперименте.

Чувствительность предлагаемого метода можно оценить по смещению линий в спектре пропускания при изменении расстояния между зеркалами под действием гравитационной волны в одном из плеч интерферометра Маха – Цандера с резонаторами Фабри – Перо.

Для обнаружения очень малых смещений требуются узкие линии пропускания. Небольшие же сдвиги широких линий трудно различить. Узкие линии могут быть получены путем увеличения расстояния между зеркалами (обратно пропорциональная зависимость) или путем увеличения значения $\Delta\epsilon$ (экспоненциальная зависимость).

Частотные сдвиги пиков резонансных линий определяются выражением:

$$\Delta\xi_m = -\frac{2\pi\pi\Delta d}{d^2}, \quad (11)$$

где Δd – смещение зеркал.

Таким образом, частотные сдвиги максимумов увеличиваются с увеличением номера моды режима $m=\pm 1, \pm 2, \dots$.

Изменение расстояния Δd связано со сдвигом частоты $\Delta\xi_m$ соотношением

$$\frac{\Delta\xi_m}{\xi_m} = -\frac{\Delta d}{d} = h \approx 10^{-21}. \quad (12)$$

Разрешение интерферометра определяется шириной линии пропускания δk .

Две линии обычно считаются разрешимыми, когда их максимумы

разделены расстоянием, равным ширине линии пропускания:

$$\delta k \leq \Delta\xi_m = \xi_m h = \frac{2\pi m}{d} h. \quad (13)$$

Отсюда следует, что для расстояния между зеркалами $d=1$ м ширина линии пропускания с номером $m=1$ должна удовлетворять условию $\delta k \leq 6.28 \cdot 10^{-23} \text{ см}^{-1}$.

Основными параметрами, влияющими на чувствительность интерферометра, являются амплитуда изменения диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$, толщина кристалла L и длина волны излучения λ .

Изменение расстояния между зеркалами влияет на корреляционную функцию для интенсивностей

$$F = \langle I(\Delta k, \xi_m, d) | I(\Delta k, \xi_m, d + \Delta d) \rangle \quad (14)$$

Как следует из расчетов, высокий контраст интерференционной картины может быть получен путем настройки интерферометра для измерения корреляционной функции интенсивностей излучения от двух плеч интерферометра Маха – Цандера, соответствующих ненулевым резонансным модам с $m \neq 0$. Отметим, что корреляции выходного сигнала интерферо-

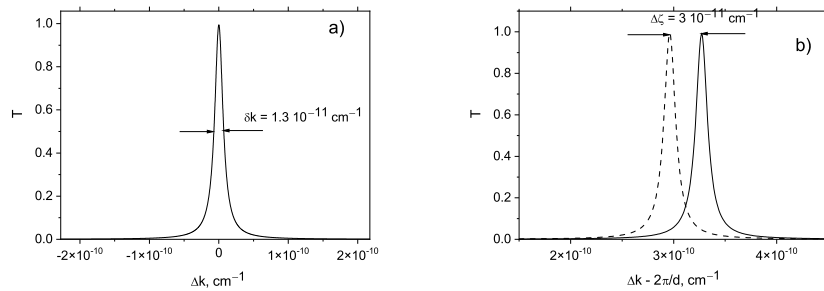


Рис. 8. Коэффициент пропускания в зависимости от расстройки резонатора (а, б): $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=630 \text{ нм}$, $L=0.75 \text{ см}$, $d=1 \text{ м}$, $\Delta d=5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $m=1$.

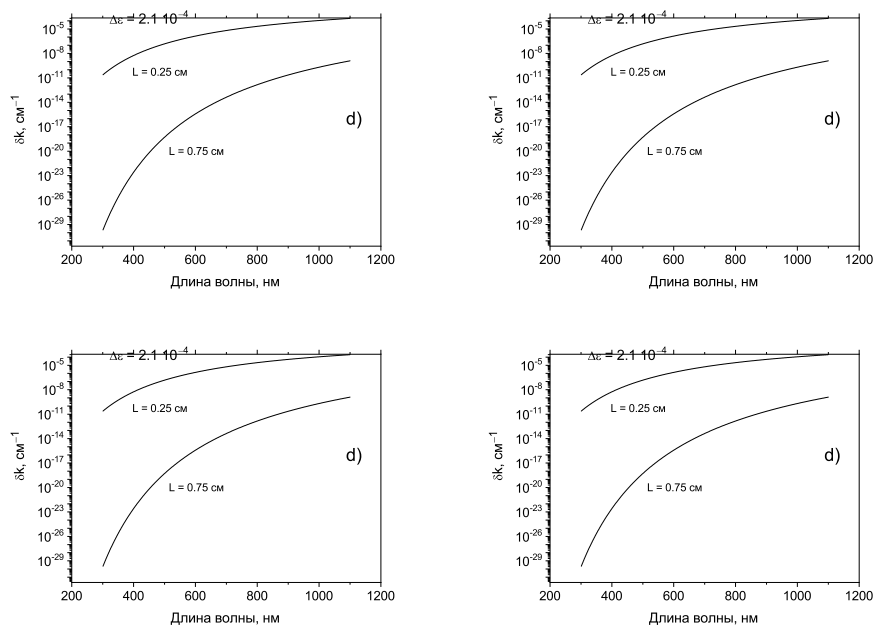


Рис. 9. Ширины линий спектра пропускания в зависимости от длины волны излучения: а – $L=0.25 \text{ см}$; б – $L=0.75 \text{ см}$; в – $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$; д – $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$. $d=1 \text{ м}$, $\lambda=630 \text{ нм}$.

метра как для амплитуд, так и для интенсивностей могут быть использованы для определения информации о малом смещении зеркал. Здесь, в отличие от корреляционной функции для амплитуд (интерференционных полос) мод нулевого порядка [13], рассматривается корреляционная функция для интенсивностей, соответствующих ненулевым резонансным модам.

На *рис. 8* показаны интенсивности пропускания резонатора с расстоянием d и резонатора с расстоянием $d+\Delta d$ между зеркалами.

Как следует из расчетов, линии пропускания разрешаются при выполнении условия $\delta k \leq \Delta \xi_m$, где $\Delta \xi_m$ – смещение нулевой резонансной моды, вызванное смещением зеркала.

Ширина линий спектра пропускания уменьшается линейно с увеличением расстояния между периодическими структурами. Амплитуда изменения диэлектрической проницаемости $\Delta \epsilon$, толщина кристалла L и длина волны излучения λ влияют на ширину спектральной линии гораздо сильнее. На *рис. 9* представлены зависимости ширины спектральной линии от длины волны излучения для различных значений толщины периодической структуры и амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости.

Видно, что ширина линий спектра пропускания резко уменьшается с уменьшением длины волны излучения и с увеличением толщины периодической структуры и амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости.

Обсуждение

Полученные результаты показывают, что расстояние между периодическими структурами может быть уменьшено существенно по сравнению с расстоянием между зеркалами в установке LIGO. Результаты демонстрируют возможность создания установки для обнаружения гравитационных волн в лабораторных условиях. Использование обычных интерферометров для этой цели в настоящее время невозможно из-за технологических трудностей в достижении требуемых значений коэффициента отражения зеркала. Отметим, что отражательная способность многослойных зеркал, используемых при измерениях гравитационных волн, составляет около $(1-R) \sim 10^{-6}$ [6]. Предполагается, что технологические возможности позволят достичь значений порядка $(1-R) \sim 10^{-8}$. Однако этого недостаточно, чтобы уменьшить расстояние между зеркалами до лабораторных значений. Большие усилия предпринимаются постоянно по повышению чувствительности детекторов за счет улучшения механических свойств зеркальных покрытий. Для установок LIGO и VIRGO требуется очень равномерное покрытие на очень больших поверхностях диаметром в несколько десятков сантиметров. Основными целями производства являются достижение большого однородного покрытия при сохранении низких оптических и механических потерь. В настоящее время зеркала в детекторах гравитационных волн используют стопку кремниевого материала (SiO_2) и легированного титаном тантала ($\text{Ti:Ta}_2\text{O}_5$), нанесенного на большую кремниевую подложку [21]. Оптиче-

ская характеристика этих материалов методом спектроскопической эллипсометрии описана в [22]. Недавно для установки VIRGO были изготовлены диэлектрические брэгговские зеркала с высоким отражением, состоящие из двух материалов: слоя кремния с низким показателем преломления ($n=1.45$ при 1064 нм) и легированного титаном тантала с высоким показателем преломления ($n=2.09$) [23]. Требуемые технические характеристики плоскостности и шероховатости достигаются по всему зеркалу диаметром 300 мм с покрытиями до 38 слоев толщиной 5.9 мкм. Хотя недавние усовершенствования в тонкопленочной технологии позволяют разрабатывать и изготавливать узкополосные фильтры, требования к увеличению спектрального разрешения приводят к более сложному производству. Высокая запасенная мощность в интерферометре приводит к термооптическим искажениям от поглощения оптической мощности, поэтому в эксперименте необходимо использовать сложную систему тепловой компенсации.

Несмотря на очень высококачественные оптические свойства и однородность, зеркальные покрытия являются доминирующим источником теплового шума детекторов, ограничивающим чувствительность измерений. В то время как увеличение количества слоев увеличит отражательную способность зеркал, это также приведет к увеличению теплового шума. Мы предлагаем использовать объемный материал в качестве зеркала для изготовления объемной решетки Брэгга, которая позволит лучше рассеивать тепло и повысит отражательную способность зеркал и разрешающую способность интерферометра. Такие объемные решетки могут быть записаны голографическими методами внутри фото-термо-рефрактивных стекол.

Рассмотренный интерферометр указывает на возможность создания лабораторной установки для измерения гравитационных волн. Резонатор Фабри – Перо с периодическими

структурами в виде отражающих зеркал имеет сверхузкую полосу пропускания лазерного излучения. Отметим, что, в отличие от LIGO, в предлагаемой системе распределенные зеркала работают не на отражение, а на прохождение падающего света. Кроме того, конструкция с фотонными кристаллами (синусоидальные периодические структуры) облегчает охлаждение зеркал.

Резонансное прохождение излучения через периодическую структуру имеет простое объяснение. Из квантовой механики известно, что если свободная частица обладает энергией, совпадающей с энергией квантового уровня между барьерами, то частица проходит через такие барьеры. Рассматриваемый случай, по сути, является классическим аналогом такого резонансного туннелирования.

Резонансные явления при распространении волн в неоднородных плоскостных средах приводят к резкому увеличению пропускания волн с определенной длиной волны. В квантовой механике аналогичный эффект наблюдается для волн де Бройля, резонансно проходящих через систему двух потенциальных барьеров (эффект Рамзауэра). Резонансные фильтры НПВО (нарушенное полное внутреннее отражение), состоящие из слоистых сред, широко известны в оптике [24]. Ширина полосы пропускания таких фильтров на основе существующих оптических материалов в видимом диапазоне длин волн составляет порядка нескольких нанометров [25].

Рассмотренные резонаторы с периодическими структурами, в отличие от обычного интерферометра Фабри – Перо, имеют экспоненциально узкую полосу пропускания лазерного излучения. Как следует из расчетов, ширина линий в спектре пропускания рассматриваемых структур резко уменьшается с увеличением амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ и увеличением толщины периоди-

ческой структуры L . Следовательно, значительное увеличение разрешения может быть достигнуто, если увеличить амплитуду модуляции или толщину периодической структуры. Кроме того, разрешение интерферометра значительно увеличивается с уменьшением длины волны лазерного излучения. Максимальные значения разрешения ограничены наличием поглощения света в кристаллах. Однако в настоящее время доступны материалы высокой чистоты с низкими коэффициентами поглощения. Например, коэффициенты поглощения стекол в сердечниках оптического волокна составляют всего порядка 10^{-7} см^{-1} .

Для достижения необходимой чувствительности интерферометра для обнаружения гравитационных волн требуются большие амплитуды модуляции диэлектрической проницаемости. Современные технологии позволяют изготавливать периодические структуры с параметрами, рассмотренными выше. В акустооптических кристаллах можно создавать перестраиваемую модуляцию показателя преломления с помощью ультразвука. Высокоэффективные объемные брэгговские решетки в стеклах с низкими потерями могут быть записаны голографическими методами. В [26, 27] объемная решетка Брэгга была изготовлена внутри фототерморефрактивных (ФТР) стекол. Значения модуляции показателя преломления внутри объемной решетки, записанные в ФТР-стеках, были $\Delta n = 4.78 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta\epsilon = 1.4 \cdot 10^{-3}$) и $\Delta n = 4.37 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta\epsilon = 1.3 \cdot 10^{-3}$) на длинах волн 632.8 нм и 1 064 нм соответственно [29]. Этих значений достаточно для достижения требуемой чувствительности интерферометра для обнаружения гравитационных волн. Очень желательно иметь компактный детектор для обнаружения гравитационных волн. Недавно был рассмотрен компактный детектор для измерения пространственно-временной метрики и кривизны [28]. Было показано, что квантовые пространственные суперпозиции мезоскопических объектов могут быть использованы для создания такого детектора. Такие детекторы могут использоваться также для обнаружения чрезвычайно слабых сигналов, таких как среднечастотные и низкочастотные гравитационные волны. Это устройство не заменит, а дополнит существующие установки. Дело в том, что LIGO и VIRGO принимают только высокочастотные гравитационные волны: от десятков до тысяч герц. В то же время новое устройство будет чувствительно к волнам в диапазоне от миллионной доли герца до десяти герц [28]. Для регистрации волн таких частот обычным методом (например, LIGO и VIRGO) потребуются детекторы размером в сотни тысяч километров.

В [29] предложен трехмерный детектор гравитационных волн с тремя интерферометрами Майкельсона, расположенными в правильной треугольной пирамиде, которая имеет более сферически-симметричную диаграмму направленности антенны.

Совсем недавно были предложены радиотелескопы для поиска гравитационных волн в широком диапазоне частот [30]. Дело в том, что гравитационные волны преобразуют-

ся в фотоны (и наоборот) в присутствии магнитных полей. Искажение космического микроволнового фона, вызванное этим преобразованием, может служить детектором источников гравитационных волн от мегагерц до гигагерц.

Заключение

Таким образом, использование резонаторов Фабри – Перо с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал позволяет значительно уменьшить размеры системы (расстояние между зеркалами может составлять всего несколько метров). Метод, основанный на измерении корреляционной функции интенсивностей резонансных мод ненулевого порядка с двух плеч интерферометра Маха – Цандера, позволяет получить разрешение, достаточное для регистрации гравитационных волн. Разрешение интерфе-

рометра порядка $\delta k = 10^{-23} \text{ см}^{-1}$ при расстоянии между зеркалами $d = 1 \text{ м}$ может быть получено для практически достижимых параметров периодической структуры. Показано, что значительное увеличение чувствительности и уменьшение размеров детектора также возможны при уменьшении длины волны источника излучения. Чувствительность такого интерферометра для малых перемещений отражающих структур относительно друг друга превышает чувствительность системы LIGO при практически достижимых параметрах периодических структур.

Литература

1. М.Е. Герцештейн, В.И. Пустовойт
ЖЭТФ, 1962, **43**(2), 605.
2. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al.
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 061102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
3. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al.
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 241103.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.241103.
4. В.И. Пустовойт
УФН, 2016, **186**, 1133.
DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037900.
5. V.B. Braginsky, Y.I. Vorontsov, K.S. Thorne
Science, 1980, **209**, 547. DOI: 10.1126/science.209.4456.547.
6. В.Б. Брагинский
УФН, 2005, **175**, 621. DOI: 10.3367/UFNr.0175.200506c.0621
7. F. Brooks, B. Abbot, M.A. Arain et al.
Appl. Opt., 2016, **55**, 8256. DOI: 10.1364/AO.55.008256.
8. J.A. Sidles, D. Sigg
Phys. Lett. A, 2006, **354**, 167.
DOI: 10.1016/j.physleta.2006.01.051.
9. M. Evans, S. Gras, P. Fritschel, J. Miller et al.
Phys. Rev. Lett., 2015, **114**, 161102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.161102.
10. R. Lawrence, M. Zucker, P. Fritschel, P. Marfuta, D. Shoemaker
Class. Quantum Grav., 2002, **19**, 1803.
DOI: 10.1088/0264-9381/19/7/377.
11. K. Craig, J. Steinlechner, P.G. Murray, A.S. Bell et al.
Phys. Rev. Lett., 2019, **122**, 231102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.231102.
12. A.M. Afanas'ev, Yu.V. Gulyaev, V.I. Pustovoyt
J. Commun. Technol. Electron., 2004, **49**, 1526.
13. В.И. Пустовойт
Доклады Академии наук, 2006, **407**(4), 472.
14. N.I. Petrov, V.I. Pustovoyt
Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), USA, 2020, p. JTh4A.21.
15. А.М. Афанасьев, В.И. Пустовойт
Доклады Академии наук, 2003, **392**(3), 332.
16. N.I. Petrov, V.I. Pustovoyt
Las. Phys. Lett., 2017, **4**, 115702. DOI: 10.1088/1612.
17. Н.И. Петров, В.И. Пустовойт
Физические основы приборостроения, 2017, **6**(4), 82.
DOI: 10.25210/jfor-1704-082093.
18. Н.И. Петров, В.И. Пустовойт
Письма в ЖЭТФ, 2019, **109**(1), 19.
DOI: 10.1134/S0370274X19010041
19. В.И. Малышев
Введение в экспериментальную спектроскопию, СССР, Москва, Наука, 1979, 478 с.
20. <https://www.refractiveindex.info>
21. A. Amato, A. Terreni, V. Dolique, D. Forest et al.
J. Phys.: Mater., 2019, **2**, 035004. DOI: 10.1088/2515-7639.
22. J. Degallaix, C. Michel, B. Sassolas, A. Allocca et al.
JOSA A, 2019, **36**, 85. DOI: 10.1364/JOSAA.36.000C85.
23. Л.В. Иоансен
ЖЭТФ, 1961, **40**, 1838.
24. N.I. Petrov
Opt. Lett., 2007, **32**, 2744. DOI: 10.1364/OL.32.002744.
25. L.B. Glebov, J. Lumeau, S. Mokhov, V. Smirnov, B.Ya. Zeldovich
J. Opt. Soc. Am. A, 2008, **25**, 751.
DOI: 10.1364/JOSAA.25.000751.
26. P. Chen, D. He, Y. Jin, J. Chen et al.
Opt. Exp., 2018, **26**, 157. DOI: 10.1364/OE.26.000157.
27. R.J. Marshman, A. Mazumdar, G.W. Morley et al.
New J. Phys., 2020, **22**, 083012.
DOI: 10.1088/1367-2630/ab9f6c.
28. M. Liu, B. Gong
Sci. Rep., 2020, **10**, 16285.
DOI: 10.1038/s41598-020-72850-6.
29. V. Domcke, C. Garcia-Cely
Phys. Rev. Lett., 2021, **126**, 021104.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.021104.

English

Small-Sized Interferometer with Fabry – Perot Resonators for Gravitational Wave Detection*

Nikolai I. Petrov

RAS Scientific and Technological Centre
of Unique Instrumentation
15 Butlerova Str., Moscow, 117342, Russia
petrovni@mail.ru

Vladislav I. Pustovoi

Academician,
RAS Scientific and Technological Centre
of Unique Instrumentation
15 Butlerova Str., Moscow, 117342, Russia
petrovni@mail.ru

Abstract

A small-sized tabletop laser interferometer with Fabry – Perot resonators consisting of two spatially distributed “mirrors” for detecting gravitational waves has been proposed. It is shown that the spectral resolution of 10^{-23} cm^{-1} can be achieved at a distance between mirrors of only 1–3 m. The influence of light absorption in crystals on the limiting resolution of such resonators is also studied. A higher sensitivity of the interferometer to shorter-wave laser radiation is shown. A method for detecting gravitational waves is proposed based on the measurement of the correlation function of the radiation intensities of non-zero-order resonant modes from the two arms of the Mach – Zehnder interferometer.

Keywords: Mach – Zehnder interferometer, Fabry – Perot resonator, gravitational wave detection, spectral resolution.

*The work was financially supported by RFBR (project 19–29–11026).

Images & Tables

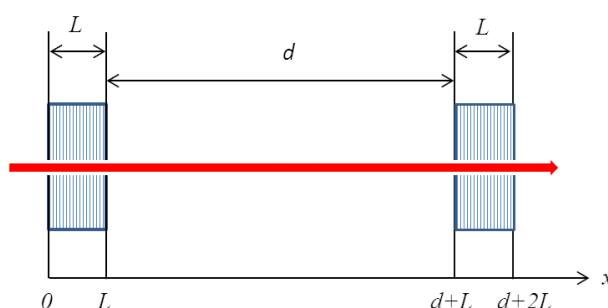


Fig. 1. Fabry – Perot resonator with periodic structures as reflecting mirrors.

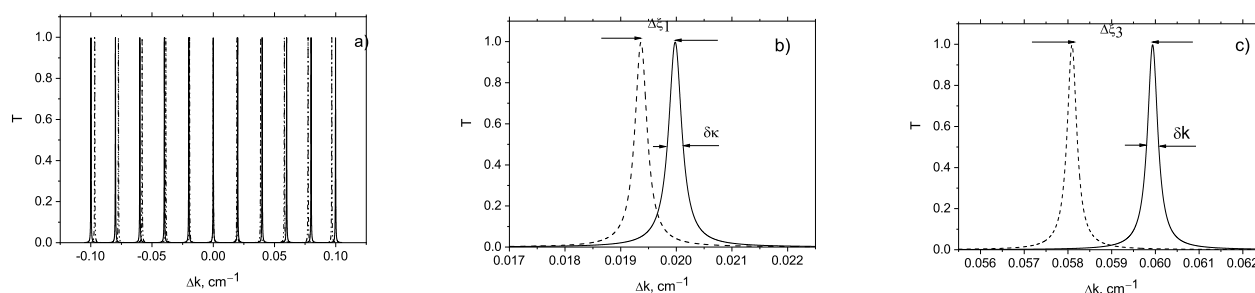


Fig. 2. Transmittance as function of detuning Δk . a – a set of peaks from the two arms of the Mach – Zehnder interferometer with different distances between the mirrors; b – the peaks corresponding to the 1st order modes; c – the peaks corresponding to the 3rd order modes. $d = 100\pi \text{ cm}$, $L = 0.75 \text{ cm}$, $\lambda = 630 \text{ nm}$.

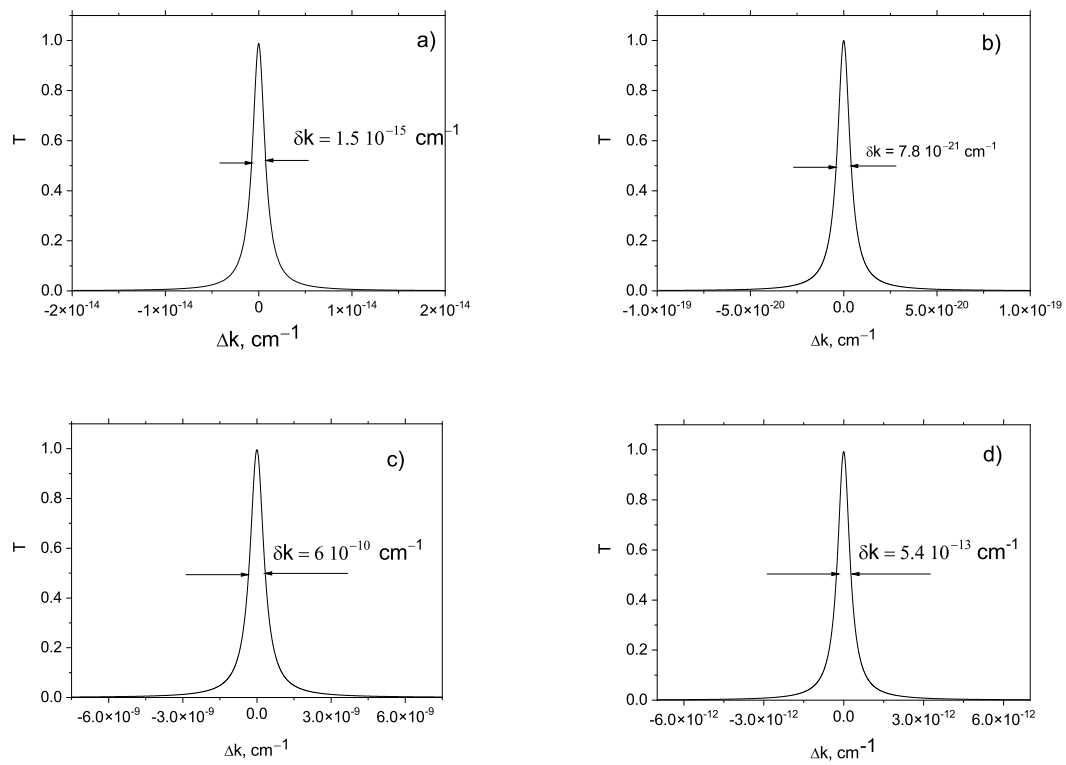


Fig. 3. Transmission coefficients as function of the detuning of the resonator. $L=0.75 \text{ cm}$, $d=1 \text{ m}$. a – $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=630 \text{ nm}$; b – $\Delta\epsilon=2.9 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=630 \text{ nm}$; c – $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=1064 \text{ nm}$; d – $\Delta\epsilon=2.9 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=1064 \text{ nm}$.

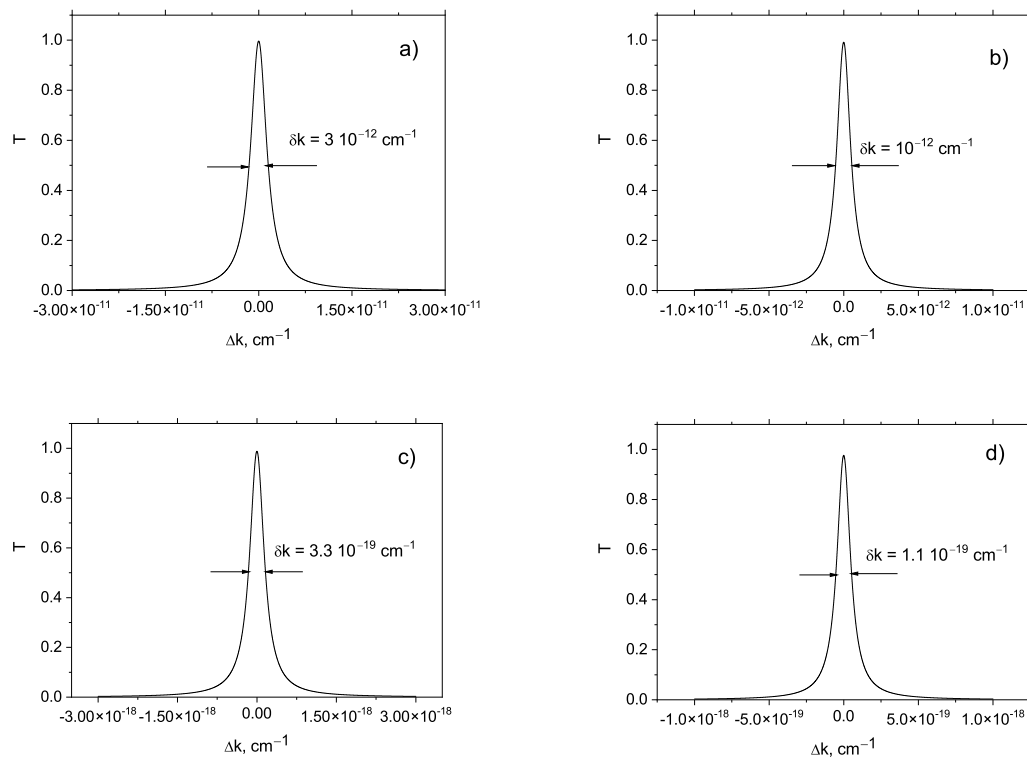


Fig. 4. Transmission coefficients as function of the detuning of the resonator. $\lambda=630 \text{ nm}$, $L=0.40 \text{ cm}$. a – $\Delta\epsilon=3.0 \cdot 10^{-4}$, $d=1 \text{ m}$; b – $\Delta\epsilon=3.0 \cdot 10^{-4}$, $d=3 \text{ m}$; c – $\Delta\epsilon=5.0 \cdot 10^{-4}$, $d=1 \text{ m}$; (d) $\Delta\epsilon=5.0 \cdot 10^{-4}$, $d=3 \text{ m}$.

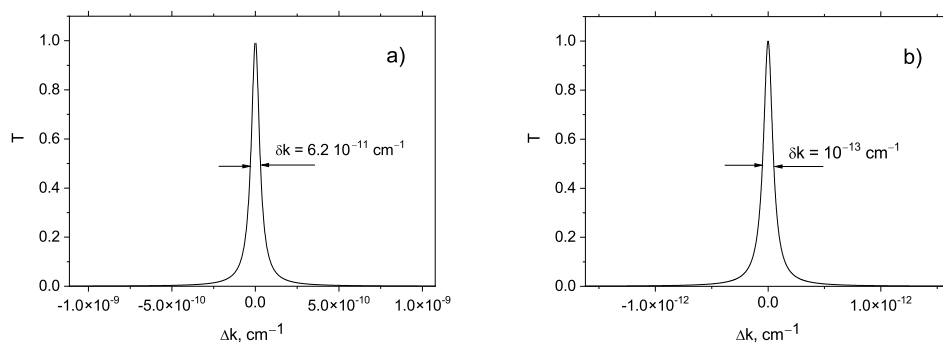


Fig. 5. Transmission curves of the conventional Fabry – Perot resonator: a – $1-R=6 \cdot 10^{-6}$; b – $1-R=10^{-8}$. $d=4 \text{ km}$, $\lambda_0=630 \text{ nm}$.

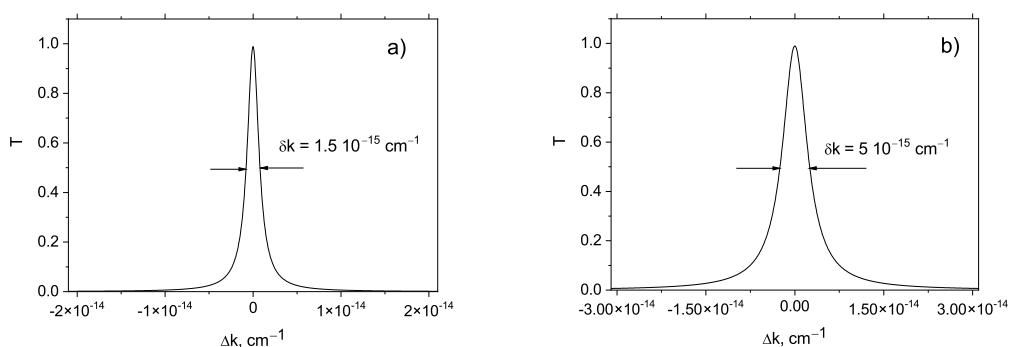


Fig. 6. Transmission curves for different values of absorption. a – $n_i=1.2 \cdot 10^{-8}$; b – $n_i=10^{-6}$. $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$; $\lambda=630 \text{ nm}$; $L=0.75 \text{ cm}$; $d=1 \text{ m}$.

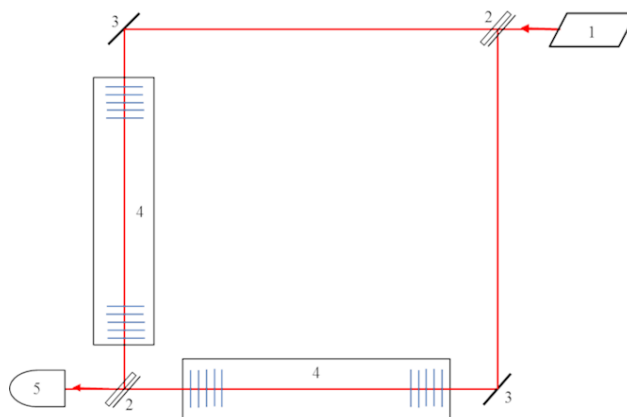


Fig. 7. Optical scheme of Mach – Zehnder interferometer with periodical structures as reflecting mirrors. 1 – laser, 2 – beam splitter, 3 – mirror, 4 – Fabry – Perot resonator with periodical structures, 5 – photodetector.

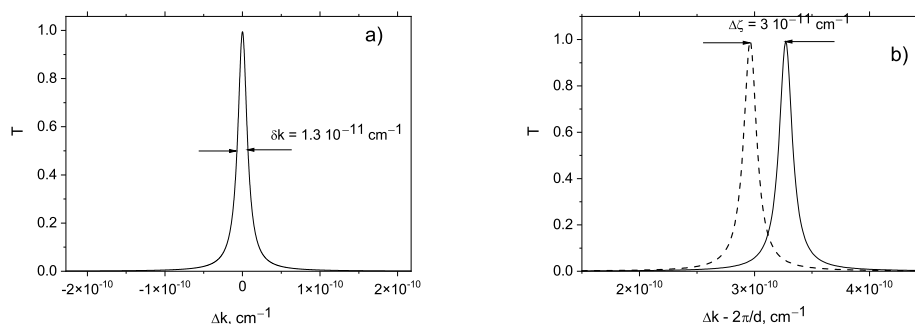


Fig. 8. Transmission coefficient as function of the detuning of the resonator: $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=630 \text{ nm}$, $L=0.75 \text{ cm}$, $d=1 \text{ m}$, $\Delta d=5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $m=1$.

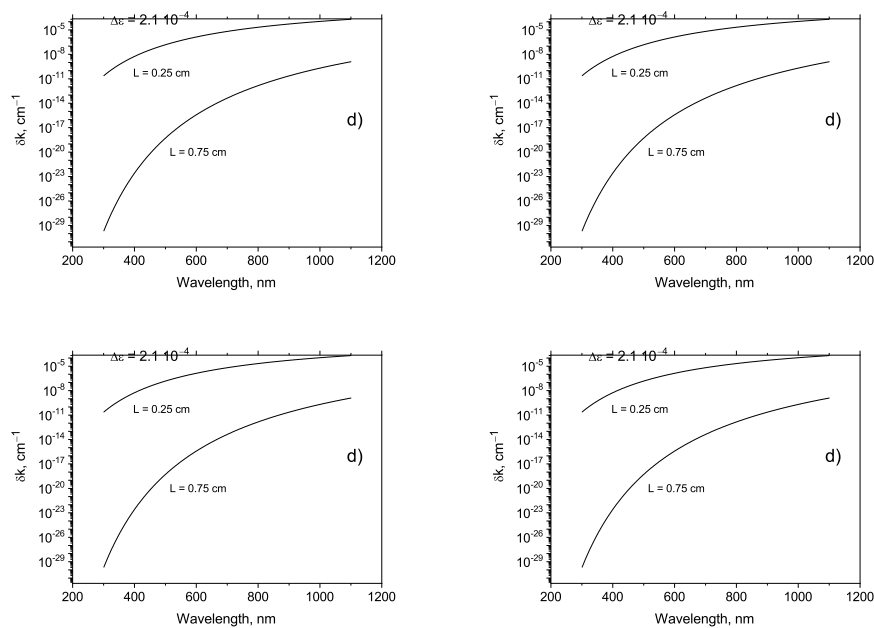


Fig. 9. The widths of the transmission spectrum lines as function of radiation wavelength. a – $L=0.25$ cm; b – $L=0.75$ cm; c – $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$; d – $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$. $d=1$ m, $\lambda=630$ nm.

Table 1. The widths of transmission curves δk for different modulation amplitudes $\Delta\epsilon$ and wavelengths λ $L=0.75$ cm, $d=1$ m

$\Delta\epsilon$	λ , nm	δk , cm^{-1}
$2.1 \cdot 10^{-4}$	630	$1.5 \cdot 10^{-15}$
	1 064	$6 \cdot 10^{-10}$
$2.9 \cdot 10^{-4}$	630	$7.8 \cdot 10^{-21}$
	1 064	$5.4 \cdot 10^{-13}$

Table 2. The widths of transmission curves δk amplitudes of transmission coefficients $T_{\max}$ for different modulation amplitudes $\Delta\epsilon$ and asymmetry values δL . $L=0.75$ cm, $d=1$ m, $\lambda = 630$ nm

$\Delta\epsilon$	δL , μm	δk , cm^{-1}	$T_{\max}$
$2.1 \cdot 10^{-4}$	10	$1.6 \cdot 10^{-15}$	0.997
	100	$1.4 \cdot 10^{-15}$	0.97
$2.9 \cdot 10^{-4}$	5	$2.3 \cdot 10^{-20}$	0.71
	10	$2.6 \cdot 10^{-20}$	0.64

Table 3. The widths of transmission curves δk and amplitudes of transmission coefficients $T_{\max}$ for different modulation amplitudes $\Delta\epsilon_2$ and asymmetry values $\delta\epsilon$. $L=0.75$ cm, $d=1$ m, $\lambda = 630$ nm

$\Delta\epsilon_2$	$\delta\epsilon$	δk , cm^{-1}	$T_{\max}$
$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-15}$	0.98
	$-2.1 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-15}$	0.96
$2.9 \cdot 10^{-4}$	$8.7 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-20}$	0.67
	$-8.7 \cdot 10^{-6}$	$4.0 \cdot 10^{-20}$	0.47

Table 4. The widths of transmission curves δk for different modulation amplitudes $\Delta\epsilon$ and distances d . $L = 0.40$ cm, $\lambda=630$ nm

$\Delta\epsilon$	d , m	δk , cm^{-1}
$3.0 \cdot 10^{-4}$	1	$3.0 \cdot 10^{-12}$
	3	$1.0 \cdot 10^{-12}$
$5.0 \cdot 10^{-4}$	1	$3.3 \cdot 10^{-19}$
	3	$1.1 \cdot 10^{-19}$

Table 5. The widths of transmission curves δk for different values $1-R$ and distances d . $\lambda = 630$ nm

$1-R$	d , km	δk , cm^{-1}
$6.0 \cdot 10^{-6}$	1	$2.4 \cdot 10^{-10}$
	4	$6.2 \cdot 10^{-11}$
$1.0 \cdot 10^{-8}$	1	$4.0 \cdot 10^{-13}$
	4	$1.0 \cdot 10^{-13}$

Table 6. The widths of transmission curves δk for different modulation amplitudes $\Delta\epsilon$ and absorptions. $\lambda=630$ nm, $L=0.75$ cm, $d=1$ m

$\Delta\epsilon$	η_i	Δk , cm^{-1}
$2.1 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-15}$
	10^{-6}	$5.0 \cdot 10^{-15}$

References

1. **M.E. Gertsenshtein, V.I. Pustovoit**
Sov. Phys. JETP, 1963, **16**(2), 433.
2. **B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott et al.**
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 061102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
3. **B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott et al.**
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 241103.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.241103.
4. **V.I. Pustovoit**
Phys. Usp., 2016, **59**, 1034.
DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037900.
5. **V.B. Braginsky, Y.I. Vorontsov, K.S. Thorne**
Science, 1980, **209**, 547. DOI: 10.1126/science.209.4456.547.
6. **V.B. Braginskii**
Phys. Usp., 2005, **48**, 595. DOI: 10.1070/PU2005v048n06ABEH002626.
7. **F. Brooks, B. Abbot, M.A. Arain et al.**
Appl. Opt., 2016, **55**, 8256. DOI: 10.1364/AO.55.008256.
8. **J.A. Sidles, D. Sigg**
Phys. Lett. A, 2006, **354**, 167.
DOI: 10.1016/j.physleta.2006.01.051.
9. **M. Evans, S. Gras, P. Fritschel, J. Miller et al.**
Phys. Rev. Lett., 2015, **114**, 161102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.161102.
10. **R. Lawrence, M. Zucker, P. Fritschel, P. Marfuta, D. Shoemaker**
Class. Quantum Grav., 2002, **19**, 1803.
DOI: 10.1088/0264-9381/19/7/377.
11. **K. Craig, J. Steinlechner, P.G. Murray, A.S. Bell et al.**
Phys. Rev. Lett., 2019, **122**, 231102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.231102.
12. **A.M. Afanas'ev, Yu.V. Gulyaev, V.I. Pustovoit**
J. Commun. Technol. Electron., 2004, **49**, 1526.
13. **V.I. Pustovoit**
Doklady Phys., 2006, **51**, 165. DOI: 10.1134/S1028335806040021.
14. **N.I. Petrov, V.I. Pustovoit**
Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), USA, 2020, p. JTh4A.21.
15. **A.M. Afanas'ev, V.I. Pustovoit**
Doklady Phys., 2003, **48**, 501. DOI: 10.1134/1.1616060.
16. **N.I. Petrov, V.I. Pustovoit**
Las. Phys. Lett., 2017, **4**, 115702. DOI: 10.1088/1612.
17. **N.I. Petrov, V.I. Pustovoit**
Physical Bases of Instrumentation, 2017, **6**(4), 82 (in Russian).
DOI: 10.25210/jfop-1704-082093.
18. **N.I. Petrov, V.I. Pustovoit**
JETP Lett., 2019, **109**(1), 18. DOI: 10.1134/S0021364019010119.
19. **V.I. Malyshev**
Introduction to Experimental Spectroscopy [Vvedenie v eksperimentalnuyu spektroskopiyu], USSR, Moscow, Nauka Publ. House, 1979, 478 pp. (in Russian).
20. <https://www.refractiveindex.info>
21. **A. Amato, A. Terreni, V. Dolique, D. Forest et al.**
J. Phys.: Mater., 2019, **2**, 035004. DOI: 10.1088/2515-7639.
22. **J. Degallaix, C. Michel, B. Sassolas, A. Allocca et al.**
JOSA A, 2019, **36**, 85. DOI: 10.1364/JOSA.36.000C85.
23. **L.V. Iogansen**
Sov. Phys. JETP, 1961, **13**(6), 1291.
(http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_013_06_1291.pdf).
24. **N.I. Petrov**
Opt. Lett., 2007, **32**, 2744. DOI: 10.1364/OL.32.002744.
25. **L.B. Glebov, J. Lumeau, S. Mokhov, V. Smirnov, B.Ya. Zeldovich**
J. Opt. Soc. Am. A, 2008, **25**, 751.
DOI: 10.1364/JOSA.25.000751.
26. **P. Chen, D. He, Y. Jin, J. Chen et al.**
Opt. Exp., 2018, **26**, 157. DOI: 10.1364/OE.26.000157.
27. **R.J. Marshman, A. Mazumdar, G.W. Morley et al.**
New J. Phys., 2020, **22**, 083012.
DOI: 10.1088/1367-2630/ab9f6c.
28. **M. Liu, B. Gong**
Sci. Rep., 2020, **10**, 16285. DOI: 10.1038/s41598-020-72850-6.
29. **V. Domcke, C. Garcia-Cely**
Phys. Rev. Lett., 2021, **126**, 021104.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.021104.

Повышение чувствительности интерферометрических измерений с использованием сжатого света*

А.В. Андрианов

В данной работе исследована возможность использования квантового сжатого света, генерируемого при распространении ультракоротких оптических импульсов в среде с кубичной (керровской) нелинейностью, для повышения чувствительности интерферометрических измерений. В демонстрационном эксперименте с помощью сжатых состояний света, полученных в оптических волокнах с кубичной нелинейностью, экспериментально продемонстрировано повышение чувствительности интерферометра на 4 дБ лучше уровня дробового шума, тогда как в предшествующих демонстрациях для повышения чувствительности использовались сжатые вакуумные состояния, генерировавшиеся в средах с квадратичной нелинейностью. Для этого использована оригинальная система на основе нелинейных поляризационно-поддерживающих волокон для сжатия квантовой неопределенности состояния поляризации фемтосекундных импульсов на уровне -5 дБ, обладающая высокой долговременной стабильностью без активных систем стабилизации.

Ключевые слова: оптический интерферометр, сжатый свет, предел дробового шума.

**Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №19–29–11032).*

Введение

В основе главных инструментов гравитационно-волновой астрономии, позволяющих детектировать и исследовать гравитационные волны, лежит принцип оптической интерферометрии. Возмущение метрики пространства-времени, вызванное прохождением гравитационной волны, проявляется как изменение разности оптических путей в интерферометре, что и регистрируется детектором [1]. Повышение чувствительности является одной из ключевых задач при разработке интерферометров. Фундаментальные ограничения чувствительности оптических интерферометров связаны с квантовыми свойствами света, которые проявляются в виде дробового шума при детектировании излучения, а также в виде дополнительного шума, вызванного квантовыми флуктуациями давления света на зеркала (тестовые массы) интерферометра [2].

Все современные гравитационно-волновые интерферометры так или иначе используют сжатый свет для уменьшения влияния квантового шума. До сих пор для этих целей использовались сжатые вакуумные состояния, получаемые с помощью процесса параметрического распада квантов накачки в средах с квадратичной нелинейностью. Повышение чувствительности интерферометра достигается путем направления основного лазерного пучка (в когерентном состоянии) в один входной порт (светлый порт) и сжатого вакуума в другой входной порт (темный порт) интерферометра с соответствующей настройкой относительной фазы [3]. Можно отметить, что эксперименты по повышению чувствительно-

сти с помощью сжатого вакуума не только превосходили предел дробового шума при детектировании, но и почти достигли предела Гейзенберга [4] (но только в режиме очень малой мощности с использованием единичных запутанных пар фотонов). Для таких приложений, как обнаружение гравитационных волн, необходимо сочетание более высокой мощности лазера и сжатого света, чтобы максимизировать чувствительность. В этой области наблюдается огромный прогресс, и сжатый свет теперь применяется в крупномасштабных детекторах [5]. Можно ожидать дальнейшего улучшения чувствительности с использованием частотно-зависимого сжатого света [6–8]. Используемый сжатый вакуум генерируется с помощью вырожденного параметрического распада, требующего выполнения условий синхронизма, как правило, внутри оптического резонатора, и использования нескольких весьма сложных систем стабилизации [9].

В данной работе исследована возможность использования сжатого све-



АНДРИАНОВ
Алексей Вячеславович
Институт прикладной
физики им. А.В. Гапонова-
Грехова РАН

та, полученного другим способом – с помощью эффекта керровского сжатия при распространении оптического пучка в среде с кубической нелинейностью, для повышения чувствительности оптической интерферометрии.

Система для генерации сжатого света

Среди источников сжатого света, основанных на кубической нелинейности, следует выделить источники, генерирующие состояния

со сжатием флуктуаций состояния поляризации. Такие источники обычно построены с использованием волоконных световодов, сохраняющих состояние поляризации. Именно этот подход применен и усовершенствован в данной работе.

Для получения неклассических поляризационно-сжатых состояний света использована оригинальная экспериментальная установка, схема которой показана на *рис. 1*. Экспериментальная установка состоит из следующих частей: задающий фемтосекундный лазер, двулучепреломляющее оптическое волокно с высоким коэффициентом нелинейности, система преобразования поляризации выходного излучения на основе двух четвертьволновых и одной полу-волновой пластинки и система анализа поляризационных шумов.

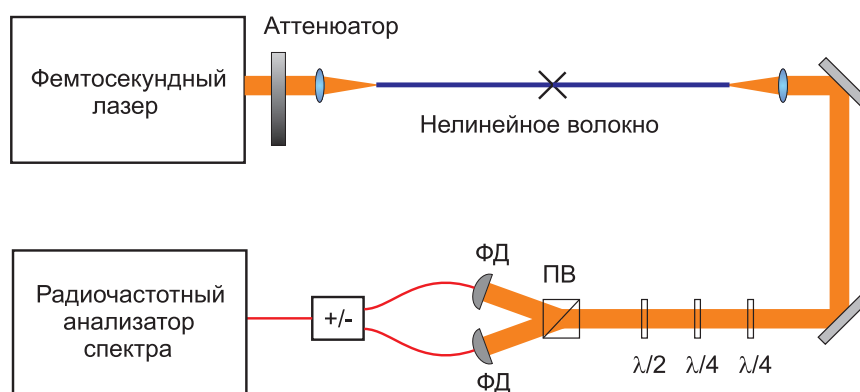


Рис. 1. Схема установки для генерации сжатого света в нелинейном волокне. ПВ – призма Волластона, ФД – фотодетектор, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка.

В качестве источника излучения используется фемтосекундный лазер, шумы которого не превышают уровень дробового шума на частотах выше 1 МГц. Центральная длина волны данного лазера равна 1 555 нм, а ширина спектра – 13 нм, что соответствует спектрально-ограниченной длительности импульса 200 фс. Частота повторения импульсов данного источника составляет 80 МГц.

Основным элементом экспериментальной установки является двулучепреломляющее оптическое волокно с высокой нелинейностью. При возбуждении обеих поляризационных мод в данном волокне с равной интенсивностью на выходе из световода в каждой поляризации возникают одинаковые квадратурно-сжатые состояния. Для получения поляризационно-сжатого состояния необходимо, чтобы импульсы в обеих поляризациях одновременно выходили из световода. В обычном двулучепре-

ломляющем световоде такое невозможно, так как групповые скорости в поляризационных модах различны. В данной работе используется оригинальный метод, который позволяет сделать полностью волоконную и очень симметричную схему, в отличие от предыдущих реализаций с дополнительным объемным интерферометром для компенсации задержек. В использованной схеме волокно было разделено в середине и заново сварено, при этом в месте сварки одна из половин повернута вдоль оси волокна на 90° относительно другой, что показано крестом на схеме на *рис. 1*. За счет этого излучение, распространяющееся в первой половине световода вдоль быстрой оси, во второй половине световода распространяется вдоль медленной, и наоборот. Таким образом, групповые задержки в двух поляризационных модах оказываются скомпенсированы. Кроме того, полностью волоконное исполнение такой компенсации позволило добиться сравнительно малых потерь ($<4\%$ в месте сварки, может быть далее оптимизировано) и высокой стабильности по отношению к внешним возмущениям, таким как температурные колебания и механические вибрации. Общая длина двулучепреломляющего волокна в экспериментальной установке составила 5.2 м. Благодаря симметричности схемы в большой степени компенсируются все эффекты, связанные с различием свойств быстрой и медленной мод волокна (небольшие отличия коэффициентов дисперсии, нелиней-

ности, затухания). Это позволяет практически идеально получить два одинаковых по средним значениям импульса на выходе волокна, что важно для дальнейшего измерения и использования керровского сжатия для задач интерферометрии. Максимально достигнутая величина сжатия равна -5.4 дБ при мощности излучения 14.5 мВт и измерении шумов на частоте 13.75 МГц [10].

Использование сжатого света для повышения чувствительности интерферометрии

Чувствительность любого интерферометрического измерения ограничена наименьшим масштабом квантовой неопределенности в соответствующем фазовом пространстве [11]. Сжатие квантовой функции распределения в фазовом пространстве с помощью некоторого нелинейного взаимодействия является одним из способов повышения чувствительности. Однако для достижения повышенной чувствительности необходимо соблюдение нескольких условий. Во-первых, схема интерферометра и детектирования выходного сигнала должны обеспечивать максимальную чувствительность в классическом смысле, то есть реакция измеряемых величин на изменение разности фаз между плечами должна быть максимальной. В то же время схема детектирования должна быть устроена таким образом, чтобы минимизировать измеряемый квантовый шум, то есть детектор должен быть чувствителен только к сжатой квадратуре сжатого света. Другими словами, сжатая квадратура распределения неопределенности в фазовом пространстве должна быть ориентирована параллельно локальной траектории, по которой движется среднее значение в ответ на изменение фазы.

Когда сжатое состояние находится не в начале координат в фазовом пространстве (не является сжатым вакуумным состоянием), ситуация усложняется, потому что тогда есть три угла: один, описывающий среднее значение; другой, описывающий направление, в котором сжатая функция состояния наиболее узкая; и третий, соответствующий ориентации траектории в фазовом пространстве, по которой движется среднее в ответ на фазовые изменения. При использовании эффекта Керра для генерации сжатого света оси сжатого эллипса наклонены под некоторым углом к направлению среднего значения амплитуды. Это является одной из главных проблем при использовании керровски-сжатого света для повышения чувствительности интерферометра и причиной, по которой, по нашему мнению, это не было до сих пор сделано.

По этим причинам уменьшение квантового шума при измерении ранее демонстрировалось с использованием только сжатого вакуума – состояния с нулевым средним значением амплитуды, которое обычно генерируется с помощью параметрического распада квантов накачки с понижением частоты (parametric down-conversion) [12, 13]. В принципе, можно попытаться преобразовать керровское сжатое

состояние в состояние со сжатием по амплитуде и тогда можно использовать стандартную схему интерферометра Маха – Цандера, со сжатым светом на входе, и получить уменьшение шума на выходе детектора по сравнению с уровнем дробового шума. Однако такое преобразование требует еще одного пучка и приводит к потере степени сжатия. Следует отметить, что схема детектирования поляризационно-сжатого света сама по себе является интерферометром и, на первый взгляд, может показаться, что в таком интерферометре чувствительность к разности длин плеч повышается автоматически. Однако это не так. Причину этого можно пояснить, рассмотрев схему базового интерферометра с керровским сжатием света в двух плечах (рис. 2а) и предлагаемого интерферометра с улучшенной чувствительностью (рис. 2б) [14]. Первой частью интерферометра является схема генерации сжатого света с помощью керровской нелинейности $\chi^{(3)}$ в двух пространственных модах (в данной работе это поляризационные моды). Если попытаться непосредственно измерить выходной сигнал, то чувствительность к разности фаз $\Delta\phi$ будет хуже, даже чем при использовании когерентного (а не сжатого) состояния, из-за наклона эллипса сжатия и большой величины антисжатия.

Удобно проиллюстрировать это на сфере Пуанкаре (рис. 2с), где отображаются состояния поляризации, а величина квантовой неопределенности показана с помощью облака, размытого вокруг среднего значения поляризации. Предположим, что на входе интерферометра состояние расположено на оси S_3 . В пространстве Пуанкаре сжатый квантовый шум представлен в виде эллипсоидального распределения состояний. Любая разница в длине плеч между плечами интерферометра приводит к разности фаз $\Delta\phi$ и соответствует повороту вокруг оси S_1 . Финальное измерение происходит в детекторе параметров Стокса,

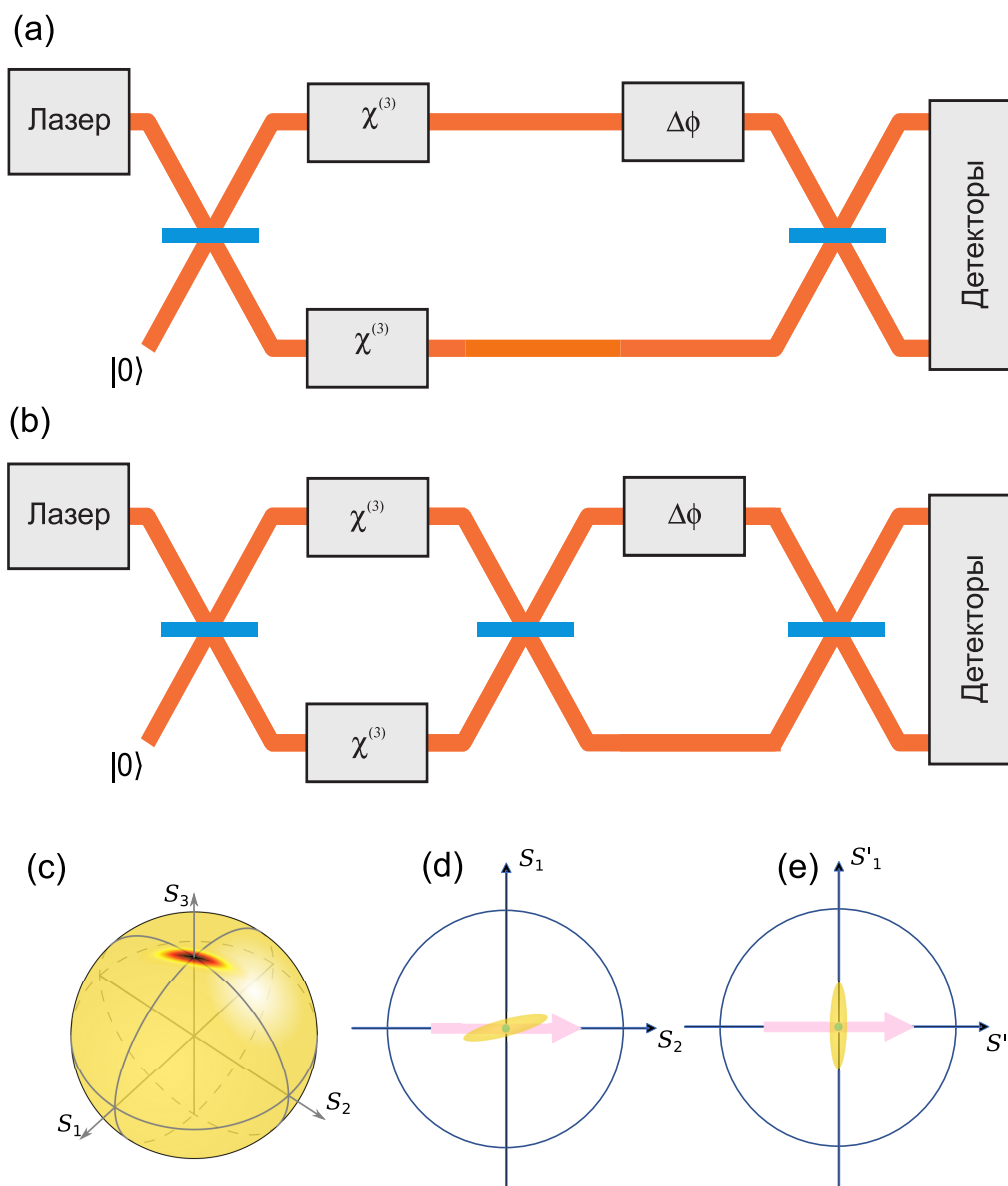


Рис. 2. Общие схемы интерферометров с керровским сжатием: интерферометр, в котором чувствительность не может быть повышена с использованием керровски сжатого света (а); интерферометр с повышенной чувствительностью (b); изображение поляризационно-сжатого состояния на сфере Пуанкаре (с), траектория движения (розовая стрелка на схемах d, e) сжатого состояния света на плоскости S_1 - S_2 при изменении разности фаз $\Delta\phi$ в схеме а и в схеме b.

где измерение S_1 соответствует разности числа фотонов. Траектория состояния при изменении разности плеч представляет собой большой круг на сфере, а сжатый эллипсоид наклонен относительно этой траектории, как показано на рис. 2d. Именно в результате этого наклона чувствительность такой схемы хуже стандартного квантового предела. Далее можно модифицировать схему так, чтобы получить чувствительность выше уровня дробового шума. Основная идея состоит в том, что необходимо произвести поворот всех состояний на сфере Пуан-

каре (поворот базиса), так чтобы в новом базисе фазовый сдвиг между плечами приводил к сдвигу распределения в точности вдоль сжатой оси эллипса. Преобразование базиса можно сделать с помощью унитарного преобразования, производимого дополнительным светоделителем на схеме на рис. 2b.

С помощью выбора правильного фазового сдвига, вносимого светоделителем, можно осуществить поворот состояний на сфере Пуанкаре на нужный угол. Тогда разность плеч интерферометра после светоделителя будет приводить к перемещению состояния по траектории вдоль малой оси сжатого эллипса (рис. 2e), что и обеспечивает уменьшение квантового шума при детектировании.

В экспериментальной демонстрации плечи интерферометра соответствуют ортогональным поляризациям излучения в одной пространственной моде, так как та-

кое излучение поставляется волоконной системой. Конкретная схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Первая часть схемы – генератор двухмодового сжатого света обведен синей рамкой, а интерферометр с улучшенной чувствительностью – зеленой рамкой. Важнейшим элементом схемы является волновая пластинка между этими двумя частями схемы – она осуществляет преобразование базиса. Действие волновой пластины можно эквивалентно описать как вращение состояния на сфере Пуанкаре при фиксированном базисе.

Для того чтобы симитировать модуляцию разности плеч интерферометра (плечи интерферометра в демонстрационной схеме соответствуют ортогональным поляризациям), была установлена стеклянная пластина с пьезоэлектрическим преобразователем. Для реальных

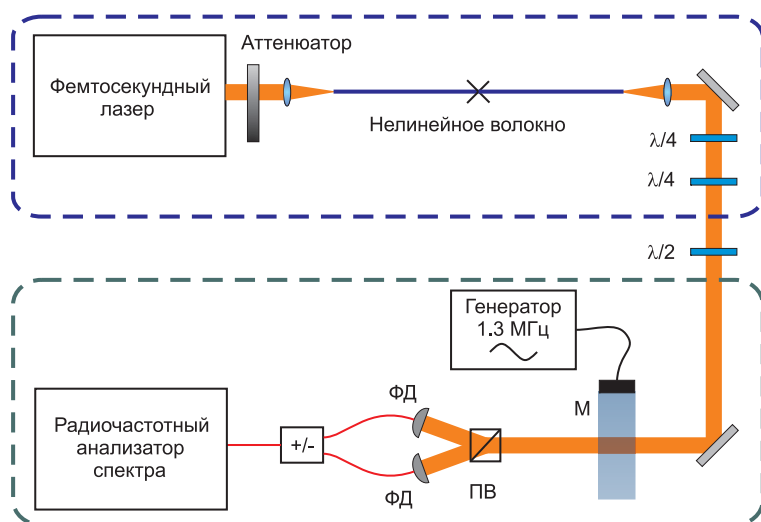


Рис. 3. Схема эксперимента для демонстрации повышения чувствительности интерферометра с керровским сжатием. ПВ – призма Волластона; ФД – фотодетектор; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка; М – модулятор двулучепреломления.

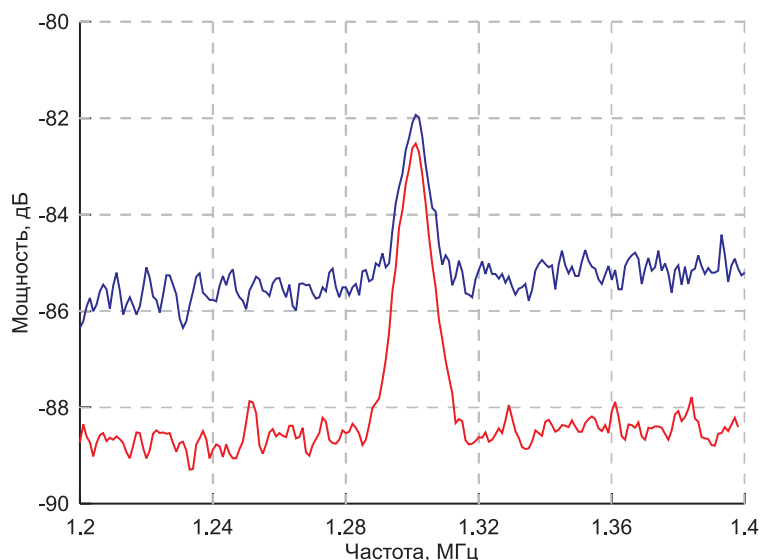


Рис. 4. Повышение чувствительности интерферометра: радиочастотный спектр детектируемого сигнала при включенном двулучепреломляющем модуляторе – при использовании сжатого света (красная кривая) и при использовании когерентного состояния (синяя кривая).

применений эту пластину можно заменить схемой, где пучки с ортогональными поляризациями разделяются в пространстве и образуют плечи реального интерферометра. Преобразователь возбуждает механические напряжения в пластине, чтобы создать небольшое двойное лучепреломление, так что добавляется модулированная фаза между поляризациями. Модуляция осуществлялась на частоте 1.3 МГц. Далее производилось измерение параметра Стокса S_2 с помощью призмы Волластона и двух фотодетекторов с высокой квантовой эффективностью. Фототоки усиливались, подавались на электронную схему вычитания и измерялись с помощью радиочастотного анализатора спектра (ESA, Agilent E4411B). Спектр сигнала измерялся в диапазоне 1.2–1.4 МГц с разрешением 10 кГц. Без модулятора этот спектр отображает квантовый шум параметра S_2 , который становится ниже шума когерентного состояния при наличии квантового сжатия. При включении модулятора появляется измеряемый сигнал.

Типичный спектр с включенным модулятором показан на рис. 4. Приведено сравнение двух вариантов: измерения с источником сжатого света и измерения со светом в когерентном состоянии (взятом непосредственно с выхода лазера). Интенсивность полезного сигнала практически одинакова при использовании сжатого и когерентного состояний, в то время как уровень шума намного ниже при использовании сжатого света. Отношение сигнал/шум увеличивается на 4.0 ± 0.5 дБ при использовании сжатого состояния, что доказывает работоспособность предложенной схемы [14]. Отметим, что при отсутствии оптических потерь увеличение SNR в предлагаемой схеме должно быть равно величине сжатия (~ 5 дБ), однако из-за потерь оно несколько хуже.

Заключение

Предложен оригинальный подход к увеличению чувствительности интерферометра с применением сжатого в керровской среде света. продемонстрированная возможность использования керровских сред для

генерации сжатого света для задач интерферометрии заметно упрощает выбор нелинейных материалов и длин волн, в которых можно реализовать улучшение чувствительности измерений за пределами дробового шума. В частности, интерес представляет переход в диапазон длин волн 1.5 мкм и более, в котором, как предполагается, будут работать новые гравитационно-волновые детекторы с кремниевыми тестовыми массами.

Литература

1. М.Е. Герштейн, В.И. Пустовойт
ЖЭТФ, 1962, **43**, 605.
2. R. Loudon
Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 815. DOI: 10.1103/PhysRevLett.47.815.
3. C.M. Caves
Phys. Rev. D, 1981, **23**, 1693. DOI: 10.1103/PhysRevD.23.1693.
4. S. Daryanoosh, S. Slussarenko, D.W. Berry, H.M. Wiseman, G.J. Pryde
Nat. Commun., 2018, **9**(1), 4606.
DOI: 10.1038/s41467-018-06601-7.
5. F. Acernese, M. Agathos, L. Aiello et al.
Phys. Rev. Lett., 2019, **123**.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.231108.
6. H.J. Kimble, Y. Levin, A.B. Matsko, K.S. Thorne, S.P. Vyatchanin
Phys. Rev. D, 2021, **65**, 022002.
DOI: 10.1103/PhysRevD.65.022002.
7. L. McCuller, C. Whittle, D. Ganapathy et al.
Phys. Rev. Lett., 2020, **124**, 171102.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.124.171102.
8. H. Miao, H. Yang, R.X. Adhikari, Y. Chen
Clas. Quant. Grav., 2014, **31**, 165010.
DOI: 10.1088/0264-9381/31/16/165010.
9. R. Schnabel
Phys. Rep., 2017, **684**, 1, 2017. DOI: 10.1016/j.physrep.2017.04.001.
10. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Adv. Quantum Technol., 2023, **6**(3), 2200143.
DOI: 10.1002/qute.202200143.
11. W.H. Zurek
Nature, 2001, **412**(6848), 712. DOI:10.1038/35089017.
12. M. Xiao, L.-A. Wu, H.J. Kimble
Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 278.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.278.
13. P. Grangier, R.E. Slusher, B. Yurke, A. LaPorta
Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 2153. DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.2153.
14. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Nanophotonics, 2023, **12**(14), 2945.
DOI: 10.1515/nanoph-2023-0032.

English

Increasing the Sensitivity of Interferometric Measurements Using Squeezed Light*

Alexey V. Andrianov

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, RAS
46, Ulyanov Str., Nizhny Novgorod, 603950, Russia
andrian@ipfran.ru

Abstract

In this work, we investigate the possibility of using quantum squeezed light generated during propagation of ultrashort optical pulses in a medium with third-order (Kerr) nonlinearity to increase the sensitivity of interferometric measurements. In a demonstration experiment, using squeezed light states obtained in optical fibers with third-order nonlinearity, we experimentally demonstrated an increase in the interferometer sensitivity by 4 dB beyond the shot noise level, whereas in previous demonstrations, squeezed vacuum states generated in media with quadratic nonlinearity were used to increase the sensitivity. For this purpose, we used an original system based on nonlinear polarization-maintaining fibers to obtain squeezing of the quantum uncertainty of the polarization state of femtosecond pulses better than –5 dB, which has high long-term stability without active stabilization systems.

Keywords: optical interferometer, squeezed light, shot noise limit.

* The work was financially supported by RFBR (project 19–29–11032).

Images

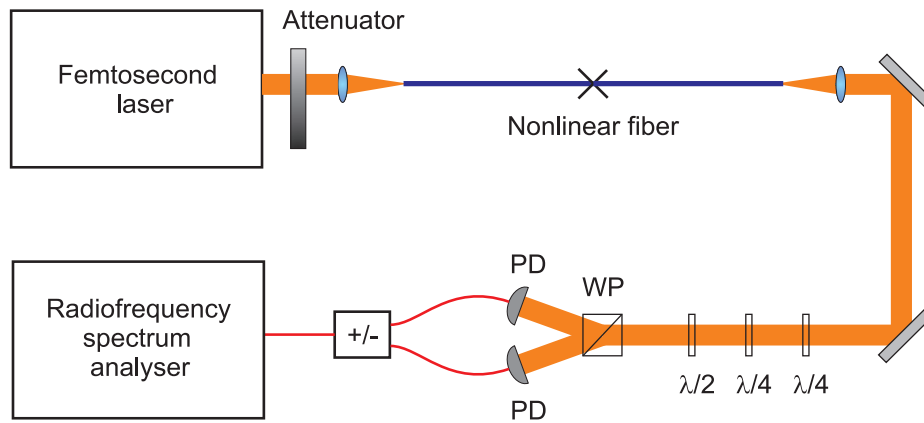


Fig. 1. Schematic of the setup for squeezed light generation. WP – Wollaston prism, PD – photodetector, $\lambda/2$ – half-wave plate, $\lambda/4$ – quarter-wave plate.

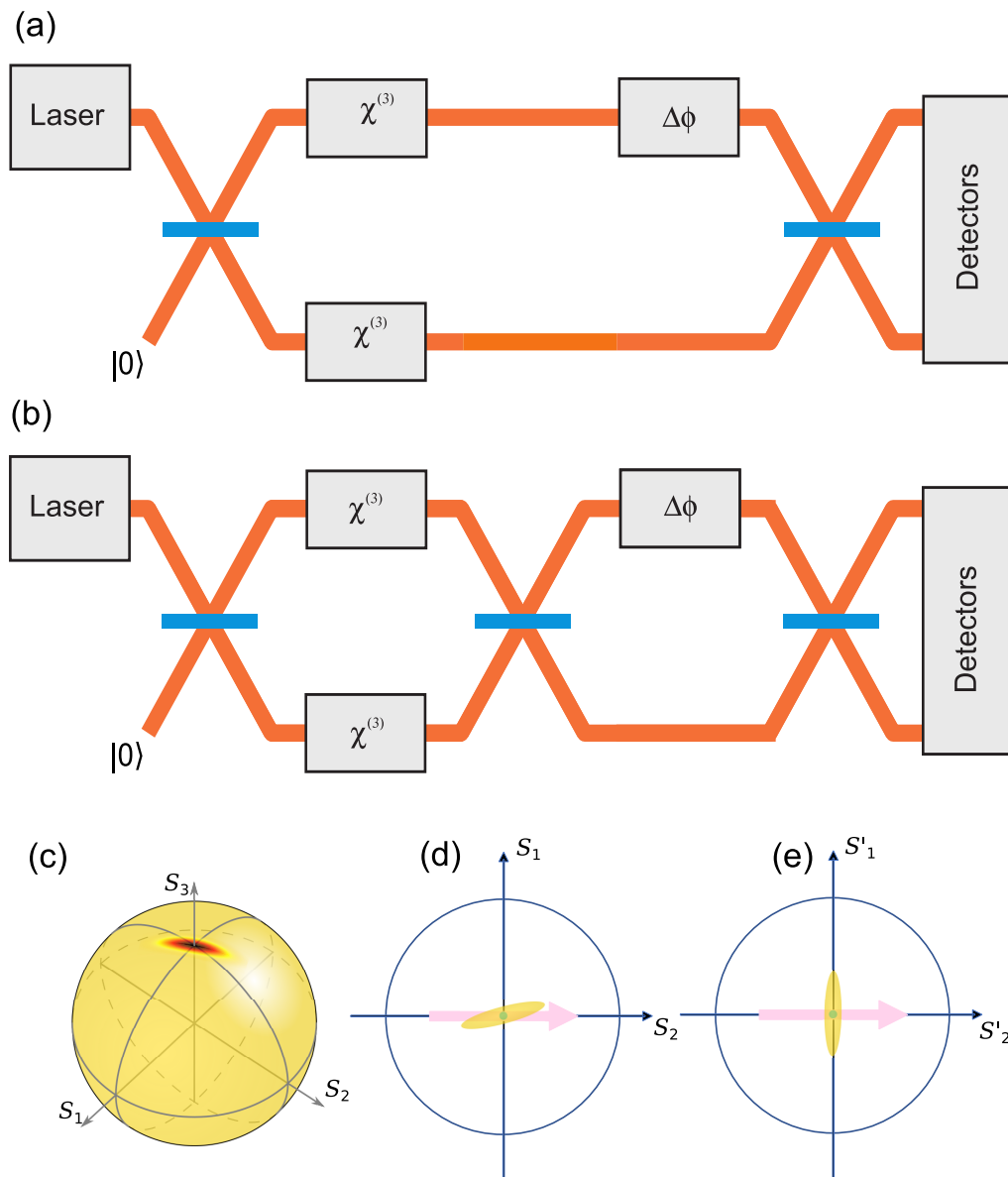


Fig. 2. General schemes of Kerr-squeezed interferometers: interferometer in which the sensitivity can not be improved using Kerr squeezed light (a); interferometer with increased sensitivity (b); the polarization-squeezed state on the Poincaré sphere (c); trajectory (pink arrow, schemes d, e) of the squeezed light state in the S_1-S_2 plane when the phase difference $\Delta\phi$ changes in the schemes a, b.

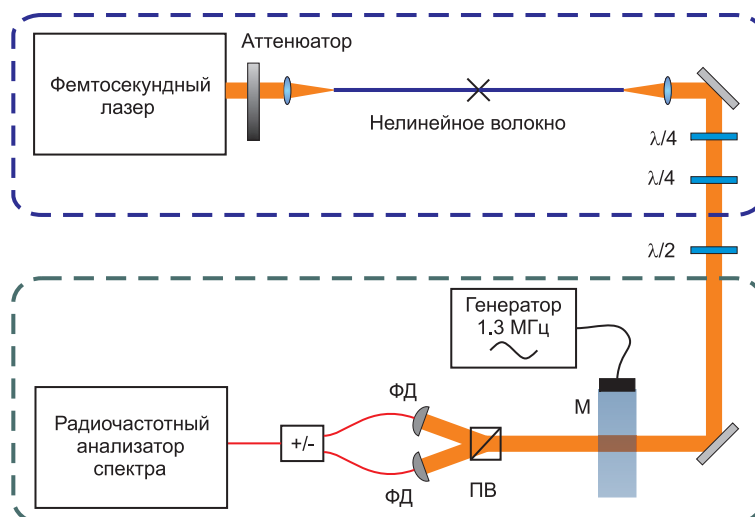


Fig. 3. Experimental setup for the demonstration of the sensitivity enhancement in the Kerr squeezed interferometer. WP – Wollaston prism; PD – photodetector; $\lambda/2$ – half-wave plate; $\lambda/4$ – quarter-wave plate; M – birefringence modulator.

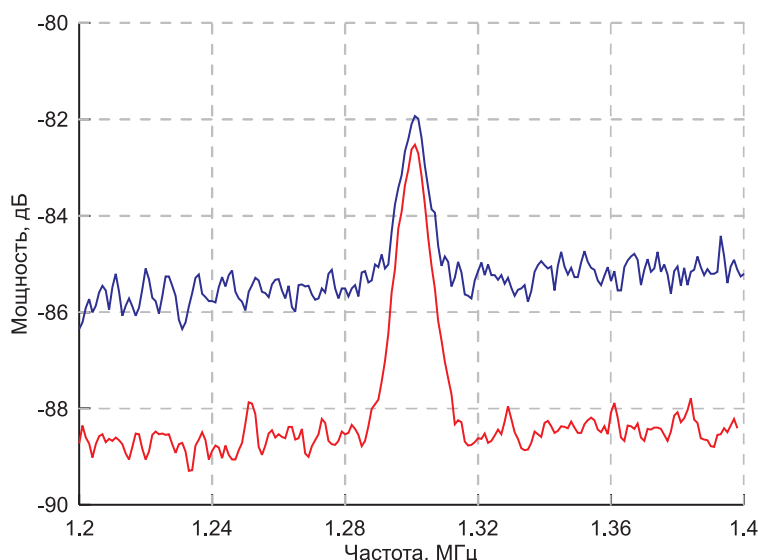


Fig. 4. Increasing the sensitivity of the interferometer: radio frequency spectrum of the detected signal with the birefringent modulator turned on, using squeezed light (red curve) and using the coherent state (blue curve).

References

1. M.E. Gertsenshtein, V.I. Pustovoit
Sov. Phys. JETP, 1963, **16**, 433.
2. R. Loudon
Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 815. DOI: 10.1103/PhysRevLett.47.815.
3. C.M. Caves
Phys. Rev. D, 1981, **23**, 1693. DOI: 10.1103/PhysRevD.23.1693.
4. S. Daryanoosh, S. Slussarenko, D.W. Berry, H.M. Wiseman, G.J. Pryde
Nat. Commun., 2018, **9**(1), 4606.
DOI: 10.1038/s41467-018-06601-7.
5. F. Acernese, M. Agathos, L. Aiello et al.
Phys. Rev. Lett., 2019, **123**.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.231108.
6. H.J. Kimble, Y. Levin, A.B. Matsko, K.S. Thorne, S.P. Vyatchanin
Phys. Rev. D, 2021, **65**, 022002.
DOI: 10.1103/PhysRevD.65.022002.
7. L. McCuller, C. Whittle, D. Ganapathy et al.
Phys. Rev. Lett., 2020, **124**, 171102.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.124.171102.
8. H. Miao, H. Yang, R.X. Adhikari, Y. Chen
Clas. Quant. Grav., 2014, **31**, 165010.
DOI: 10.1088/0264-9381/31/16/165010.
9. R. Schnabel
Phys. Rep., 2017, **684**, 1, 2017. DOI: 10.1016/j.physrep.2017.04.001.
10. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Adv. Quantum Technol., 2023, **6**(3), 2200143.
DOI: 10.1002/qute.202200143.
11. W.H. Zurek
Nature, 2001, **412**(6848), 712. DOI:10.1038/35089017.
12. M. Xiao, L.-A. Wu, H.J. Kimble
Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 278. DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.278.
13. P. Grangier, R.E. Slusher, B. Yurke, A. LaPorta
Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 2153.
DOI: /10.1103/PhysRevLett.59.2153.
14. N. Kalinin, T. Dirmeier, A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov
Nanophotonics, 2023, **12**(14), 2945.
DOI: 10.1515/nanoph-2023-0032.

Фундаментальные шумы и пределы чувствительности интерферометрических детекторов гравитационных волн нового поколения*

И.А. Биленко, С.П. Вятчанин, В.П. Митрофанов,
С.Е. Стрыгин, Ф.Я. Халили

Работа направлена на развитие новой области науки – гравитационно-волновой астрономии и посвящена разработке методов повышения чувствительности интерферометрических детекторов гравитационных волн нового поколения, основанных на: 1) снижении уровня фундаментальных шумов в зеркалах интерферометров благодаря их охлаждению до низких температур, снижению диссипации в механических модах колебаний и уменьшению оптического поглощения в зеркалах (в качестве базового материала зеркал выбран монокристаллический кремний, хотя не исключается возможность использование сапфира и других материалов); 2) разработке эффективных методов квантовых измерений воздействия гравитационных волн на зеркала интерферометра, позволяющих снизить влияние квантовых шумов в системах регистрации сигналов гравитационно-волновых интерферометров и преодолеть стандартный квантовый предел чувствительности, а также методов подавления эффекта параметрической колебательной неустойчивости, возникающей в гравитационных интерферометрах при больших мощностях оптической накачки. Теоретический анализ, проведенный на основе последних достижений теории квантовых измерений и квантовой оптики, сочетается с детальными экспериментальными исследованиями процессов оптического поглощения и механической диссипации в элементах гравитационно-волновых детекторов.

Ключевые слова: гравитационные волны, интерферометрические детекторы, шумы, квантовые пределы чувствительности.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19–29–11003).

Введение

Гравитационные волны от слияния двух черных дыр, произошедшего в далеком космосе, были впервые зарегистрированы двумя детекторами Лазерной интерферометрической гравитационно-волновой обсерватории LIGO (Laser Interferometric Gravitational-Wave Observatory) в 2015 г. [1]. С тех пор ученые разных стран работают над повышением их чувствительности [2]. Предполагается, что в детекторах нового поколения будет снижен тепловой шум зеркал интерферометра благодаря их охлаждению до низких температур, снижению диссипации в механических модах колебаний и уменьшению оптического поглощения в зеркалах. В качестве базового мате-

риала зеркал выбран монокристаллический кремний, хотя не исключается возможность использование сапфира и других материалов [3–4]. В системах регистрации сигнала интерферометра будут использоваться новые перспективные методы квантовых измерений, основанные на современных представлениях и достижениях квантовой механики, квантовой оптики, радиофизики [5]. В настоящей работе рассмотрены и проанализированы различные аспекты проблемы повышения



БИЛЕНКО
Игорь Антонович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова



ВЯТЧАНИН
Сергей Петрович
профессор,
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова



МИТРОФАНОВ
Валерий Павлович
профессор,
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова



СТРЫГИН
Сергей Евгеньевич
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова



ХАЛИЛИ
Фарит Яфдатович
ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий»

чувствительности наземных интерферометрических детекторов гравитационных волн. Авторы – представители научной школы, созданной выдающимся ученым, профессором МГУ им. М.В. Ломоносова, членом-корреспондентом РАН В.Б. Брагинским.

Квантовые пределы чувствительности и разработка методов их преодоления в лазерных интерферометрах нового поколения

Квантовые пределы чувствительности в измерениях малых сил

Современные линейные измерители малых сил и смещений, в первую очередь лазерные детекторы гравитационных волн, достигли уровня чувствительности, который сделал возможными регулярные наблюдения гравитационных волн от астрофизических источников. Эта чувствительность близка к так называемому стандартному квантовому пределу (standard quantum limit, SQL), который соответствует балансу неточности измерения и возмущения пробного объекта квантовым обратным воздействием измерителя. В лазерных интерферометрах первый компонент создается квантовыми флуктуациями фазы зондирующего света, а второй – квантовыми флуктуациями амплитуды [6]. Представленный в виде спектральной плотности S эквивалентного силового шума, SQL имеет следующий вид:

$$S_{\text{SQL}}(\Omega) = \hbar |\chi^{-1}(\Omega)|,$$

где χ – функция восприимчивости пробного тела и Ω – частота наблюдения.

Известно, что стандартный квантовый предел (СКП) не является истинно фундаментальным, и к настоящему времени предложено и продемонстрировано несколько методов его преодоления, которые могут быть использованы в лазерных интерферометрах (см., например, обзоры [5–6]).

В то же время известны два других квантовых ограничения чувствительности, которые действительно являются фундаментальными. Первое возникает из-за конечности мощности взаимодействия измерителя с пробным объектом и известно как энергетический квантовый предел или, в более общем контексте, как квантовый предел Крамера – Рао (Quantum Cramer – Rao Bound, QCRB). В случае лазерных детекторов гравитационных волн данный предел принимает следующий вид:

$$S_{\text{QCRB}}(\Omega) = \hbar^2 |\chi^{-1}(\Omega)|^2 / (4S_{\text{FF}}(\Omega)),$$

где S_{FF} – спектральная плотность шума обратного флуктуационного влияния измерителя, пропорциональная оптической мощности в интерферометре.

Причиной второго ограничения является то, что диссипация в пробном объекте, то есть мнимая часть восприимчивости χ , ограничивает эффективность методов преодоления SQL. В работе [7] для него был предложен термин «диссипативный квантовый предел» (dissipative quantum limit, DQL). Соответствующее ограничение на чувствительность для него имеет следующий вид:

$$S_{\text{DQL}}(\Omega) = \hbar |\text{Im} \chi^{-1}(\Omega)|.$$

В той же работе [7] была построена общая теория, из которой эти QCRB и DQL следуют как частные случаи. Было показано, что, в зависимости от величины спектральной плотности S_{FF} , чувствительность ограничивается либо модифицированной формой QCRB, либо диссипативным квантовым пределом, с фазовым переходом, имеющим место на границе между этими режимами.

Преодоление стандартных квантовых пределов в композитных системах с несопоставимыми собственными частотами компонент

Одним из предложенных к настоящему времени методов преодоления стандартного квантового предела в лазерных детекторах гравитационных волн является использование вспомогательной подсистемы с отрицательной эффективной динамикой. Такая подсистема может быть реализована, например, как ансамбль поляризованных спинов в магнитном поле [8]. С точки зрения зондирующего света такой ансамбль ведет себя как гармонический осциллятор с собственной частотой, определяемой величиной и направлением магнитного поля. В случае отрицательной частоты отклик такой системы на обратное воздействие измерителя будет противоположен отклику «обычной» системы, например пробных масс детекторов гравитационных волн. Поэтому совместно измерение обеих подсистем одним и тем же светом дает на выходе результат, не содержащий вклада от шума обратного воздействия измерителя.

Следует отметить, что такой модуль с отрицательной динамикой может быть сделан достаточно компактным и поэтому может быть использован также и в более общем контексте прецизионной интерферометрии. Подобные схемы могут быть использованы также для инъекции негаус-

совских квантовых состояний в интерферометр, что представляет безусловный интерес как для фундаментальных экспериментов по проверке основ квантовой теории, так и для практических задач квантовой информатики.

Концепция вспомогательной подсистемы с отрицательной динамикой была экспериментально продемонстрирована в работе [9]. Однако до сих пор область ее применимости была ограничена требованием близости резонансных частот основной и вспомогательной подсистем. В некоторых важных применениях, в частности в случае детекторов гравитационных волн, выполнение этого требования может быть сопряжено с техническими проблемами.

В работе [10] был предложен новый подход, основанный на использовании периодически модулированной оптической накачки. Он позволяет выполнять совместное измерение для двух подсистем с произвольными собственными частотами и знаками эффективных масс. Этот подход можно использовать для подавления квантового обратного флуктуационного влияния в детекторах гравитационных волн, измерении малых сил и генерации квантовой запутанности между разнородными подсистемами.

Чувствительность оптических интерферометров, использующих неклассические состояния света

Оптические интерферометры являются необходимым инструментом для многих научных и промышленных применений. Чувствительность лучших современных интерферометров чрезвычайно высока. Возможно, они являются самыми чувствительными измерительными приборами, доступными в наше время. Например, современные лазерные интерферометрические детекторы гравитационных приборов, такие, как LIGO и VIRGO, могут измерять относительные удлинения своих (3–4)-километровых плеч с точностью, превышающей 10^{-23} Гц $^{-1/2}$ [11]. Основным фактором, ограничивающим их чувствительность, являются квантовые флуктуации зондирующего света.

В самом простом случае когерентного квантового состояния света соответствующий предел известен как предел дробового шума (shot noise limit, SNL):

$$\Delta\varphi_{\text{SNL}} = 1/(2N^{1/2}),$$

где N – число использованных для измерения квантов.

Из этой формулы следует, что очевидным способом улучшения фазовой чувствительности является увеличение N . Однако есть важные случаи, когда этот подход не может быть использован. В частности, в детекторах гравитационных волн циркулирующая оптическая мощность достигает сотен киловатт и ограничивается различными нежелательными нелинейными эффектами. В то же время известно, что предел дробового шума можно преодолеть, используя более сложные неклассические состояния света, в частности так называемые квадратурно-сжатые состояния, которые отличаются от когерентных уменьшенной в фактор сжатия e^{-r} раз

неопределенностью одной из ее двух квадратур и пропорционально увеличенной неопределенностью другой. В работе [12] было показано, что при этом фазовая чувствительность может быть улучшена в e^{-r} раз (улучшенный предел дробового шума):

$$\Delta\varphi_{\text{SQZ}} = e^{-r}/(2N^{1/2})$$

В гипотетическом противоположном случае очень сильного сжатия, $e^{2r} \sim N$, фазовая чувствительность может приближаться к так называемому пределу Гейзенберга (HL):

$$\Delta\varphi_{\text{HL}} \sim 1/N.$$

В работе [13] в рамках единого модульного подхода, основанного на квантовом пределе Крамера – Рао (QCRB), были рассмотрены различные конфигурации оптических интерферометров, использующие сжатые состояния света. В частности, были рассмотрены как обычные линейные (так называемые SU(2)), так и использующие вместо светоделителей невырожденные параметрические усилители – так называемые нелинейные (SU(1,1)) интерферометры. Были проанализированы три характерные конфигурации, определяемые симметрией интерферометра: 1) асимметричный одноплечный интерферометр; 2) симметричный двухплечный интерферометр с антисимметричными фазовыми сдвигами в плечах и 3) симметричный двухплечный интерферометр с симметричными фазовыми сдвигами в плечах. Было показано, что хотя оптимальные режимы для этих случаев существенно различаются, их пределы Крамера – Рао в практически важном асимптотическом случае сильной накачки сводятся к единому улучшенному пределу дробового шума [12], с важным уточнением, что во всех случаях под N имеется в виду число квантов на фазосдвигающем объекте (объектах). Было показано также, что в этом же предельном случае стандартные схемы оптического детектирования (прямое и гомодинное детектирование) позволяют достичь этого предела.

Схемы квантовых измерений малых смещений

Проведено исследование схемы квантового измерения малых смещений на основе двух видов связи: дисперсионной и диссипативной. Была проанализирована простейшая оптическая схема, не содержащая резонаторов, представленная на рис. 1.

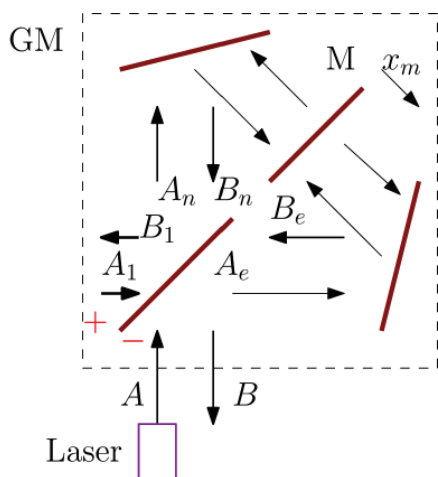


Рис. 1. Простейшая оптическая схема, не содержащая резонаторов.

При неподвижном входном светоделителе интерферометр Майкельсона – Саньяка (ИМС) можно рассматривать как обобщенное зеркало (GM), которое дает пример диссипативной связи. Оно имеет коэффициенты отражения и пропускания, зависящее от положения отражающего зеркала М (оно же пробная масса).

Анализ работы такой схемы показал, что, используя квантовое вариационное измерение, можно преодолеть стандартный квантовый предел в схемах как с дисперсионной, так и диссипативной связью. Мы также проанализировали схему, в которой используются как дисперсионная, так и диссипативная связи одновременно, и показали, что даже в этом случае можно преодолеть стандартный квантовый предел, используя модифицированную схему квантового вариационного измерения [14].

Предложена и проанализирована схема для изучения оптомеханического взаимодействия и фундаментальных вопросов квантового

поведения пробных масс. Для этого требуется сильная оптомеханическая связь, что довольно сложно реализовать для массивных пробных масс. Например, в больших лазерных детекторах гравитационных волн пока не удается наблюдать квантовое поведение пробных масс. Был рассмотрен интерферометр Майкельсона – Саньяка (ИМС) с микромембраной и найдены условия усиления оптомеханической связи за счет использования несимметричного светоделителя на входе и частично прозрачной мембраны, играющей роль пробной массы. Показано, что в такой схеме возникают два типа оптической связи одновременно: диссипативная и дисперсионная. Особенностью такой комбинации является появление оптической жесткости даже при резонансной накачке. Проанализированы два типа резонаторов Фабри–Перо, которые образованы обычным зеркалом и ИМС: а) резонатор накачивается через обычное зеркало, а через ИМС считывается выходной сигнал; б) резонатор накачивается через ИМС, а сигнал считывается через обычное зеркало. Схема (б) представлена на рис. 2.

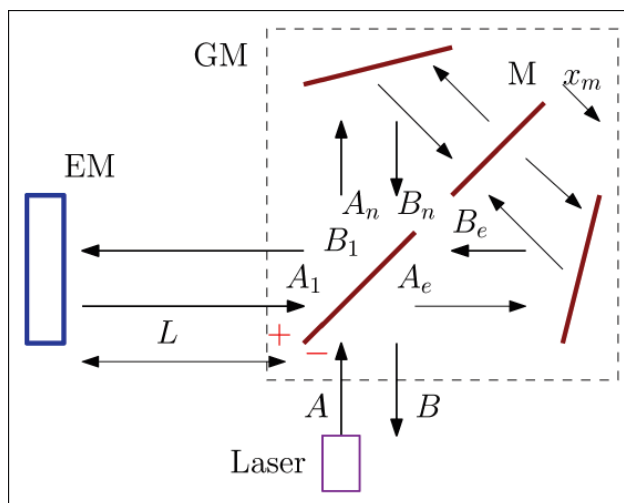


Рис. 2. Схема интерферометра Фабри – Перо, в которой интерферометр Майкельсона – Саньяка используется как входное зеркало.

Показано, что несимметричность светоделителя сильно увеличивает величину оптомеханической связи и позволяет наблюдать: 1) квантовые флуктуации силы светового давления на мембрану, 2) сжатие выходного света, 3) охлаждение механической степени свободы. Сформулированы условия для экспериментального наблюдения упомянутых эффектов в проанализированной схеме [15].

Предложена новая процедура квантового вариационного измерения с двумя накачками, которая позволяет преодолевать стандартный квантовый предел в широкой полосе частот [16]. Пусть сигнальная резонансная сила действует на механический осциллятор, его масса является одним из зеркал в интерферометре Майкельсона – Саньяка (ИМС). В предлагаемом методе используются две оптические моды, включающие в себя ИМС, их частоты разнесены на частоту механического осциллятора. Оптомеханическая схема представлена на рис. 3.

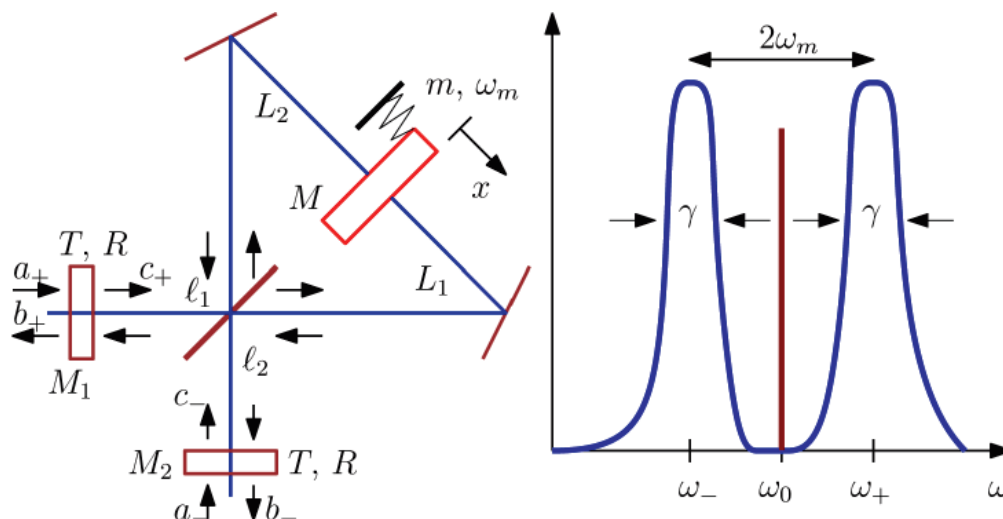


Рис. 3. Оптомеханическая схема, использующая две оптические моды: а – схема интерферометра Майкельсона – Саньяка, в котором полностью отражающее зеркало M является массой пробного осциллятора в сложном резонаторе; б – две собственные моды с частотами ω^- и ω^+ , связанные с механическим осциллятором, накачиваются независимо. В выходных сигналах содержится информация о смещении осциллятора.

Показано, что, накачивая обе оптические моды и детектируя выходное поле каждой отдельно, можно полностью исключить обратное флуктуационное влияние в широкой полосе частот. Важным отличием предложенной процедуры является использование двух выходов оптических волн, именно это позволяет исключить обратное флуктуационное влияние в широкой полосе частот.

Рассмотрена простейшая модель новой процедуры квантового вариационного измерения с двумя накачками, которая позволяет преодолевать стандартный квантовый предел в широкой полосе частот. Пусть механический осциллятор представляет собой идеально отражающее зеркало на пружине без потерь, на которое падает две волны, чьи частоты отличаются друг от друга на частоту механического осциллятора. Показано, что, детектируя отраженные волны отдельно (измеряя специально выбранные квадратуры с помощью балансного гомодинного детектора), можно полностью исключить обратное флуктуационное влияние в широкой полосе частот [17].

Предложена и проанализирована новая оригинальная схема широкополосного вариационного измерения с помо-

щью оптического датчика [18], которая позволяет преодолеть СКП для осциллятора в широкой полосе частот (ранее предлагались схемы, преодолевающие СКП лишь в некоторой узкой полосе частот). Схема состоит из механического осциллятора, на который действует резонансная сигнальная сила, оптомеханически связанного с тремя оптическими модами. Средняя оптическая мода накачивается, а крайние моды отстроены от нее на частоту механического осциллятора. Волны, выходящие из крайних оптических мод, содержат информацию о смещении механического осциллятора. Эти волны детектируются независимо, в частности могут быть измерены их произвольные оптические квадратуры. Схема измерения представлена на рис. 4.

Принцип широкополосного вариационного измерения заключается в следующем: накачивается средняя мода оптического триплета, измеряются квадратуры выходных полей из мод с частотами ω^- и ω^+ независимо с помощью соответствующих балансных гомодинных детекторов. Результаты затем комбинируются в постобработке, это позволяет полностью исключить обратное флуктуационное влияние в широкой полосе.

Например, можно измерить амплитудные квадратуры и произволь-

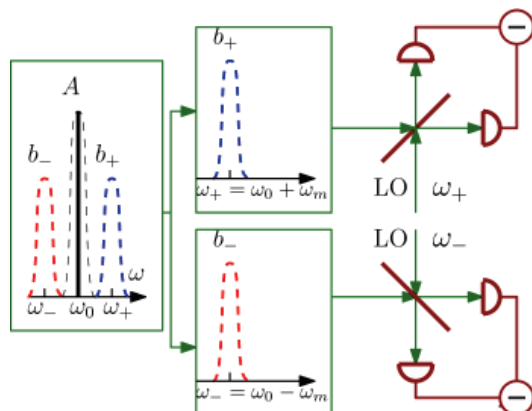


Рис. 4. Схематическое объяснение принципа широкополосного вариационного измерения.

но комбинировать их. Показано, что, например, можно взять сумму и разность амплитудных квадратур этих мод и скомбинировать их (пропустив через нужные фильтры), так что обратное флуктуационное влияние будет полностью исключено. В качестве другого примера показано, что можно взять сумму и разность фазовых квадратур этих мод и аналогично скомбинировать их. Важно, что эта компенсация (обратного флуктуационного влияния, а значит, и преодоление СКП) возможна в широкой полосе. Было показано, что предложенная схема широкополосного вариационного измерения подобна предложенной ранее так называемой подсистеме, свободной от квантовой механики (quantum-mechanics-free subsystems), которая преодолевает СКП, используя идею так называемой отрицательной массы. Главное достоинство нашей схемы – наличие двух оптических выходов, именно это позволяет полностью исключить обратное флуктуационное влияние в широкой полосе частот.

Подавление эффекта параметрической колебательной неустойчивости, возникающей в гравитационно-волновых интерферометрах нового поколения при больших мощностях оптической накачки

Увеличение чувствительности криогенных гравитационно-волновых детекторов третьего поколения типа LIGO Voyager и KAGRA предполагается достигать путем увеличения мощности оптической моды накачки в резонаторах Фабри – Перо. В свою очередь, большая циркулирующая мощность в резонаторах может привести к нелинейным эффектам, препятствующим увеличению чувствительности.

Давление света на зеркала Фабри – Перо приводит к нелинейному взаимодействию упругих мод зеркал резонаторов Фабри – Перо с оптическими модами. При этом из-за взаимодействия оптической и упругой

мод могут рождаться стоксовая оптическая мода и дополнительный квант упругой моды. Если стоксовая мода совпадет с одной из мод оптического резонатора, то преобладающим станет процесс перекачки оптической энергии в акустические колебания зеркал и может возникнуть лавинообразное нарастание амплитуд акустических колебаний. Такое явление называют параметрической колебательной неустойчивостью, которая, в свою очередь, может стать серьезной проблемой для гравитационно-волновых детекторов [19–20].

Для того чтобы иметь высокие циркулирующие мощности в резонаторах Фабри – Перо гравитационно-волновых детекторов, необходимо подавить параметрическую неустойчивость и уменьшить потери в плечах интерферометра, вызванные точечными поглотителями, путем демпфирования резонансных состояний нежелательных оптических мод высшего порядка. Это может быть эффективно достигнуто за счет использования несферических зеркал в симметричных резонаторах Фабри – Перо за счет увеличения потерь оптических мод высокого порядка. Резонаторы Фабри – Перо в большинстве гравитационно-волновых детекторов имеют неидентичные зеркала для оптимизации дифракционных потерь и снижения теплового шума за счет уменьшения размера пучка на одной стороне резонатора, обращенной к светоделителю, и резонаторов рециркуляции. Был представлен общий метод проектирования несферических неидентичных зеркал в несимметричных резонаторах Фабри – Перо для подавления оптических мод высокого порядка. Дополнительно предложенная конфигурация позволяет подавить потери мощности в плече интерферометра, вызванные точечными поглотителями на пробных массах.

С другой стороны, для прогнозирования параметрической неустойчивости необходимо знать частоты мод оптического резонатора и упругих мод зеркал. В работе был проведен расчет числа неустойчивых комбинаций упругих и стоксовых мод гравитационно-волнового детектора Advanced LIGO, а также LIGO Voyager, частот и пространственных распределений векторов смещений упругих мод. Расчеты значений факторов перекрытия для всех комбинаций упругих и оптических мод сделаны вплоть до оптических мод девятого порядка с учетом азимутального условия параметрической неустойчивости. При анализе влияния температурной зависимости модуля Юнга материала зеркал на количество неустойчивых мод в резонаторе Фабри – Перо интерферометра обнаружено пять возможных неустойчивых упругих мод вплоть до частоты 65 кГц. Одна из наиболее опасных упругих неустойчивых мод с собственной частотой 1 2876 Гц при повышении температуры зеркала на $\Delta T = 20$ К становится устойчивой, при этом моды с частотами 38 700 Гц и 51 544 Гц станут устойчивыми уже при изменении температуры на $\Delta T = 5$ К и 7 К соответственно. Однако устойчивая упругая мода с частотой 63 303 Гц может стать неустойчивой, если изменение температуры будет происходить в этом диапазоне температур. Стоит заметить, что некоторые неустойчивые упругие моды не могут стать устой-

чивыми даже при этих малых возможных изменениях температуры при различных значениях угла потерь материала зеркал (кремния) [21–22].

Метод подавления параметрической неустойчивости, основанный на температурной зависимости модуля Юнга материала зеркал, наряду с другими методами [23–25] позволяет минимизировать число неустойчивых мод в криогенном интерферометре третьего поколения LIGO Voyager.

Анализ влияния температурной зависимости модуля Юнга материала зеркал интерферометра на количество неустойчивых мод в криогенном интерферометре KAGRA (температура зеркал около 22 К) с циркулирующей мощностью 337 кВт также показал, что этот метод позволяет минимизировать число неустойчивых мод. Одна из обнаруженных неустойчивых упругих мод в резонаторе Фабри – Перо интерферометра KAGRA с собственной частотой 84 750 Гц становится устойчивой при изменении температуры зеркала на $\Delta T = 14$ К.

Оптимизация параметров зеркал гравитационно-волновых интерферометров с целью снижения тепловых шумов в зеркалах и их покрытиях

При исследовании фундаментальных шумов, вызванных тепловым движением носителей заряда в оптически прозрачных полупроводниках (например, кремния в инфракрасном свете) было найдено, что флуктуации концентрации носителей вызовут вариации показателя преломления. Показано, что для планируемых параметров этот вид шума не будет ограничивать чувствительность интерферометрических гравитационных детекторов третьего поколения с охлаждаемыми пробными массами из монокристаллического кремния [26].

В проведенных теоретических исследованиях оптических потерь в зеркалах, связанных с частичным изменением состояния поляризации при отражении, было показано, что поляризация света внутри резонатора слегка изменяется после отражения из-за того, что отражающее покрытие имеет показатель преломления, немного отличающийся в ортогональных направлениях (оптическая анизотропия). Эта анизотропия может появиться в процессе напыления отражающего покрытия вследствие упруго-оптического эффекта. Свет, отраженный в поляризацию, ортогональную основной, резонансно усиливается, это и приводит к усилению поляризационных потерь. Поляризационные потери этого типа могут быть важны в различных прецизионных экспериментах, включая квантовый измеритель скорости и гравитационные детекторы [27].

Экспериментальные исследования оптических свойств материалов охлаждаемых зеркал гравитационно-волновых интерферометров

Экспериментальные исследования оптических потерь в различных материалах в ИК-диапазоне выполнялись посредством измерения собственной добротности

микрорезонаторов с модами типа «шепчущей галереи» (МШГ) [27]. Было проведено сравнение микрорезонаторов, изготовленных из кристаллического кремния с различным типом удельной проводимости, различной величиной удельного сопротивления, а также изготовленных с использованием различных технологий выращивания. Наилучшие результаты были получены для монокристаллического кремния, выращенного методом зонной плавки (floating zone, FZ). Особое внимание уделялось кремнию, выращенному методом Чохральского в сильном магнитном поле (MCZ), поскольку этот метод позволяет получать достаточно совершенные кристаллы большого размера, необходимые для изготовления зеркал гравитационно-волновых детекторов третьего поколения. В результате проведенных исследований было показано, что добротность кремниевых МШГ-резонаторов значительно уменьшается при увеличении удельной проводимости (концентрации примесей) в кристалле, при этом тип проводимости не влияет на оптические потери, а объемное оптическое поглощение не является основным источником потерь. У микрорезонаторов из кремния с удельным сопротивлением свыше 2 кОм·см, изготовленных методом зонной плавки, были получены добротности свыше 10^9 . У микрорезонаторов из материалов, полученных методом Чохральского, получены значения $2 \cdot 10^8$ для образцов с удельным сопротивлением 6 кОм·см. Для образцов с малым удельным сопротивлением (100 Ом·см) значения добротности не превышали $2 \cdot 10^7$. Также проведены измерения добротностей в микрорезонаторах из кристаллического кремния на длине волны 6 мкм, получены рекордные значения добротности, превышающие 10^7 . Была разработана оригинальная методика, позволяющая определять вклад нелинейных эффектов и нелинейного поглощения.

Поскольку наиболее перспективным для гравитационно-волновых детекторов следующего поколения является диапазон длин волн от 2 до 2.8 мкм, на последнем этапе измерения проводились на длине волны 2 639 нм. Использовались микрорезонаторы диаметром 2.5 мм из материала с остаточной проводимостью p -типа (на предыдущих этапах именно такие резонаторы демонстрировали наименьшие потери на длине волны 1 550 нм). Серьезной проблемой в данном диапазоне является отсутствие узкополосных перестраиваемых лазеров и фотодетекторов с широкой полосой, что делает затруднительным точное измерение добротности в том случае, когда ее величина превышает $\sim 10^7$. Поэтому на данном этапе применялась оригинальная методика, основанная на использовании полупроводникового лазера в режиме затягивания на исследуемый резонатор. Измерение зависимости ширины области затягивания от расстояния между резонатором и элементом связи позволяет рассчитать добротность микрорезонатора. Для используемых образцов максимальная ширина области затягивания составила 280 нм, рассчитанная собственная добротность резонатора – $6 \cdot 10^8$. Это означает, что поглощение в кремнии на длине волны 2.6 мкм не превышает 150 ppm/cm. Параллельно проводились поиски альтернативных материалов, которые обладали бы низкими потерями в ближнем ИК-диапазоне. При использовании аналогичной технологии точения и полировки были изготовлены и исследованы микрорезонаторы из высокочистого германия. Этот материал имеет существенно большую плотность по сравнению с кремнием (5.3 г/см^3 против 2.3 г/см^3) что, в принципе, может позволить изготавливать пробные массы меньшего размера. Следует отметить, что микрорезонаторы из германия ранее не исследовались. Была разработана методика глубокой полировки поверхности германия, в результате удалось наблюдать возбуждение мод типа «шепчущей

галереи» и измерять добротность, максимальная величина которой составила $7 \cdot 10^7$.

Диссипация в охлаждаемых механических кремниевых резонаторах, вызванная электрическими полями электростатических актюаторов, используемых для позиционирования зеркал интерферометров

Важным элементом гравитационно-волновых интерферометров являются системы позиционирования положения зеркал интерферометра, которые управляют положением зеркала и обеспечивают постоянство настройки интерферометра в условиях внешних возмущений различной природы. В работах в настоящее время гравитационно-волновых детекторах подстройка положения пробных масс осуществляется с помощью электростатических актюаторов, создающих силовое воздействие при приложении электрического поля между пробной массой и дополнительными электродами [28]. Было выполнено изучение потерь и связанного с ними теплового шума, вносимых электростатическими актюаторами в колебания пробных масс. Была разработана и протестирована оригинальная методика измерения потерь в механических кремниевых резонаторах, вызванных электрическим полем. В качестве резонаторов использовались кремниевые пластины дискообразной формы – вайферы. В них возбуждались изгибные моды колебаний с собственной частотой около 800 Гц, имеющие два узловых диаметра. Измерения проводились в диапазоне температур от 100 К до 300 К. В результате теоретического анализа была разработана модель механических потерь в кремниевых резонаторах, индуцированных электрическим полем. Было показано и подтверждено в экспериментах, что при условиях, которые выполняются для кремниевых пробных масс гравитационно-волновых детекторов, эти потери пропорциональны удельному сопротивлению кремния. Необходимость обеспечения предельно малых оптических потерь в кремнии диктует использование монокристаллов кремния с минимальным количеством примесей, то есть недопированного, с большим удельным сопротивлением. Это приводит к относительно большому уровню потерь, индуцированных электрическим полем, и, соответственно, дополнительному тепловому шуму смещения пробных масс. Проведенные нами эксперименты показали, что охлаждение кремния до 123 К позволяет почти на порядок уменьшить величину потерь, индуцированных электрическим полем. Это вызвано увеличением подвижности носителей в кремнии при охлаждении в рассмотренном диапазоне температур. Также было выявлено нестационарное поведение индуцированных электрическим полем потерь в механических резонаторах из недопированного кремния. Дрейфовые эффекты, наблюдаемые при температурах выше примерно 200 К, мы связывали с изменениями поверхностной проводимости в кремниевых вайферах из-за влияния поверхностных состояний в интерфейсах между кремнием и слоем естественного оксида кремния, всегда присутствующего на

его поверхности. Кроме того, наблюдались нестационарные эффекты при измерении собственной частоты моды и потерь после приложения электрического поля. Мы объясняли их влиянием контакта между кремниевым вайфером и заземляющим его алюминиевым электродом. Эти нестационарные эффекты наблюдались в недопированном кремнии с удельным сопротивлением более 10 кОм·см. Они могут порождать избыточный шум в пробных массах интерферометрических гравитационно-волновых детекторов, и это будет предметом дальнейших исследований [29–30].

Заключение

Проведенные в работе исследования, предложенные и проанализированные новые схемы измерений, в которых чувствительность ограничивается квантовыми эффектами, обнаруженные возможные дополнительные диссипативные

эффекты и найденные способы борьбы с ними позволят в разы увеличить чувствительность гравитационно-волновых интерферометров и, таким образом, значительно увеличить объем космического пространства, доступного для исследования гравитационно-волновой астрономией. Полученные результаты интересны и важны не только для детектирования гравитационных волн. Они имеют большое значение для создания прецизионных измерительных систем в других областях науки и техники, в частности использующих микро- и нано- и электромеханические и оптомеханические системы.

Литература

1. B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, **116**, 061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.131103.
2. M. Bailes, B.K. Berger, P.R. Brady et al. *Nat. Rev. Phys.*, 2021, **3**, 344. DOI: 10.1038/s42254-021-00303-8.
3. M. Punturo, M. Abernathy, F. Acernese et al. *Clas. Quant. Grav.*, 2010, **27**, 194002. DOI: 10.1088/0264-9381/27/19/194002.
4. R.X. Adhikari, K. Arai, A.F. Brooks et al. *Clas. Quant. Grav.*, 2020, **37**, 165003. DOI: 10.1088/1361-6382/ab9143.
5. S.L. Danilishin, F.Y. Khalili, H. Miao *Living Rev. Relativ.*, 2019, **22**, 2. DOI: 10.1007/s41114-019-0018-y.
6. S.L. Danilishin, F.Y. Khalili *Living Rev. Relativ.*, 2012, **15**, 5. DOI: 10.1007/lrr-2012-5.
7. F.Ya. Khalili, E. Zeuthen *Phys. Rev. A*, 2021, **103**, 043721. DOI: 10.1103/PhysRevA.103.043721.
8. F.Y. Khalili, E.S. Polzik *Phys. Rev. Lett.*, 2018, **121**, 031101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.031101.
9. C.B. Møller, R.A. Thomas, G. Vasilakis et al. *Nature*, 2017, **547**, 191. DOI: 10.1038/nature22980.
10. E. Zeuthen, E.S. Polzik, F.Ya. Khalili *PRX Quantum*, 2022, **3**, 020362. DOI: 10.1103/PRXQuantum.3.020362.
11. M.E. Tse, H. Yu, N. Kijbunchoo et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, **123**, 231107. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.231107.
12. C. Caves *Phys. Rev. D*, 1981, **23**, 1693. DOI: 10.1103/PhysRevD.23.1693.
13. D. Salykina, F. Khalili *Symmetry*, 2023, **15**, 774. DOI: 10.3390/sym15030774.
14. A. Karpenko, S.P. Vyatchanin *Phys. Rev. A*, 2020, **102**, 023513. DOI: 10.1103/PhysRevA.102.023513.
15. A. Karpenko, S.P. Vyatchanin *Phys. Rev. A*, 2022, **105**, 063506. DOI: 10.1103/PhysRevA.105.063506.
16. S.P. Vyatchanin, A.I. Nazmiev, A.B. Matsko *Phys. Rev. A*, 2021, **104**, 023519. DOI: 10.1103/PhysRevA.104.023519.
17. S.P. Vyatchanin, A.B. Matsko *Phys. Lett. A*, 2022, **424**, 127849. DOI: 10.1016/j.physleta.2021.127849.
18. S.P. Vyatchanin, A.I. Nazmiev, A.B. Matsko *Phys. Rev. A*, 2022, **106**, 053711. DOI: 10.1103/PhysRevA.106.053711.
19. V.B. Braginsky, S.E. Strigin, S. Vyatchanin *Phys. Lett. A*, 2001, **287**, 331. DOI: 10.1016/S0375-9601(01)00510.
20. M. Evans, S. Gras, P. Fritschel et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **114**, 161102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.161102.
21. S.E. Strigin *Physics Open*, 2020, **5**, 100035. DOI: 10.1016/j.physo.2020.100035.
22. С.Е. Стрыгин *Вестн. Моск. ун-та, Сер. 3. Физ. Астрон.*, 2024, **79**(4), 2440301. DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2440301.
23. C. Blair, S. Gras, R. Abbot et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, **118**, 151102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.151102.
24. J. Degallaix, Ch. Zhao, L. Ju, D. Blair *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, **24**(6), 1336. DOI: 10.1364/JOSAB.24.001336.
25. S. Biscans, S. Gras, C.D. Blair, J. Driggers, M. Evans, P. Fritschel, T. Hardwick, G. Mansell *Phys. Rev. D*, 2019, **100**, 122003. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.122003.
26. F. Bruns, S.P. Vyatchanin, J. Dickmann, R. Glaser, D. Heinert, R. Nawrodt, S. Kroker *Phys. Rev. D*, 2020, **102**, 022006. DOI: 10.1103/PhysRevD.102.022006.
27. V.B. Braginsky, M.L. Gorodetsky, V.S. Il'chenko *Proc. SPIE*, 1993, **2097**, 283. DOI: 10.1117/12.183155.
28. M. Aston, M.A. Barton, A.S. Bell et al. *Clas. Quant. Grav.*, 2012, **29**, 235004. DOI: 10.1088/0264-9381/29/23/235004.
29. Y.Yu. Klochkov, L.G. Prokhorov, M.S. Matiushechkina, R.X. Adhikari, V.P. Mitrofanov *Rev. Sci. Instr.*, 2022, **93**, 014501. DOI: 10.1063/5.0076311.
30. Y.Yu. Klochkov, V.P. Mitrofanov *Appl. Phys. Lett.*, 2023, **122**, 142109. DOI: 10.1063/5.0143587.

English

Fundamental Noises and Sensitivity Limits of Interferometric Gravitational-Waves Detectors of a New Generation*

Igor A. Bilenko

M.V. Lomonosov Moscow State University
1, bld. 2, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia
igorbilenko@gmail.com

Sergey P. Vyatchanin

Professor,
M.V. Lomonosov Moscow State University
1, bld. 2, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia
svyatchanin@phys.msu.ru

Valeriy P. Mitrofanov

Professor,
M.V. Lomonosov Moscow State University
1, bld. 2, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia
vpmitrofanov@physics.msu.ru

Sergey E. Strigin

M.V. Lomonosov Moscow State University
1, bld. 2, Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia
strigin@physics.msu.ru

Farit Y. Khalili

Russian Quantum Center
30, Block 1, Bolshoy Boulevard, Skolkovo Innovation Center,
Moscow, 121205, Russia
f.khalili@rqc.ru

Abstract

The work is aimed at developing a new field of science – gravitational-wave astronomy and is devoted to the development of methods for increasing the sensitivity of new generation interferometric gravitational wave detectors based on: 1) reducing the level of fundamental noise in interferometer mirrors due to their cooling to low temperatures, reducing dissipation in mechanical oscillation modes and reducing optical absorption in mirrors, where monocrystalline high-purity silicon is chosen as the base material for the mirrors, although the possibility of using sapphire and other materials is not excluded; 2) development of effective methods for quantum measurements of the impact of gravitational waves on interferometer mirrors, allowing the impact of quantum noise in gravitational-wave interferometer signal recording systems to be reduced and the standard quantum sensitivity limit to be overcome, as well as methods for suppressing the effect of parametric oscillatory instability that occurs in gravitational-wave interferometers at high optical pumping powers. The theoretical analysis, based on the latest advances in quantum measurement theory and quantum optics, is combined with detailed experimental studies of optical absorption and mechanical dissipation processes in elements of gravitational-wave detectors.

Keywords: gravitational waves, interferometric detectors, noise, quantum limits of sensitivity.

*The work was financially supported by RFBR (project 19-29-11003).

Images

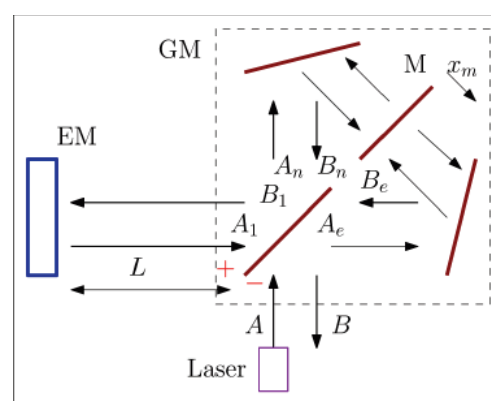
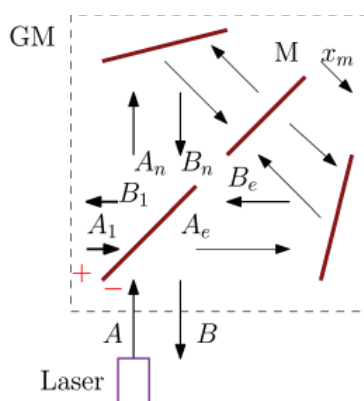


Fig. 1. The simplest optical circuit that does not contain resonators.

Fig. 2. Schematic diagram of a Fabry - Perot interferometer in which a Michelson - Sagnac interferometer is used as an input mirror.

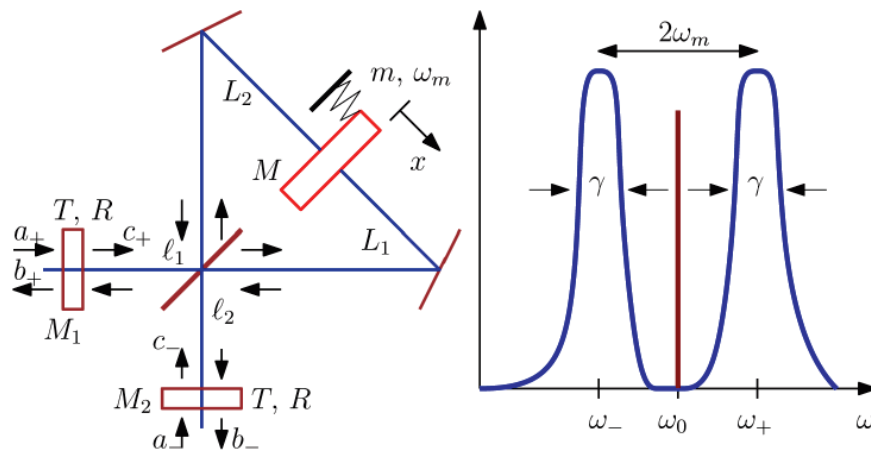


Fig. 3. Optomechanical scheme using two optical modes: a – scheme of a Michelson – Sagnac interferometer in which the fully reflecting mirror M is the mass of a test oscillator in a complex resonator; b – two eigenmodes with frequencies ω^- and ω^+ , associated with a mechanical oscillator, are pumped independently. The output signals contain information about the oscillator displacement.

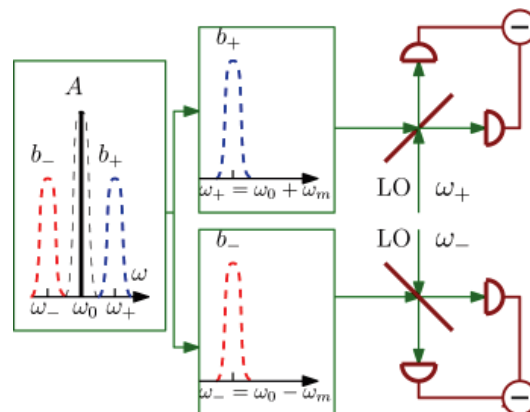


Fig. 4. Schematic explanation of the principle of broadband variational measurement.

References

1. B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, **116**, 061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.131103.
2. M. Bailes, B.K. Berger, P.R. Brady et al. *Nat. Rev. Phys.*, 2021, **3**, 344. DOI: 10.1038/s42254-021-00303-8.
3. M. Punturo, M. Abernathy, F. Acernese et al. *Clas. Quant. Grav.*, 2010, **27**, 194002. DOI: 10.1088/0264-9381/27/19/194002.
4. R.X. Adhikari, K. Arai, A.F. Brooks et al. *Clas. Quant. Grav.*, 2020, **37**, 165003. DOI: 10.1088/1361-6382/ab9143.
5. S.L. Danilishin, F.Y. Khalili, H. Miao *Living Rev. Relativ.*, 2019, **22**, 2. DOI: 10.1007/s41114-019-0018-y.
6. S.L. Danilishin, F.Y. Khalili *Living Rev. Relativ.*, 2012, **15**, 5. DOI: 10.1007/lrr-2012-5.
7. F.Ya. Khalili, E. Zeuthen *Phys. Rev. A*, 2021, **103**, 043721. DOI: 10.1103/PhysRevA.103.043721.
8. F.Y. Khalili, E.S. Polzik *Phys. Rev. Lett.*, 2018, **121**, 031101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.031101.
9. C.B. Møller, R.A. Thomas, G. Vasilakis et al. *Nature*, 2017, **547**, 191. DOI: 10.1038/nature22980.
10. E. Zeuthen, E.S. Polzik, F.Ya. Khalili *PRX Quantum*, 2022, **3**, 020362. DOI: 10.1103/PRXQuantum.3.020362.
11. M.E. Tse, H. Yu, N. Kijbunchoo et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, **123**, 231107. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.231107.
12. C. Caves *Phys. Rev. D*, 1981, **23**, 1693. DOI: 10.1103/PhysRevD.23.1693.
13. D. Salykina, F. Khalili *Symmetry*, 2023, **15**, 774. DOI: 10.3390/sym15030774.
14. A. Karpenko, S.P. Vyatchanin *Phys. Rev. A*, 2020, **102**, 023513. DOI: 10.1103/PhysRevA.102.023513.
15. A. Karpenko, S.P. Vyatchanin *Phys. Rev. A*, 2022, **105**, 063506. DOI: 10.1103/PhysRevA.105.063506.
16. S.P. Vyatchanin, A.I. Nazmiev, A.B. Matsko *Phys. Rev. A*, 2021, **104**, 023519. DOI: 10.1103/PhysRevA.104.023519.
17. S.P. Vyatchanin, A.B. Matsko *Phys. Lett. A*, 2022, **424**, 127849. DOI: 10.1016/j.physleta.2021.127849.
18. S.P. Vyatchanin, A.I. Nazmiev, A.B. Matsko *Phys. Rev. A*, 2022, **106**, 053711. DOI: 10.1103/PhysRevA.106.053711.
19. V.B. Braginsky, S.E. Strigin, S. Vyatchanin *Phys. Lett. A*, 2001, **287**, 331. DOI: 10.1016/S0375-9601(01)00510.
20. M. Evans, S. Gras, P. Fritschel et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, **114**, 161102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.161102.
21. S.E. Strigin *Physics Open*, 2020, **5**, 100035. DOI: 10.1016/j.physo.2020.100035.
22. S.E. Strigin *Moscow Univ. Phys.*, 2024, **79**, 462. DOI: 10.3103/S0027134924700553.

23. C. Blair, S. Gras, R. Abbot et al.
Phys. Rev. Lett., 2017, **118**, 151102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.151102.
24. J. Degallaix, Ch. Zhao, L. Ju, D. Blair
J. Opt. Soc. Am. B, 2007, **24**(6), 1336.
DOI: 10.1364/JOSAB.24.001336.
25. S. Biscans, S. Gras, C.D. Blair, J. Driggers, M. Evans,
P. Fritschel, T. Hardwick, G. Mansell
Phys. Rev. D, 2019, **100**, 122003. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.122003.
26. F. Bruns, S.P. Vyatchanin, J. Dickmann, R. Glaser, D. Heinert,
R. Nawrodt, S. Kroker
Phys. Rev. D., 2020, **102**, 022006. DOI: 10.1103/PhysRevD.102.022006.
27. V.B. Braginsky, M.L. Gorodetsky, V.S. Il'chenko
Proc. SPIE, 1993, **2097**, 283. DOI: 10.1117/12.183155.
28. M. Aston, M.A. Barton, A.S. Bell et al.
Clas. Quant. Grav., 2012, **29**, 235004.
DOI: 10.1088/0264-9381/29/23/235004.
29. Y.Yu. Klochkov, L.G. Prokhorov, M.S. Matiushechkina,
R.X. Adhikari, V.P. Mitrofanov
Rev. Sci. Instr., 2022, **93**, 014501.
DOI: 10.1063/5.0076311.
30. Y.Yu. Klochkov, V.P. Mitrofanov
Appl. Phys. Lett., 2023, **122**, 142109.
DOI: 10.1063/5.0143587.

Поиск гравитационных сигналов коллапсирующих объектов в Галактике*

В.Н. Руденко, А.В. Гусев, Н.Л. Квашинин, С.М. Попов, С.И. Орешкин

Выполнялся мониторинг импульсных возмущений наземного фона гравитационного градиента, порождаемых астрофизическими и внутриземными катаклизмами. Основной целью являлась регистрация всплесков гравитационного излучения от релятивистских катастроф в Галактике, а также скрытых взрывных процессов внутренних земных структур. Экспериментальные исследования проводились с помощью оптоакустической гравитационной антенны ОГРАН, лазерного гравитационного интерферометра VIRGO и вспомогательной сейсмической аппаратуры в главной штольне Баксанской нейтринной обсерватории (БНО ИЯИ РАН). Выполнены измерения баланса акустических, оптических и электронных шумов антенны ОГРАН по отношению к шумам окружения. Проведены измерения сейсмического фона в БНО в низкочастотном диапазоне от 0.1 Гц до 10 Гц. Завершена обработка данных многолетних измерений низкочастотных гравитационных возмущений на интерферометре VIRGO с базой 3 км. Получена мажорирующая оценка магнитуды возмущений для колебаний внутреннего земного ядра. Решенные в данном проекте задачи демонстрируют его мультидисциплинарный характер, обеспечивающий получение новых знаний в астрофизике (уточнение физических процессов при слияниях звезд и коллапсах), ядерной физике (уточнение уравнений состояния нейтронных звезд) и геодинимике (процессы внутренней Земли и сейсмоакустики).

Ключевые слова: гравитационные детекторы, многоканальная астрономия.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №19–29–11010).

Введение

Поиски гравитационного излучения от космических объектов начинались с использования массивных твердотельных болванок (акустических резонаторов) в качестве детекторов гравитационных волн (знаменитые опыты Вебера в конце 60-х годов XX в. [1]). Далее осознание того, что оптическая интерферометрия является гораздо более чувствительной методикой регистрации слабых возмущений пробных тел и сред, привело к отказу от твердотельных детекторов и их замене на оптические интерферометры длинной базы с подвесными массами-зеркалами. Возникли международные научные коллаборации LIGO, VIRGO, реализовавшие проекты больших интерферометров с базами в 4 и 3 км.

Первая регистрация в 2016 г. гравитационно-волнового сигнала от слияния двойной, образованной двумя черными дырами с массами порядка 30 масс Солнца, с расстояния в

400 Мрс явилась знаковым событием, подтверждающим реальность надежд на гравитационно-волновую астрономию как нового уникального канала информации в нашем познании Вселенной [2]. Величина сигнала, зафиксированного детекторами LIGO, составила $h \approx 10^{-21}$ по безразмерной амплитуде гравитационной волны (или вариации пространственной метрики на геометрическом языке) при средней несущей частоте в 150 Гц. По форме сигнал укладывался в хрестоматийный портрет так называемого «чирпа»: радиопуга с меняющейся несущей и тремя характерными фазами: скручивание (inspiral), слияние (merging) и релакса-



РУДЕНКО
Валентин Николаевич
профессор,
Государственный астро-
номический институт
им. П.К. Штернберга МГУ



ГУСЕВ
Андрей Викторович
Государственный астро-
номический институт
им. П.К. Штернберга МГУ



КВАШИН
Николай Леонидович
Институт лазерной
физики СО АН



ПОПОВ
Сергей Михайлович
Государственный астро-
номический институт
им. П.К. Штернберга МГУ



ОРЕШКИН
Сергей Иванович
Государственный астро-
номический институт
им. П.К. Штернберга МГУ

ция (ring-down). До конца 2016 г. была зарегистрирована еще пара подобных сигналов, но с меньшей амплитудой [3]. Это достижение породило новый всплеск активности вовлеченных научных коллабораций и отдельных групп с выдвижением ряда предложений по новым долгосрочным проектам детекторов повышенной чувствительности, таких как Einstein Telescope [4], Voyager и Cosmic Endower [5]. Перечисленные выше уже действующие детекторы, как и будущие проекты, весьма затратные финансово. В этом отношении российский проект создания оригинальной установки ОГРАН (Оптоакустическая Гравитационная Антенна) требовал финансирования доступного в рамках типичных программ развития институтов РАН.

Идея гравитационной антенны как некоторой комбинации принципов твердотельных резонансных детекторов и лазерных интерферометров на свободных массах обсуждалась в середине 1980-х годов. Ее относительно законченная формулировка была представлена в работе [6], где анализировался веберовский детектор с оптическим резонатором Фабри – Перо (ФП), закрепленным на его поверхности и питающимся от внешнего стабилизированного лазера. Масштаб обеих степеней свободы – акустической и оптической – предполагался одинаковым (зеркала ФП фиксировались на торцах цилиндрического тела детектора), поэтому при расчете его реакции на гравитационную волну следовало учитывать мультипликативный характер взаимодействия. Для детекторов с оптическим сенсором в виде мини-ФП-резонатора с микронным зазором этого не требовалось, сенсор был только датчиком акустических колебаний.

В результате комбинированный детектор имел сложный отклик, содержащий оптическую и акустическую части, что, в принципе, должно было облегчать процедуру его фильтрации из шумового фона. Вторым важным аспектом такой конфигурации была малость «обратного флуктуационного влияния» оптической

степени свободы на акустическую [7]. Это влияние проявлялось через флуктуации светового давления на зеркала интерферометра, которое становится критическим только при очень больших мощностях накачки (>10 кВт). При средних значениях порядка единиц ватт оно пренебрежимо мало, и можно наращивать коэффициент преобразования полезного сигнала, увеличивая амплитуду накачки. При этом также корневым образом должен был снижаться уровень фотонного шума. В итоге оптическая (интерферометрическая) система регистрации является самой прецизионной на сегодняшний день, что доказано на практике установками LIGO и VIRGO, в которых измеряются абсолютные смещения зеркал на рекордно малом уровне ~ 10 – 16 см.

В комбинированной антенне уровень фотонного шума может быть столь низким, что основным шумовым фоном становится тепловые броуновские колебания акустического детектора (датчик выглядит идеальным регистратором). Здесь методы борьбы хорошо известны: требуется высокая акустическая добротность и охлаждение детектора. Но даже при комнатной температуре и средней добротности $\sim 10^5$ чувствительность детектора к метрическим вариациям может достигать $\sim 10^{-20}$ в полосе порядка единиц герц вокруг резонансной частоты детектора. Интересно, что это сравнимо с чувствительностью криогенных твердотельных детекторов, но достигается без глубокого охлаждения.

Расчет конкретных параметров комбинированной оптоакустической гравитационной антенны, оптической и механической ее частей был выполнен в работе [8]. Выяснилось, что для необходимого снижения влияния оптического шума требуется весьма высокая резкость ФП резонатора (Финесс) $F \geq 10^4$, то есть нужны высоко рефлективные зеркала с ничтожно малым поглощением (единицы ппм). Впоследствии такие зеркала были изготовлены для ОГРАН в Лионе на оптическом предприятии (Laboratoire Matériau Avancé).

Разработка антенны ОГРАН была начата в 2005 г. как совместный проект МГУ и Академии наук в составе трех институтов: ГАИШ МГУ, ИЯИ РАН и ИЛФ СО РАН с конечной целью создания гравитационной антенны оригинальной конструкции при размещении ее для долговременных наблюдений в подземных условиях БНО ИЯИ РАН. Финансирование осуществлялось в рамках ЦНТП РАН по созданию новой техники. Работы в основном завершились в 2012 г.: антенна была собрана и протестирована на базе ГАИШ МГУ, показав характеристики, близкие к проектным. В 2014 г. состоялась ее передислокация в БНО, где к этому времени закончилось строительство специальной лаборатории на отметке 1 500 м от входа в штольню Главную. Около 5 лет потребовалось для доработки и адаптации антенны к подземным условиям БНО. К моменту начала исследований по гранту МК РФФИ проводились работы по автоматизации поддержания рабочего режима антенны и ее прецизионной термостабилизации. Подробное описание ОГРАН с техническими характеристиками можно найти, например, в [9]. Принципиальная схема антенны ОГРАН представлена на рис. 1.

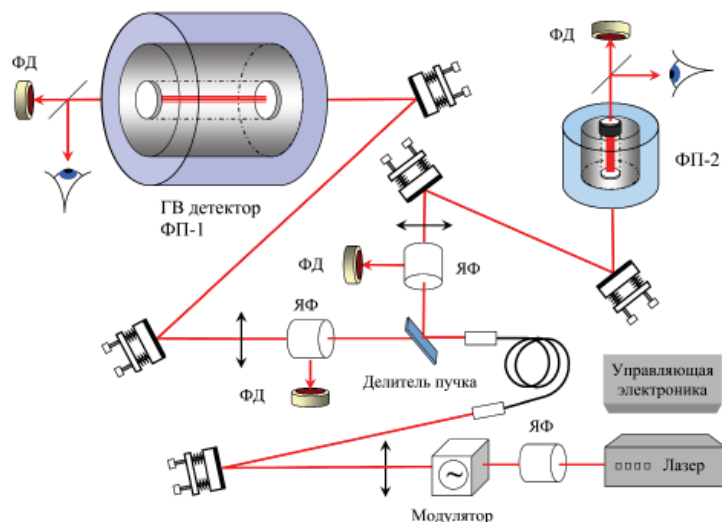


Рис. 1. Принципиальная схема установки ОГАН. На рисунке используются следующие обозначения: ФП-1 и ФП-2 – интерферометры Фабри – Перо сформированные зеркалами, закреплёнными на торцах гравитационного детектора (ГВ детектор ФП-1) и опорного эталона (ФП-2), расположенных в вакуумных камерах; ЯФ – ячейки Фарадея; ФД – фотодетекторы; модулятор – фазовый модулятор лазерной накачки на частоте 10.7 МГц. «Глазом» обозначены камеры контроля модового состава лазерного излучения.

Принцип действия антенны ОГАН

Принцип действия антенны базируется на классической схеме, известной как «компаратор частотных эталонов», в которой детектируемый сигнал появляется в результате сравнения пары высокостабильных оптических резонаторов (рис. 1). Внешний одномодовый лазер, используемый для оптической накачки антенны, замкнут цепью обратной связи с протяженным высокодобротным оптическим эталоном – интерферометром Фабри – Перо (ФП-1). Зеркала этого эталона закреплены на торцах акустического резонатора, – большой алюминиевой болванки (стержня) длиной $L=2$ м и массой $M\approx 2$ т, имеющего центрально-осевой канал для прохода оптического излучения.

Гравитационная волна вызывает возмущение как акустической, так и оптической степеней свободы, сдвигая частоту оптического резонанса. Система обратной связи соответственно перестраивает частоту генерации лазера, удерживая резонансную настройку ФП-1. Таким образом, гравитационные возмущения кодируются в вариациях частоты накачки антенны. Эти вариации регистрируются с помощью дифференциальной схемы (компаратора), содержащей второй короткий ФП-резонатор (эталон ФП-2) ($l=45$ см), который работает как оптический частотный дискриминатор. Для увеличения температурной стабильности тело короткого эталона выполнено из материала со сверхнизким коэффициентом теплового расширения – ситалла СО-115М [10].

Выходной сигнал этой схемы пропорционален разности частот лазера (или эталона ФП-1) и дискриминатора (эталона ФП-2). В результате частота лазерного излучения содержит информацию о гравитационных возмущениях оптоакустического детектора ОГАН, это изменения базы зеркал ФП-1 или вариации показателя преломления между ними.

Исходный рабочий режим, или «рабочая точка антенны», в точности соответствует резонансной настройке обоих оптических резонаторов. Для большого резонатора ФП-1 это достигается путем изменения частоты накачки лазера. Одно из зеркал ФП-2 опорного резонатора (дискриминатора) закреплено на пьезокерамике, которая по низкой частоте управляется напряжением цепи обратной связи. Таким образом, резонансная частота дискриминатора фиксируется на низких частотах (ниже 100 Гц). На сигнальных частотах, близких к 1 кГц, зеркала дискриминатора оказываются свободными и разностный сигнал компаратора пропорционален величине возмущения гравитационной волны (ГВ). Сигнал ошибки в обоих плечах (детектора и дискриминатора) получается с помощью известной схемы Паунда – Дривера – Холла, которая предполагает введение фазовой модуляции на радиочастоте (10.7 МГц) входного оптического излучения. Отраженный от опорного резонатора (дискриминатора) луч синхронно демодулируется на фотодетекторе. Амплитуда фототока пропорциональна разнице между частотой лазерного излучения и собственной частотой ФП-2 эталона дискриминатора, которая предполагается достаточно стабильной. Для устойчивого функционирования всей антенны предусмотрена также стабилизация амплитуды лазерной накачки.

Оптическая схема ОГАН при отсутствии внешних гравитационных возмущений должна работать в режиме нулевого выходного сигнала (работа «в темном пятне», как принято во всех больше-базовых лазерных гравитационных интерферометрах). В то же время она не требует непосредственной интерференции между двумя лучами, что существенно облегчает техническую реализацию детектора.

Программа наблюдений наземного гравиградиентного фона на установке ОГАН предусматривает ее совместную работу с подземным сцинтилляционным нейтринным телескопом, также установленным в БНО. Поиск

нейтрино-гравитационных событий – совпадающих возбуждений обоих детекторов в реальном времени призван заменить традиционную «схему совпадений» тождественных, но разнесенных приемников. Это соответствует идее мультиканального поиска релятивистских катастроф [11]. Подземное расположение ОГРАН резко снижает поток высоко энергичных космических частиц, которые создают «негравитационные срабатывания» антенны. Это устраняет необходимость параллельного контроля и фильтрации по принципу «антисовпадений» радиационного космического фона соответствующими датчиками, как это было в случае наземных криогенных антенн. Однако для фильтрации гравитационных возбуждений геофизической природы рядом с ОГРАН установлен детектор веберовского типа (УЛИТКА), который участвовал в эксперименте по проверке опытов Вебера в 1970-х годах и был возвращен в строй в 1990-х на базе ГАИШ МГУ. Его чувствительности не хватает для регистрации ГВ-сигналов из космоса. По «антисовпадениям» с ним можно существенно снизить фон подозрительных шумовых всплесков ОГРАН [9]. Интересно, что данные УЛИТКИ в том же качестве фильтра геофизических сигналов привлекались для проверки эффекта «избыточных совпадений в плоскости Галактического диска» на криогенных детекторах Explorer и Nautilus.

Конструктивные особенности ОГРАН

Вернемся к принципиальной оптоэлектронной схеме установки, представленной на рис. 1. Как уже отмечалось, ее дизайн относится к типу конструкции, называемому компаратором оптических эталонов. Она состоит из двух контуров обратной связи. Первый связывает оптический резонатор ФП-1 на большой болванке (условно «акустический детектор») с лазером оптической накачки, частота которого автоматически настраивается в оптический резонанс с полостью ФП-1.

Любое изменение оптической длины ФП преобразуется в изменение частоты излучения накачки.

Второй контур является измерительным. Он состоит из дополнительной полости ФП-2 (закрепленной на малой твердотельной болванке), именуемой «частотный дискриминатор», освещаемой тем же лазером накачки, но настраиваемой в резонанс с помощью независимого пьезокерамического драйвера, прикрепленного к одному из зеркал дискриминатора. Его выходной сигнал пропорционален разности частот между лазерной накачкой и полостью дискриминатора. Любое изменение длины болванки акустического детектора (выше частоты среза обратной связи 100 Гц) отражается в выходном сигнале дискриминатора. Стоит еще раз подчеркнуть физическую специфику ОГРАН: гравитационная волна взаимодействует не только с акустической степенью свободы, но и с электромагнитным полем в полости ФП. Это приводит к сложной структуре сигнального отклика с оптической и акустической частями. Платой за эту оригинальность является проблема создания крупногабаритной полости ФП с большой резкостью, жестко связанной с акустическим резонатором без потери его высокой механической добротности Q .

Первоначальный вариант антенны ОГРАН был подробно описан в статье [9]. Она имела следующие физико-технические характеристики: акустический детектор – эффективная масса $M=2 \cdot 10^3$ кг, длина $L=2$ м, акустическая резонансная частота – 1.3 кГц при механической добротности $Q=10^5$. Параметры оптической части были следующими: длина волны лазера 1064 нм, полная мощность лазера $W=2$ Вт, эффективная мощность в петлях FP полостей 0.05 Вт, резкость $F=3\,000$ полости детектора, $F=1\,500$ полости дискриминатора, контраст интерференции $C=0.2$. Экспериментальная кривая чувствительности в виде спектральной плотности шума изображена на рис. 2 и была представлена в [12]. Она сводится к минимальной обнаружимой деформации $(\Delta L/L)f=10^{-18}$ Гц $^{-1/2}$ в полосе пропускания $\Delta f=30$ Гц и $(\Delta L/L)f \cdot 10^{-19}$ Гц $^{-1/2}$ в полосе пропускания $\Delta f=4$ Гц вокруг центральной частоты приемника 1.3 кГц.

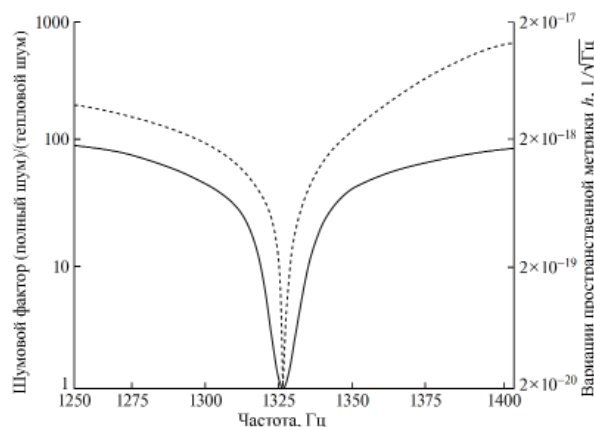


Рис. 2. Чувствительность установки ОГРАН после модернизации в единицах вариации метрики пространства.

Описанная первоначальная версия оптоакустической гравитационной антенны была радикально модернизирована.

вана, что привело к существенному улучшению ее рабочих характеристик. Основные работы по модернизации были выполнены в рамках проекта РФФИ №19-29-11010.

Результаты исследований

Основные результаты, полученные при исполнении плана работ над проектом, кратко представлены ниже. Первые 5 пунктов непосредственно касаются установки ОГРАН; следующие пять пунктов содержат исследования, ассоциированные с наземным гравитационно-волновым экспериментом:

1. Оригинальная установка ОГРАН – комбинированная оптоакустическая гравитационная антенна, сочетающая в себе принципы твердотельных резонансных градиометров и оптических гравитационных интерферометров, функционирует в режиме непрерывных наблюдений. Эквивалентное увеличение базы ОГРАН, ведущее к росту чувствительности антенны, достигается за счет применения резонаторов Фабри – Перо с рекордно большой резкостью $\sim 10^5$ при использовании зеркал высоких технологий с малыми потерями. Это потребовало модернизировать цепи фотоприемников в составе антенны (переход на фотодиоды InGaAs) для адаптации к возросшей величине гравитационного-оптического преобразования). В итоге достигнут уровень чувствительности (спектральной плотности мощности шума), изображенный на *рис. 2*, достаточный для регистрации всплесков ГВ от источников, расположенных в нашей Галактике. Результаты модернизации представлены в [12].

Новые фотоприемники выполнены на основе полупроводникового материала InGaAsP с большим квантовым выходом на рабочей длине волны излучения лазера. Вследствие этого увеличилась их чувствительность и расширилась рабочая полоса частот, что привело к большей устойчивости электронных цепей к самовозбуждению. Для уменьшения наводок цепи питания были дистанционно разнесены в монтажном блоке. Кроме того, непосредственно в корпусе фотоприемника установлены дополнительные стабилизаторы питающих напряжений. Модернизации подверглась также система синхронного детектирования в обоих плечах ОГРАН. Были использованы компактные микросхемы внешних синхронных детекторов, которые крепятся прямо на подводящий кабель в непосредственной близости от фотоприемника.

Сигналы опорных частот 10.7 МГц (для питания электрооптического модулятора), а также синхронного детектирования в обоих каналах в новом варианте подаются от высокостабильных лабораторных генераторов RIGOL DG822. Эти генераторы имеют внешний вход синхронизации для согласования сигналов. Один из генераторов (питающий модулятор) – ведущий. Он ставится в режим внутренней синхронизации. Его фаза принята за нулевой отсчет. Два других генератора (для синхронного детектирования в обоих каналах) являются ведомыми, включены в режим внешней синхронизации от первого генератора. Их фазы устанавливаются по максимуму сигналов Паунда – Дривера на выходах синхронных детекторов.

Все генераторы предусматривают возможность дистанционного управления, поэтому контроль фаз может осуществляться удаленно, что облегчает настройку системы регистрации сигнала без появления оператора в подземной лаборатории на ПК-14, неизбежно влекущего за собой некоторое изменение температурного фона в районе установки.

2. Важным экспериментальным достижением является создание цифровой системы автоматического управления (включая удаленный текущий контроль) установкой ОГРАН с автозахватом рабочей точки после случайных срывов. В качестве линии контроля организован и функционирует отдельный канал связи с малыми задержками.

3. Многократные измерения акустических, оптических и электронных шумов ОГРАН показали существенную зависимость их относительной роли от качества юстировки ФП-резонаторов в обоих плечах антенны (плечи детектора и дискриминатора). При оптимальной настройке спектральная амплитуда акустического пика превышает уровень оптоэлектронных шумов на два порядка. Шумы окружения в отсутствие явных механических и электрических возмущений не создают гравитационно-деформационного фона в окрестности резонансной частоты антенны 1.3 кГц, превышающего $10^{-18} \text{ Гц}^{-1/2}$ [12].

4. Обнаружены эффекты длительной тепловой релаксации ОГРАН [13]. За 12 мес. непрерывной работы установки вскрыты особенности ее тепловой релаксации, показавшие необходимость активной термостабилизации камеры ВК-10 (камера подвески большого акустического детектора). Фактически ФП-резонаторы акустического детектора и дискриминатора имеют сильно отличающиеся времена релаксации. Алюминиевый твердотельный детектор релаксирует по температуре гораздо быстрее тела ситалового дискриминатора. Даже слабые вариации температуры акустического детектора влияют на положение цен-

тральной частоты броуновского пика и стабильность захвата рабочей точки. В результате требуется прецизионный температурный контроль теплового режима камеры ВК-10 с помощью активного термочехла с активной системой управления.

Потребность прецизионной термостабилизации акустического резонатора детектора ОГАН явно просматривается при слежении за спектральной плотностью теплового броуновского пика. Измерения спектра многократно проводились со спектральным разрешением 10^{-3} Гц. Центр резонансного пика ОГАН приходится на частоту 1.3 КГц. Даже очень слабые вариации (в пределах динамического диапазона) температуры акустического детектора ОГАН влияют на положение центральной частоты броуновского пика. Отношение сигнала к шуму в таких измерениях зависит от точности оптических настроек и при удовлетворительной настройке достигает 60. Ширина резонансного пика составляет 0.002 Гц. Для его качественного спектрального разрешения необходимо накапливать сигнал не менее 1 000 с. При этом в спектре внутри полосы резонансного пика попадут три точки дискретизации. Стабильность положения пика и полосы приема гравитационного сигнала важны для качественной работы детектора, в частности для накопления слабых сигналов.

Первые эксперименты обнаружили необходимость системы прецизионного активного удержания центральной частоты и обеспечения стабильного теплового фона в прилегающих помещениях, при этом скорость релаксации температуры в режиме полного захвата составляет порядка 700 ч. На предыдущих этапах развития установки ОГАН во всех боксах пикета ПК-14 была смонтирована система стабилизации температуры с точностью 0.1° . При этом выход системы слежения (по рабочим точкам) за границы контрольного диапазона был довольно частым явлением. Проблема заключалась в том, что основной акустический детектор выполнен из алюминиевого

сплава – материала с высоким коэффициентом температурного расширения. Расчет показывал, что для выхода системы регистрации за границы диапазона слежения достаточно изменения температуры детектора на 0.01° . В связи с этим было принято решение экранировать вакуумную камеру основного детектора термочехлом с внутренним подогревом (рис. 3).

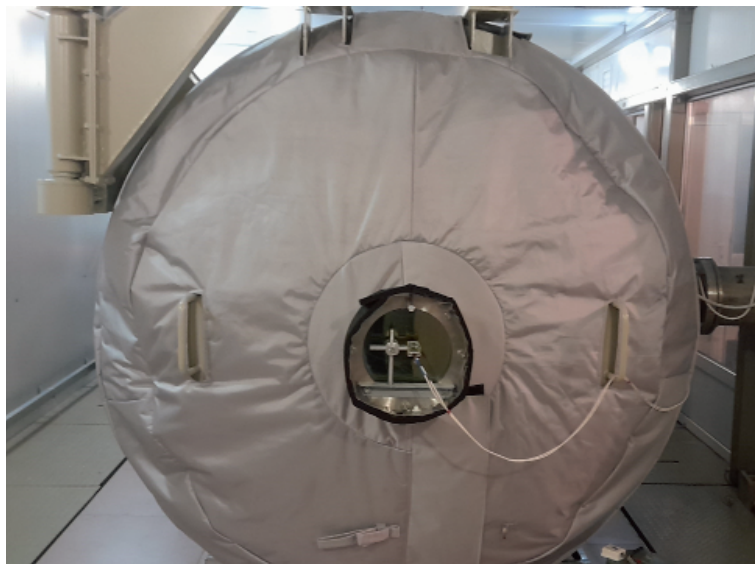


Рис. 3. Термочехол с подогревом, установленный на вакуумную камеру детектора гравитационных волн.

Чехол был изготовлен по индивидуальному проекту. Он представляет собой многослойную конструкцию. Наружный и внутренний слой (примыкающий к стенкам камеры) выполнены из ткани OXFORD – синтетического безворсового материала, устойчивого к перепадам температур. Между этими слоями установлено четыре слоя синтепона с плотностью 100 г/м^2 и два слоя майларовой пленки с металлизированным покрытием для уменьшения потока теплового излучения от внешней среды к стенкам камеры. На внешней поверхности камеры под термочехлом были установлены ленточные нагреватели суммарной мощностью 50 Вт. Питание нагревателей осуществлялось от внешнего управляемого источника постоянного тока. Входным управляющим сигналом для этого источника является сигнал ошибки слежения за напряжением на пьезокерамике, подстраивающей частоту лазера. Для того, чтобы предотвратить нежелательную конвекцию воздуха под чехлом, пространство между ребрами жесткости на вакуумной камере было разделено горизонтальными перегородками из пенополистирола. После монтажа термочехла на вакуумную камеру основного детектора температурная стабильность установки повысилась на два порядка. Уходы за границы диапазона слежения прекратились, установка перестала чувствовать тепловой фон от присутствия человека рядом с камерой (тепловой поток порядка 100 Вт). Срывы слежения в обновленной установке происходят крайне редко и в основном из-за внешних сейсмических воздействий или электрических наводок.

5. Измерен сейсмический фон в Главной штольне БНО [14]. По этим измерениям выполнен расчет соответствующего

гравитационного шума. Данные сейсмического фона по длине 4-километрового туннеля БНО напрямую используются для фильтрации аномальных геофизических выбросов установки ОГРАН. Однако более тонкая обработка предполагает учет также индуцированных сейсмикой гравитационных возмущений или так называемого «ньютоновского шума», от которого нет экранировки, и поэтому этот тип шума принципиально ограничивает предельную чувствительность гравитационных антенн. Поиск европейских подземных лабораторий с низким уровнем ньютоновского шума актуален в связи с проблемой размещения гравитационно-волновых интерферометров нового поколения. В рамках исследований по данному проекту выполнен статистический анализ многолетнего банка данных по сейсмо-гравитационным шумам в БНО в предположении, что детектором служит одномерный оптический интерферометр на свободных массах (зеркалах). Вычисления потенциального вклада в ньютоновский шум по микросейсмическим данным, полученным в главной штольне БНО, показывают, что этот предел значительно ниже требований, предъявляемых к такому известному детектору третьего поколения как Телескоп Эйнштейна. В целом подтверждается высокое качество площадки БНО как сайта для размещения будущих поколений гравитационных антенн.

6. В новой постановке была решена задача оптимизации планируемой Евро-Азиатской сети ГВ-интерферометров, включая детектор в Новосибирске. Интегральный критерий эффективности сети рассчитывался под модельный ГВ-всплеск, сопровождающий коллапсы с образованием сверхплотного остатка. Ввиду слабости таких всплесков, по сравнению с «чирп-сигналами» от слияния релятивистских двойных, зона расположения возможных излучателей ограничена областью нашей Галактики. При расчете критерия эффективности нельзя использовать изотропию. Следует учитывать угловую зону покрытия источников по диску Млечного Пути. Параметры диаграммы направленности зависят от времени, поэтому вычисляется средняя суточная эффективность за 24 ч. Графические результаты расчетов приведены в [15]. Максимальное значение интегрального критерия эффективности достигается при угловой ориентации детектора в Новосибирске, составляющей $\sim 40^\circ$, то есть оптимальный угол заметно отличается от случая сигналов слияния.

7. Выполнен анализ комбинированного гравитационно-интерферометра Саньяка – Майкельсона как инструмента обхода квантовых ограничений чувствительности гравитационно-волновых детекторов. В такой системе реализуется измерение скоростей свободных масс-зеркал вместо измерения их координат. Импульс свободной пробной массы является ее интегралом движения и его измерение позволяет понизить порог квантовых ограничений чувствительности к приему гравитационных волн. Общая теория процессов в таких системах достаточно сложна. Однако на уровне физических рассуждений, представленных в [16], удастся оценить уровень подавления границы квантового предела в меру фактора $\Omega\tau < 1$, где Ω –

частота ГВ, а τ – время путешествия фотонов в плечах комбинированного интерферометра.

Комбинированные конфигурации интерферометра Саньяка – Майкельсона, сохраняя основные сигнальные свойства традиционной майкельсоновской схемы, увеличивают ее помехоустойчивость по отношению к внешним шумам окружения.

В этой конструкции концевые зеркала майкельсоновских плеч наклонены, так что отраженные лучи с помощью вспомогательного зеркала направляются через делитель к выходу интерферометра по симметричным замкнутым контурам, которые они обходят во встречных направлениях. Обибаемая лучами площадь (с учетом их направления) в идеале равна нулю, и обычный «эффект Саньяка», обусловленный вращением платформы интерферометра, отсутствует. В то же время реакция интерферометра на динамические приливные деформации плеч, индуцированные гравитационной волной, сохраняется. Сравнение основных характеристик приема антенн двух типов приводит к следующим выводам. Майкельсоновский интерферометр имеет наибольший отклик на квазистатических частотах и во вторичных зонах приема, определенных трансцендентным уравнением, связывающим длительность сигнального цуга с его несущей частотой. Интерферометр Саньяка – Майкельсона обладает сдвинутой спектральной характеристикой. Первый и самый высокий пик имеет место на частоте примерно обратной времени обхода «контур Саньяка». Настройка позволяет в принципе подогнать частоту максимума к середине полосы гравитационно-волнового сигнала. Пиковый отклик комбинированного интерферометра больше, чем у чистого майкельсоновского из-за большего накопления фазы при прохождении лучей через оба плеча. При геометрических параметрах, близких к работающим установкам LIGO, середина зоны наилучшего приема приходится на 690 Гц с шириной (по уровню 3 дБ) примерно 220–1 250 Гц. Спек-

тральная плотность фотонного шума фазовой переменной, отвечающая предельной регистрируемой ГВ, составит $10^{-11} \text{ rad} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Однако независимо от цифр уже качественная картина сравнения гравитационно-волновых лазерных детекторов традиционного и модернизированного типа обнаруживает преимущества последних, заставляя перейти к их более скрупулезному изучению. Такими преимуществами среди прочего являются снижение требований к частотным флуктуациям оптической накачки, сейсмическим возмущениям пробных масс-зеркал и системам их квазистатического взаимного позиционного контроля. Вопрос о новой модификации ГВ-интерферометров возник в связи с проблемой создания третьего поколения гравитационных детекторов в проектах «Телескоп Эйнштейна», «Вояджер» и «Космический эксплорер».

Важную роль комбинированный интерферометр играет в проблеме «невозмущающих измерений», так называемых QND, quantum non demolition measurement. Его конфигурация оказывается полезной для решения другой принципиальной задачи – преодоления квантовых пределов чувствительности в прецизионных экспериментах.

При подавлении механического броуновского шума за счет охлаждения и высокой добротности маятниковых подвесок пробных масс-зеркал основным источником флуктуаций в системе становятся квантовый шум оптической накачки. Его роль уменьшается с увеличением интенсивности накачки, однако при этом нарастают шумы пробных масс, индуцированные давлением электромагнитных квантов света (эффект обратного влияния датчика-измерителя). В итоге возникает квантовый предел чувствительности гравитационной антенны, определяемый так называемым «квантовым стандартом», или минимальным регистрируемым смещением пробных масс

$$\Delta x = (h/m\tau)^{1/2}.$$

Здесь h – константа Планка, m – пробная масса, τ – время измерения, порядка обратной частоты ГВ. Оценки показывают, что для типичных параметров антенн LIGO, VIRGO квантовая граница чувствительности имеет порядок 10^{-17} – 10^{-18} см по абсолютным смещениям и $DL/L=10^{-23}$ – $10^{-24} \text{ Гц}^{-1/2}$ по деформациям в частотном диапазоне 100–1 000 Гц.

Возможные пути преодоления квантового предела, связанные с изменением самой измерительной процедуры, – переход к QND. Вопрос о «квантово-состоятельных» QND, наблюдаемых в общем виде, изучен. Было показано, что такими наблюдаемыми являются интегралы движения квантовой системы. Операторы этих наблюдаемых интегралов коммутируют сами с собой в различные моменты времени, а неопределенность начального состояния редуцирует к нулю в результате первого квантового измерения. Этот рецепт явился важным индикатором практических схем QND-измерений.

Лазерные интерферометры на подвесных зеркалах в диапазоне частот, заметно превышающих маятниковую частоту подвесок, рассматриваются как ГВ-детекторы на свободных пробных массах. Для свободной массы зеркала квантово-механическим интегралом движения является ее импульс. Понимание этого факта стимулировало поиск QND регистратора состояния пробной массы как измерителя ее скорости, то есть это должен быть спидометр, или «speed meter».

Комбинированный интерферометр Саньяка – Майкельсона здесь выступает как QND-измеритель скорости, понижая порог квантового предела чувствительности с фактором $\Omega\tau_{\text{arm}} < 1$, где Ω – частота гравитационно-волнового сигнала (типичный диапазон 10^2 – 10^3 Гц для действующих ГВ-детекторов); τ_{arm} – время обхода комбинированного контура. В комбинированном интерферометре с системами рециркуляции света в портах накачки (вход) и сигнала (выход) прогнозируемая чувствительность ГВ-детекторов в топологии Саньяка – Майкельсона для проектов «Телескоп Эйнштейна» и «Вояджер» должна быть на уровне $3 \cdot 10^{-25} \text{ Гц}^{-1/2}$ в полосе принимаемых частот 70–00 Гц, что находится в рамках проектных заданий.

8. Предложен метод совместного анализа данных гравитационного детектора ОГАН и нейтринного телескопа БПСТ с целью объединенного (двухканального) поиска коллапсирующих объектов в Галактике, что повышает вероятность правильного обнаружения и находится в русле современной тенденции мультисканальной астрономии. Задача формулировалась как уточнение стратегии параллельных наблюдений на ОГАН и БПСТ для фильтрации сигналов коллапсаров. Требовалась конкретизация схемы анализа данных при совместном поиске нейтрино-гравитационных корреляций. Конечной целью являлся выход на режим непрерывного мониторинга (nu-gw) событий на детекторах БПСТ и ОГАН.

Вид нейтринного сигнала, сопровождающего процесс коллапса массивной звезды, обсуждался неоднократно. Наиболее активная фаза процесса развивается за короткое время порядка единиц секунд. На кривой светимости нейтрино имеется большой начальный пик и следующие за ним более слабые пики, отвечающие излучению при отскоках

в процессе монотонного сжатия звезды. Существуют также сценарии многоступенчатого коллапса с присутствием нейтринных импульсов на более длинных временных интервалах порядка 20 с. В связи с этим разумно исследовать алгоритмы совместной регистрации событий, в которых пачки нейтринных импульсов значимо коррелируют во времени с выбросами (сигналами) гравитационного детектора. Фактически подобный алгоритм был использован при обработке нейтрино-гравитационных данных, полученных при вспышке сверхновой SN 1987A.

В таком подходе реперными точками считаются моменты t_k появления «нейтринных сигналов» БПСТ на «подозрительных наблюдательных интервалах» в 20 с, фиксирующих аномально повышенную скорость счета «нейтринного фона». Далее на тех же временных интервалах исследуются сигналы (выбросы) гравитационного детектора ОГРiН. Априори предполагается, что гравитационные выбросы могут опережать (или преследовать) нейтринные сигналы (метки). Для модели ГВ-излучения в виде цуга конечной длительности момент появления гравитационного всплеска оценивается как $t_k + \tau$ с некоторым сдвигом между нейтринными и гравитационными событиями. Задача заключается в обнаружении корреляции между регистрируемыми пачками нейтрино и гравитационными сигналами. На выходе детектора ОГРiН они представляются суммой k импульсов, возникших на интервале наблюдения на фоне гауссова шума $n(t)$. Упрощенный вариант модели содержит также предположение о равенстве длительностей отдельных импульсов и универсальности сдвигов запаздывания между гравитационными и нейтринными сигналами. Кроме того, возникшие нейтрино-гравитационные события считаются независимыми. Тогда логарифмы отношений правдоподобия отдельных событий складываются. Критерий максимума отношения правдоподобия удобно применить в нашем случае, поскольку его математический аппарат хорошо разработан для задач обнаружения на фоне гауссова шума. В частности, известно, что для узкополосного нормального шума логарифм отношения правдоподобия пропорционален квадрату огибающей выходного сигнала ОГРiН – $R(t)$ для одного импульса и сумме квадратов огибающих для пачки импульсов. Процедура получения решения, то есть «регистрация наличия корреляции», соответствует отысканию максимума интегрального отношения правдоподобия или «достаточной статистики» D при вариации временного сдвига между нейтрино-гравитационными событиями. Для расчета требуется знание функции распределения достаточной статистики D . Принимая во внимание, что при гауссовом шумовом фоне достаточная статистика подчиняется «хи-квадрат» распределению, для которого интегральная плотность вероятности хорошо известна, статистические ошибки обнаружения могут быть рассчитаны.

Указанный алгоритм, кроме расчета вероятности наличия корреляции, дает также оценку запаздывания нейтринного сигнала относительно гравитационного (сдвиг потоков, соответствующий максимуму) и тем самым оценку массы по-

кой нейтрино (при световой скорости ГВ). Полное описание алгоритма есть в работе, опубликованной в [17].

Следует, однако, заметить, что предлагаемый алгоритм является упрощенной схемой первого приближения. В частности, он ограничен предположениями, что рассматриваемые пуассоновские потоки однородны (с постоянной средней частотой следования импульсов), как однородно и запаздывание между нейтринными и гравитационными сигналами.

Модель, в которой поток нейтринных сигналов имеет переменную во времени среднюю частоту следования импульсов, по-видимому, будет более адекватной физике работы БПСТ в режиме «поиск коллапсаров». Однако это заметно усложнит расчеты статистических характеристик обнаружения такой схемы.

9. Завершена обработка данных регистрации низкочастотных геофизических деформаций приливного типа на гравитационных лазерных интерферометрах с подвесными зеркалами. Реализована новая методика измерения взаимного углового отклонения отвесных линий зеркал больших интерферометров. При этом происходит автоматическая фильтрация гравитационных возмущений из общего деформационного фона. Метод является абсолютно оригинальным. По измерениям, выполненным на интерферометре VIRGO, дана оценка верхней границы колебаний внутреннего земного ядра [18].

Итог исследований на гравитационном интерферометре VIRGO по плану проекта:

1) Экспериментально доказана возможность использования лазерного гравитационно-волнового интерферометра VIRGO в качестве геофизического прибора (двухкоординатного тензометра) за счет сигналов в цепях управления положением зеркал пробных масс.

2) Впервые выполнена реконструкция приливной деформации с использованием 3-километрового интерферометра с подвесными зер-

калами и плечами, ориентированными по параллельным и меридиональным направлениям. Полученные спектры подтверждают теорию прилива (показана возможность корректного восстановления относительных амплитуд основных приливных гармоник S2, M2, S1, M1, зарегистрированных в плечах интерферометра). Большие абсолютные значения приливных смещений (150–200 мкм) позволяют в принципе достичь высокого разрешения при наблюдении деталей спектров.

3) Для интерферометра VIRGO получены теоретические оценки отношения сигнал/шум, необходимые для обнаружения слабых гравитационных возмущений, вызванных колебаниями внутреннего ядра Земли. На основе тренда данных наблюдательного цикла VSR-2 проведен поиск следов трансляционной моды внутреннего ядра. Экспериментально установлен верхний предел амплитуды этого эффекта.

4) На принципиальном уровне доказана возможность использования установки VIRGO в качестве нового геофизического прибора «углового гравитационного градиентометра». Он может измерять чистые гравитационные возмущения производной вектора силы тяжести вдоль поверхности геоида. Таким образом, новый инструмент является дополнением к геодезическим инструментам для отклонения отвесной линии. Разработана схема компенсации деформационной составляющей во взаимном угле подвесов переднего и концевых зеркал.

10. Проведены измерения интегральных оптических характеристик ФП-резонаторов (на пилотной модели ОГАН) при охлаждении до гелиевых температур с зеркалами на подложках различных оптических материалов. Сделан вывод о преимуществе подложек фторида кальция. Результаты опубликованы в [19]. Выполнены тестовые эксперименты с криогенной моделью ОГАН азотной температурой [20].

Эксперименты выполнялись с оптическими резонаторами Фабри – Перо в вакууме при низких температурах. Зеркала наносились на подложки из различных оптических материалов. Использовался инфракрасный лазер с длиной волны 1.064 мкм. Мощность накачки в максимуме могла достигать 450 мВт. Эволюция оптических свойств ФП-резонатора прослеживалась в диапазоне температур от 300 до 10 °К. Основными измеряемыми параметрами были интегральные характеристики резонаторов ФП – резкость (Финесс) и контрастность интерференции. Испытывались три типа подложек: ситалл – оптическое стекло со сверхнизким тепловым расширением (аналог ULE), сапфир и фторид кальция. При охлаждении наблюдалась деградация интегральных характеристик резонатора ФП для ситалловых зеркал из-за потери свойств материала, для сапфировых зеркал из-за эффекта двулучепреломления. Показано удовлетворительное постоянство интегральных характеристик резонаторов ФП на фториде кальция CaF_2 во всем исследованном диапазоне температур.

Зеркала на фториде калия использовались далее в тестовом эксперименте с пилотной моделью ОГАН для проверки гипотезы о возможности повышения чувствительности оптоакустической гравитационной антенны до уровня 10^{-20} – 10^{-21} при охлаждении ее акустического звена до температуры жидкого азота. Схема оптической и электронной частей эксперимента соответствовала схеме установки ОГАН.

Параметры криогенной пилотной модели: масса ~50 кг, длина ~50 см, акустическая добротность 8 000, резкость ФП эталона ~ 10^3 , мощность оптической накачки 0.2 Вт. Модель подвешивалась в вакуумной камере, окружалась активно охлаждаемой медной оболочкой, образуя простейший азотный криостат.

При охлаждении тела детектора до температуры ~78 °К акустическая добротность на частоте продольной моды ~4 кГц увеличилась до 90 000, то есть более чем на порядок относительно неохлажденного детектора. Можно прогнозировать, что для большого детектора она увеличится со 150 тысяч при комнатной температуре до полутора миллионов при азотной температуре. Ожидается, что эта цифра еще возрастет за счет снижения потерь в креплениях зеркал к детектору. Позитивным результатом эксперимента с прототипом криогенной модели следует считать подтверждение пригодности зеркал из фторида кальция для охлаждаемых вариантов оптоакустической гравитационной антенны. За несколько часов сеанса измерений (и при его повторении) не наблюдалось существенного ухудшения резкости и контрастности охлаждаемого резонатора ФП на детекторе.

Заключение

Заканчивая изложение исследований выполненных по данному проекту, сделаем несколько замечаний.

Приведены оригинальные результаты, связанные с уникальной гравитационно-волновой антенной ОГАН. Инструментально это измеритель высокочастотных (кило-

герцы) вариаций гравитационного градиента, которые могут иметь как астрофизическое, так и геофизическое происхождение. Конструкция представляет комбинацию акустического и оптического резонаторов с лазерной накачкой. Подобные установки создавались в мировых лабораториях, но после первой регистрации гравитационного излучения от сливающихся двойных релятивистских звезд уступили место длиннобазовым лазерным интерферометрам на подвесных зеркалах как более широкополосным приемникам гравитационных волн. С точки зрения техники прецизионной оптической интерферометрии антенна ОГРАН во многом близка к известным гравитационным антеннам LIGO и VIRGO и использует ряд ключевых приемов, разработанных для этих антенн (например, технику захвата рабочих режимов Паунда – Дривера – Холла). Чувствительность ОГРАН ограничена тепловым броуновским шумом его акустической степени свободы. Тем не менее, ОГРАН остается полезным гравитационным детектором пригодным для регистрации всплесков гравитационного излучения, порождаемых коллапсирующими звездами в нашей Галактике.

Другие ассоциированные с ГВ-астрономией результаты также оригинальны. Среди них измерения низкочастотных вариаций гравитационного градиента на интерферометре VIRGO, измерение сейсмо-гравитационных шумов в главной штольне БНО, разработка алгоритма поиска нейтрино-гравитационных корреляций на детекторах ОГРАН и БПСТ, измерения характеристик оптических резонаторов при охлаждении до гелиевых температур. Возможность выполнения этих исследований обеспечивалась тесной связью с научными коллективами БНО ИЯИ РАН и VIRGO коллаборацией.

По вопросу об актуальности проведенных исследований можно заметить следующее.

Феномен первой регистрации всплеска гравитационно-волнового излучения от сливающихся двойных черных дыр (ЧД) наземными антеннами – оптическими интерферометрами на подвесных пробных массах-зеркалах (установки LIGO и VIRGO) открыл новый канал астрофизической информации о Вселенной и может считаться началом гравитационно-волновой астрономии. За короткий период 2015–2020 гг. был зарегистрирован еще ряд слияний двойных черных дыр, в том числе тремя ГВ детекторами с улучшенной оценкой локализации источника, а затем двойных нейтронных звезд. Наконец, зафиксированы слияния, сопровождавшиеся параллельно гравитационным и электромагнитным (гамма-) излучениями, что позволило установить скорость распространения гравитации, равной скорости света, что является наглядной демонстрацией продуктивности идеи «мультиканальной астрономии».

На текущий момент научные работы в этом направлении достаточно хорошо организованы с планом на ближайшие годы. Общая стратегия функционирования международных групп и проспект исследований до 2030 г. изложены в документе [21].

Возвращаясь к задачам установки ОГРАН, заметим, что все известные регистрации относятся к сигналам слияния релятивистских двойных космических объектов. Между тем существенный интерес представляет регистрация ГВ-излучения, сопровождающего гравитационный коллапс. Эта проблема является одной из центральных в упомянутых выше программах.

Гравитационный коллапс (ГК) с образованием сверхплотного остатка, горячей нейтронной звезды и сбросом внешней оболочки относится к явлениям сверхновых первого типа (1a). Такой объект будет источником нейтрино (антинейтрино) с энергией отдельной частицы порядка 10–15 МэВ. От него прогнозируется также выход всплесков гравитационного излучения. Параллельная регистрация нейтринного и гравитационно-волнового сигналов, кроме самого подтверждения теории коллапса, позволила бы установить еще и тип релятивистского излучателя. Даже при отсутствии оптической вспышки (коллапс без сброса оболочки) параллельное детектирование «нейтрино-гравитационных потоков» от одного и того же объекта означало бы регистрацию редкого события – явления коллапса в Галактике.

Основным научным направлением данного проекта, поддержанного грантом РФФИ, являлось как раз использование установки ОГРАН для детектирования коллапсирующих звезд в галактике Млечный Путь. Однако по своим возможным приложениям установка ОГРАН мультидисциплинарная, поскольку с ее помощью возможно получение новых знаний в следующих областях: астрофизики (уточнение физических процессов в коллапсе), ядерной физики (уточнение уравнений состояния нейтронных звезд, природы нейтринных всплесков) и геодинамики (описание динамических процессов внутренней земли, эффектов сейсмоакустики, гравитационных (ньютоновских) возмущений).

Литература

1. J. Weber
Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1307.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1307.
2. B.P. Abbott, R. Abbot, T.D. Abbot et al.
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 061102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
3. B.P. Abbott, R. Abbot, T.D. Abbot et al.
Phys. Rev. Lett., 2017, **116**, 241103.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.241103.
4. M. Punturo
Class. Quantum Grav., 2010, **27**, 084007.
DOI: 10.1088/0264-9381/27/8/084007.
5. LSC
LIGO Document T1500290-v3, Instrument Science White Paper 2015. (<https://dcc.ligo.org/public/0120/T1500290/003/T1500290.pdf>).
6. B.B. Кулагин, А.Г. Полнарев, В.Н. Руденко
ЖЭТФ, 1986, **91**(5), 1553.
7. В.Б. Бразинский
УФН, 1965, **86**(3), 433. DOI: 10.3367/UFNr.0086.196507e.0433.
8. A.V. Gusev, V.V. Kulagin, V.N. Rudenko
Grav. Cosmol., 1996, **2**(1), 68.
9. S.N. Bagaev, L.B. Bezrukov, N.L. Kvashnin, V.A. Krysanov, S.I. Oreshkin, A.M. Motylev, S.M. Popov, V.N. Rudenko, A.A. Samoilenko, M.N. Skvortsov, I.S. Yudin
Rev. Sci. Instrum., 2014, **85**, 065114.
DOI: 10.1063/1.4883901.
10. Ситалл оптический CO-115M. (<https://www.lzos.ru/products/steklokristallicheskie-materialy-s-nizkim-koeffitsientom-tklr/sitall-opticheskiy-so-115m>).
11. V.N. Rudenko, Yu.M. Gavriluk, A.V. Gusev, D.P. Krichevskiy, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, I.S. Yudin
Int. J. Mod. Phys. A, 2020, **35**, Nos.2&3, 2040007–1.
DOI: 10.1142/S0217751X20400072.
12. V.N. Rudenko, N.L. Kvashnin, A.A. Lugovoi, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, A.A. Samoilenko, M.N. Skvortsov, I.S. Yudin
Phys. At. Nucl., 2020, **83**, 12, 1682.
DOI: 10.1134/S1063778820110071.
13. Y.M. Gavriluk, A.V. Gusev, N.L. Kvashnin, A.A. Lugovoi, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, N.V. Rudenko, V.V. Semenov, I.A. Syrovatskiy
Phys. At. Nucl., 2022, **85**, 9, 1557. DOI: 10.1134/S1063778822090113.
14. L. Naticchioni, N. Iudochkin, V. Yushkin, E. Majorana, M. Perciballi, F. Ricci, V. Rudenko
Eur. Phys. J. Plus, 2022, **137**, 124.
DOI: 10.1140/epjp/s13360-021-02317-8.
15. V. Rudenko, S. Andrusenko, D. Krichevskiy, G. Manucharyan
J. Phys. Conf. Ser., 2021, **2081**, 012011.
DOI: 10.1088/1742-6596/2081/1/012011.
16. В.Н. Руденко, С.И. Орешкин, К.В. Руденко
УФН, 2022, **192**(9), 984. DOI: 10.3367/UFNr.2021.12.039128.
17. S. Andrusenko, Yu. Gavriluk, A. Gusev, D. Krichevskiy, S. Oreshkin, S. Popov, V. Rudenko
Universe, 2022, **8**(9), 446. DOI: 10.3390/universe8090446.
18. A.V. Gusev, E. Majorana, V.N. Rudenko, V.D. Yushkin
Int. J. Mod. Phys. D, 2020, **29**(7), 2050050.
DOI: 10.1142/S0218271820500509.
19. M.V. Kuvshinskii, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, V.N. Rudenko, I.S. Yudin, V.V. Azarova, S.V. Blagov
Appl. Sci., 2019, **9**(2), 230. DOI: 10.3390/app9020230.
20. N.N. Kvashnin, M.V. Kuvshinskii, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, V.N. Rudenko, M.N. Skvortsov, I.S. Yudin, S.V. Blagov
Phys. At. Nucl., 2017, **80**(10), 1606. DOI: 10.1134/S1063778817100039.
21. LSC
The LSC-Virgo-KAGRA Observational Science White Paper (Summer 2021 edition). (<https://dcc.ligo.org/public/0177/T2100289/005/OBS-WP21-public.pdf>).

English

Search for Gravitational Signals of Collapsing Objects in the Galaxy*

Valentin N. Rudenko

Professor,

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University
13, room 8, Universitetsky Ave., Moscow, 119234, Russia
valentin.rudenko@gmail.com

Andrei V. Gusev

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University
13, room 8, Universitetsky Ave., Moscow, 119234, Russia
avg@sai.msu.ru

Nikolai L. Kvashnin

Institute of Laser Physics, SB RAS
15B, Ac. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia
knl@laser.nsc.ru

Sergei M. Popov

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University
13, room 8, Universitetsky Ave., Moscow, 119234, Russia
serg@sai.msu.ru

Sergei I. Oreshkin

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University
13, room 8, Universitetsky Ave., Moscow, 119234, Russia
sioresh@yahoo.com

Abstract

Monitoring of pulsed disturbances of the ground background of the gravitational gradient generated by both astrophysical and intra-terrestrial cataclysms was performed. The main goal was to register bursts of gravitational radiation from relativistic catastrophes in the Galaxy, as well as hidden explosive processes of the internal terrestrial structures. Experimental studies were carried out using the OGRAN optoacoustical gravitational antenna, the VIRGO gravitational interferometer and auxiliary seismic equipment in the main

tunnel of the BNO INR RAS. Measurements of the balance of acoustic, optical and electronic noises of the OGRAN antenna in relation to the noise of the environment were performed. Measurements of the seismic background in the main tunnel of the BNO in the low-frequency range from 0.1 Hz to 10 Hz were carried out. The processing of long-term measurements of low-frequency gravity gradient disturbances on the VIRGO laser gravitational interferometer with a 3 km base was completed. A majorizing estimate of the magnitude of disturbances for oscillations of the inner Earth's core was obtained. The set of problems solved in this project demonstrates its multidisciplinary nature, providing new knowledge in the fields of: astrophysics (refining the physical processes during stellar mergers and collapses), nuclear physics (refining the equations of state of neutron stars) and geodynamics (processes of the inner earth and seismoacoustics).

Keywords: gravitational-wave detectors, multimessaging astronomy.

**The work was financially supported by RFBR (project 19-29-11010).*

Images ●

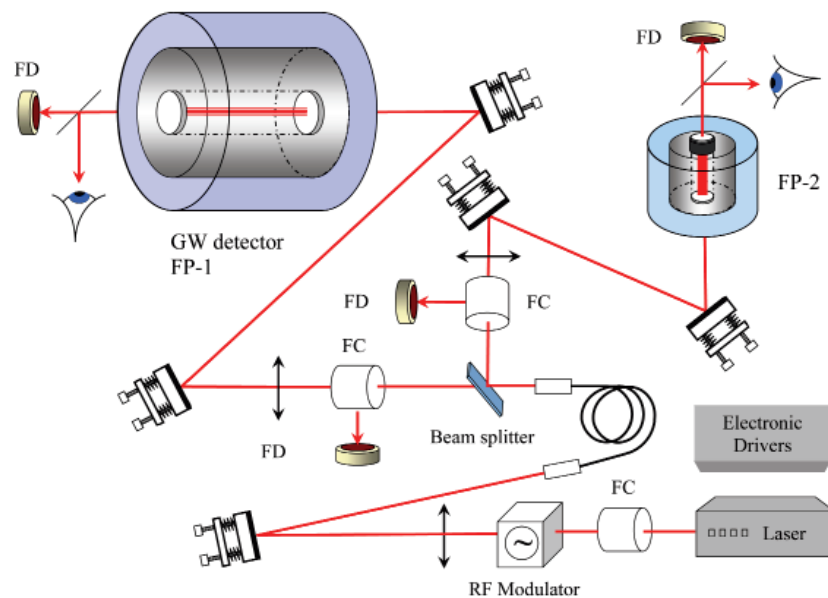


Fig. 1. Diagram of the OGRAN setup. The following notations are used on the figure: FP-1 u FP-2 – Fabri – Perrot interferometers formed by the mirrors attached to the ends of the gravity detector (GW detector FP-1) and the reference standard (FP-2) located in vacuum chambers; FC – Faraday cells; FD – photodetectors; RF modulator – 10.7 MHz phase modulator of laser pumping. The “eye” depicts the cameras controlling the mode composition of the laser radiation.

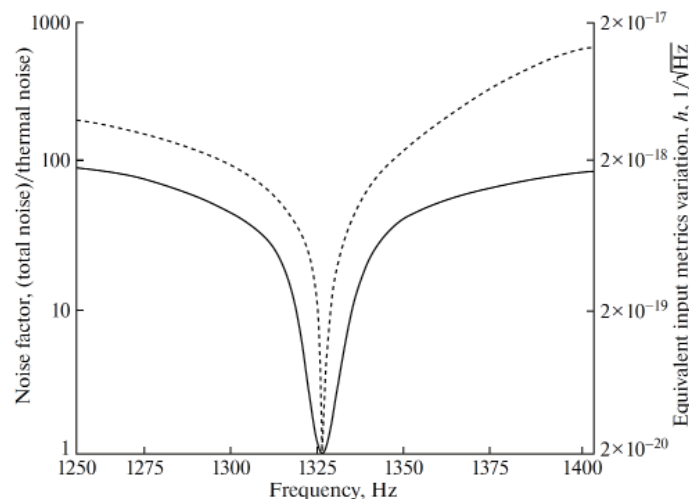


Fig. 2. Sensitivity of the OGRAN setup after modernization in variation of the space metric units.

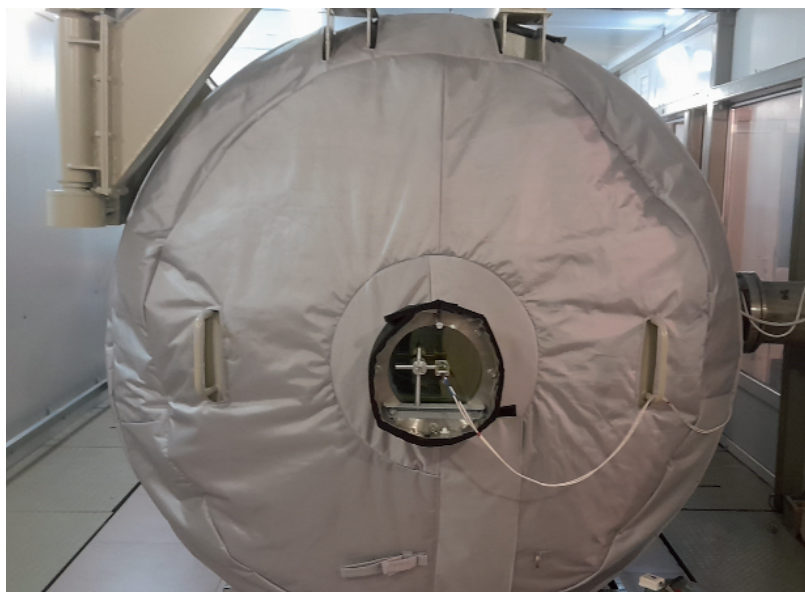


Fig. 3. Heated thermal cover for the vacuum chamber of the gravitational wave detector.

References

1. J. Weber
Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1307.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1307.
2. B.P. Abbott, R. Abbot, T.D. Abbot et al.
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 061102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
3. B.P. Abbott, R. Abbot, T.D. Abbot et al.
Phys. Rev. Lett., 2017, **116**, 241103.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.241103.
4. M. Punturo
Class. Quantum Grav., 2010, **27**, 084007.
DOI:10.1088/0264-9381/27/8/084007.
5. LSC
LIGO Document T1500290-v3, Instrument Science White Paper 2015.
(<https://dcc.ligo.org/public/0120/T1500290/003/T1500290.pdf>).
6. V.V. Kulagin, A.G. Polnarev, V.N. Rudenko
JETP, 1986, **64**(5), 915. (http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_064_05_0915.pdf).
7. V.B. Braginskii
Sov. Phys. Usp., 1966, **8**, 513.
DOI 10.1070/PU1966v008n04ABEH002989.
8. A.V. Gusev, V.V. Kulagin, V.N. Rudenko
Grav. Cosmol., 1996, **2**(1), 68.
9. S.N. Bagaev, L.B. Bezrukov, N.L. Kvashnin, V.A. Krysanov, S.I. Oreshkin, A.M. Motylev, S.M. Popov, V.N. Rudenko, A.A. Samoilenko, M.N. Skvortsov, I.S. Yudin
Rev. Sci. Instrum., 2014, **85**, 065114. DOI: 10.1063/1.4883901.
10. Optical glass ceramic [Sitall opticheskiy SO-115m] (in Russian).
(<https://www.lzos.ru/products/steklokristallicheskie-materialy-s-nizkim-koeffitsientom-tklr/sitall-opticheskiy-so-115m/>).
11. V.N. Rudenko, Yu.M. Gavriluk, A.V. Gusev, D.P. Krichevskiy, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, I.S. Yudin
Int. J. Mod. Phys. A, 2020, **35**, Nos.2&3, 2040007–1.
DOI: 10.1142/S0217751X20400072.
12. V.N. Rudenko, N.L. Kvashnin, A.A. Lugovoi, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, A.A. Samoilenko, M.N. Skvortsov, I.S. Yudin
Phys. At. Nucl., 2020, **83**, 12, 1682. DOI: 10.1134/S1063778820110071.
13. Y.M. Gavriluk, A.V. Gusev, N.L. Kvashnin, A.A. Lugovoy, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, N.V. Rudenko, V.V. Semenov, I.A. Syrovatskiy
Phys. At. Nucl., 2022, **85**, 9, 1557. DOI: 10.1134/S1063778822090113.
14. L. Naticchioni, N. Iudochkin, V. Yushkin, E. Majorana, M. Perciballi, F. Ricci, V. Rudenko
Eur. Phys. J. Plus, 2022, **137**, 124.
DOI: 10.1140/epjp/s13360-021-02317-8.
15. V. Rudenko, S. Andrusenko, D. Krichevskiy, G. Manucharyan
J. Phys. Conf. Ser., 2021, **2081**, 012011.
DOI: 10.1088/1742-6596/2081/1/012011.
16. V.N. Rudenko, S.I. Oreshkin, K.V. Rudenko
Phys.-Usp., 2022, **65**(9), 920. DOI: 10.3367/UFNe.2021.12.039128.
17. S. Andrusenko, Yu. Gavriluk, A. Gusev, D. Krichevskiy, S. Oreshkin, S. Popov, V. Rudenko
Universe, 2022, **8**(9), 446. DOI: 10.3390/universe8090446.
18. A.V. Gusev, E. Majorana, V.N. Rudenko, V.D. Yushkin
Int. J. Mod. Phys. D, 2020, **29**(7), 2050050.
DOI: 10.1142/S0218271820500509.
19. M.V. Kuvshinskii, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, V.N. Rudenko, I.S. Yudin, V.V. Azarova, S.V. Blagov
Appl. Sci., 2019, **9**(2), 230. DOI: 10.3390/app9020230.
20. N.N. Kvashnin, M.V. Kuvshinskiy, S.I. Oreshkin, S.M. Popov, V.N. Rudenko, M.N. Skvortsov, I.S. Yudin, S.V. Blagov
Phys. At. Nucl., 2017, **80**(10), 1606.
DOI: 10.1134/S1063778817100039.
21. LSC
The LSC-Virgo-KAGRA Observational Science White Paper (Summer 2021 edition).
(<https://dcc.ligo.org/public/0177/T2100289/005/OBS-WP21-public.pdf>).

О Владиславе Ивановиче Пустовойте



Владислав Иванович Пустовойт родился 15 ноября 1936 г. в городе Бердянске Днепропетровской области Украинской ССР. В 1959 г. закончил физико-математический факультет Днепропетровского государственного университета и поступил в аспирантуру Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР к лауреату Нобелевской премии по физике Виталию Лазаревичу Гинзбургу. После защиты в 1963 г. кандидатской диссертации более 25 лет работал во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений, пройдя путь от старшего научного сотрудника до заведующего научно-исследовательским отделением. В 1989–1991 гг. являлся заместителем Председателя Государственного комитета СССР по управлению качеством продукции и стандартизации, а далее заместителем директора Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. Более 20 лет, с 1995 г. по 2015 г., возглавлял Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, а в последующие годы был научным руководителем этого центра.

В 1990 г. В.И. Пустовойт был избран членом-корреспондентом Академии наук СССР, а в 2006 г. – академиком Российской академии наук. Он лауреат двух Государственных премий СССР и трех Государственных премий Российской Федерации.

В Московском государственном техническом университете им. Н.Э. Баумана В.И. Пустовойт заведовал кафедрой «Опτικο-электронные приборы научных исследований», являлся научным руководителем Научно-образовательного центра «Фотоника и ИК-техника», был советником ректора. Создал в МГТУ им. Н.Э. Баумана научную школу в области регистрации гравитационных волн, много внимания уделял организации и проведению Международных конференций и семинаров в области общей теории относительности.

Во время обучения в аспирантуре Физического института им. П.Н. Лебедева В.И. Пустовойтом были опубликованы основополагающие научные статьи в области излучения и регистрации гравитационных волн и акустоэлектроники.

Владислав Иванович Пустовойт совместно с Михаилом Евгеньевичем Герценштейном в 1962 г. в научной работе «К вопросу об обнаружении гравитационных волн малых частот» первыми в мире предложили основополагающую идею о возможности использования интерферометра Майкельсона для обнаружения гравитационных волн. Техническая реализация этой идеи в эксперименте LIGO (США) позволила в 2015 г. обнаружить гравитационные волны, вызванные слиянием двух черных дыр. В.И. Пустовойт был номинирован на Нобелевскую премию по физике, которую в 2017 г. получили американские ученые Райнер Вайс, Кип Торн и Барри Бэриш, а Владислав Иванович в порядке исключения в 2018 г. получил Государственную премию Российской Федерации.

В.И. Пустовойт совместно с Михаилом Евгеньевичем Герценштейном и Юрием Васильевичем Гуляевым первыми в мире выдвинули идею использования поверхностных акустических волн в электронике, что привело к созданию нового направления науки и техники – акустоэлектроники. Сегодня это важнейший раздел физики твердого тела, в котором работают тысячи исследователей во всем мире, что позволило создать принципиально новые технические устройства радиотехники и сверхбыстрой обработки информации.

В.И. Пустовойт – создатель акустооптики, нового направления в спектроскопии. Приборы, основанные на акустооптических элементах, позволяют осуществлять быстрый спектральный анализ оптических излучений в широком диапазоне волн с высоким спектральным разрешением. Они нашли применение для решения технологических проблем, при наблюдении Земли из космоса, спектроскопии различных материалов и в медицинской диагностике.

Владислав Иванович Пустовойт был очень разносторонним ученым, много усилий отдавал решению задач метрологического и приборного обеспечения научных исследований, разработал теорию возникновения молнии, предложил метод описания возникновения структур в пылевой плазме.

В 1981 г. В.И. Пустовойтом совместно с Леонидом Александровичем Чернозатонским была предсказана возможность существования гравитационных волн, находящихся в синхронизме с порождающей их электромагнитной волной. В последние годы проведено теоретическое описание таких связанных гравитационных волн, установлены их свойства. Проведенные под руководством Владислава Ивановича теоретические расчеты показали, что в разреженном газе скорость связанных гравитационных волн отличается от скорости света в вакууме, а равна скорости света в газе. Связанные с электромагнитными волнами гравитационные волны – это новый класс гравитационных волн, предсказанный В.И. Пустовойтом.

5 июля 2021 г. Владислав Иванович Пустовойт собирался выступить на открытии очередной конференции «Физические интерпретации теории относительности». Его не стало, когда он готовился подключиться для своего выступления.

Владислав Иванович Пустовойт прошел большой жизненный путь, очень много сделал для развития физики и воспитания молодых ученых. Наша задача – продолжать развитие его идей и помнить о нем.

About Vladislav Ivanovich Pustovoit

Vladislav Ivanovich Pustovoit was born on November 15th, 1936, in Berdyansk, Dnipropetrovsk region, Ukrainian SSR. In 1959, he graduated from the Faculty of Physics and Mathematics of Dnipropetrovsk State University and commenced his postgraduate studies in Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, under Vitaly Lazarevich Ginzburg, a Nobel laureate in Physics. After defending his PhD Thesis in 1963, for more than 25 years V.I. Pustovoit worked at the USSR Metrological Research Institute of Technical Physics and Radioengineering (“VNIIFTRI”), ascending from a Senior Research Fellow position to the Head of the Research Department. In 1989–1991, he was Deputy Chairman of the USSR National Committee on Standards and Product Quality Management, later Deputy Director of Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences. V.I. Pustovoit spent over 20 years, from 1995 to 2015, as the Head of the

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, subsequently becoming the Scientific Director of the Centre.

In 1990, Vladislav I. Pustovoit was elected a Corresponding Member of the Academy of Sciences of the USSR, while 2006 saw him become an Academician of the Russian Academy of Sciences. He was a laureate of two USSR State Prizes and three State Prizes of the Russian Federation.

Vladislav I. Pustovoit performed various duties in Bauman Moscow State Technical University: he headed the Department of Optoelectronic Devices for Scientific Research, was the Scientific Director of the Photonics and Infrared Technology Research & Education Centre, as well as the Rector's Advisor. Moreover, V.I. Pustovoit was also the founder of a BMSTU-centric scientific school investigating gravitational wave detection; he was also actively involved in organizing and running International Conferences and workshops on general relativity.

As a postgraduate student at Lebedev Physical Institute, Vladislav Pustovoit published several fundamental papers concerning emission and detection of gravitational waves, as well as acoustoelectronics.

In 1962, Vladislav I. Pustovoit and Mikhail E. Hertsenstein authored the paper «On detecting gravitational waves of low frequencies», where, for the first time in history, they proposed a fundamental idea regarding the possibility of using the Michelson interferometer to detect gravitational waves. In 2015, the LIGO experiment (USA) implemented this idea

in practice, enabling detection of gravitational waves caused by a merger of two black holes. Vladislav I. Pustovoit was nominated for the Nobel Prize in Physics, which eventually went to the US scientists Rainer Weiss, Kip Thorne and Barry Barish in 2017, while Vladislav Ivanovich was, as a special gesture, awarded the State Prize of the Russian Federation in 2018.

Another groundbreaking proposal jointly formulated by Vladislav I. Pustovoit, Mikhail E. Hertsenstein and Yuri V. Gulyaev was to employ surface acoustic waves in electronics, which led to development of acoustoelectronics, a novel direction in engineering. Today acoustoelectronics is a seminal branch of solid-state physics, attracting thousands of researchers around the world, which enabled development of revolutionary devices for radio engineering and ultrafast information processing.

Vladislav I. Pustovoit was also the founder of a new direction in spectroscopy, acousto-optics. Instruments employing acousto-optical elements enable rapid high-resolution spectral analysis of optical radiation in a wide wavelength range. These instruments are used to solve manufacturing issues, to observe the Earth from space, to apply spectroscopic methods to study various materials, and to establish medical diagnoses.

Vladislav I. Pustovoit was an extremely accomplished and well-rounded scientist, who not only invested plenty of effort into solving the problems of ensuring proper metrology and instrumentation in scientific research, but also developed a theory of lightning formation and proposed a method to describe emergence of various structures in dusty plasma.

In 1981, Vladislav I. Pustovoit and Leonid A. Chernozatonsky jointly predicted the possible existence of gravitational waves synchronized with the electromagnetic wave generating them. In recent years, a theory describing such coupled gravitational waves has been developed and their properties have been established. Vladislav Ivanovich was in charge of theoretical evaluations which showed that in a rarefied gas the speed of coupled gravitational waves differs from the speed of light in vacuum, being equal to the speed of light in the gas. Gravitational waves coupled with electromagnetic waves are a new class of gravitational waves predicted by Vladislav I. Pustovoit.

On July 5th, 2021, Vladislav I. Pustovoit was about to speak at the opening of the ongoing “Physical Interpretations of the Relativity Theory” conference. He passed away as he was preparing to deliver his speech online.

Throughout all his lifetime, Vladislav I. Pustovoit contributed considerably to advancing physics and training young scientists. Our duty is to continue developing his ideas further, keeping him forever in our hearts.

Воспроизводится по: Успехи физических наук 2016, Т 186, № 10

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. Герцштейна 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. Герцштейна 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 "принципирования" 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 похожем (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

* 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 ≈ 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

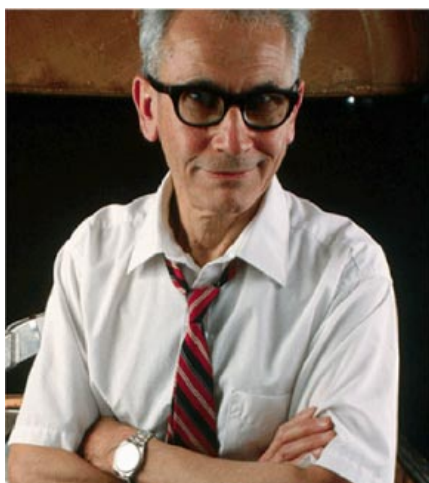


Рис. 1. Джозеф Вебер и его первая резонансная антенна для регистрации гравитационных волн (музей Мэрилендского университета).

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 Risonare 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 антенн 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"¹. 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 2×10^{-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,

¹ 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} :

$$\begin{aligned} h_{xx}(z, t) &= -h_{yy}(z, t) \equiv h_+(\omega t - kz), \\ h_{yx}(z, t) &= h_{xy}(z, t) \equiv h_\times(\omega t - kz), \end{aligned} \quad (4)$$

где ω — круговая частота гравитационной волны, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — 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

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

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]

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

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.

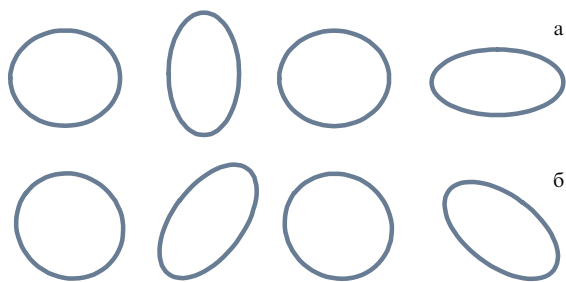


Рис. 2. Схема деформации обруча в поле гравитационной волны с разной поляризацией: (а) h_+ , (б) $h_{\times}$.

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

$$\text{ЭВ}[\omega] \Rightarrow \text{ГВ}[2\omega] \Rightarrow$$

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

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	$1,5 \times 10^6$	2×10^6	20×10^6	$1,5 \times 10^6$	3×10^6
Спектр плотности механических шумов S , Гц $^{-1/2}$	6×10^{-22}	8×10^{-22}	2×10^{-22}	6×10^{-22}	2×10^{-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 $^{-1/2}$	8×10^{-19}	10^{-18}	4×10^{-19}	8×10^{-19}	4×10^{-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 скивдах. 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 7×10^{-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 скивдами (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 микро-резонаторов, 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 $4 \times 10^{-21} \text{ Гц}^{-1/2}$, а в полосе 30 Гц — $5 \times 10^{-20} \text{ Гц}^{-1/2}$. 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 Nautitlus 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 лазеров. 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 наинизшем 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^α — 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 λ_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 пробегов 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 θ, φ определяют направление на источник, а угол ψ определяет соотношение поляризаций (2ψ — 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

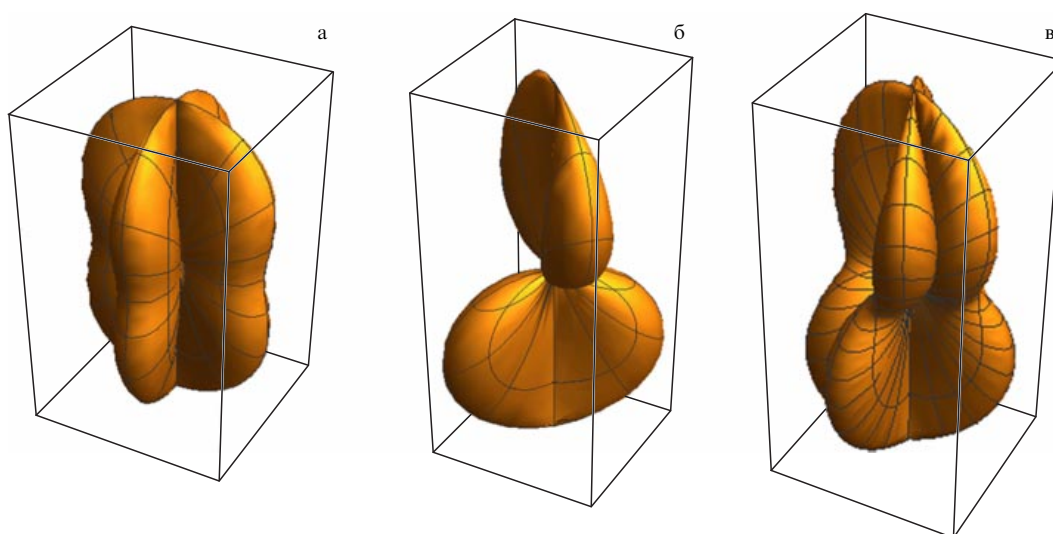


Рис. 8. Диаграммы направленности лазерной интерференционной антенны для гравитационной волны с разной поляризацией: (а) $\psi = \pi/4$, $h_+ = 0$, $h_{\times} = 1$; (б) $\psi = \pi/4$, $h_+ = 1$, $h_{\times} = 0$; (в) $\langle h_+ \rangle = \langle h_{\times} \rangle = 1$, что соответствует естественной 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 зеркал из-за электростатической связи зарядов зеркала, образующих диполь, с окружающими металлическими элементами конструкции².

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 криостатах. Поскольку падающее на поверхность сапфирового зеркала лазерное излучение вызывает его нагрев, учёным Японии предстоит решить весьма сложные проблемы 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

² 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 Mr 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 Mr с зеркалами M2 (и M3) образуют ещё один интерферометр Фабри–Перо, который необходим для повышения мощ-

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, Ms, которое образует дополнительные интерферометры Фабри–Перо в каждом из плеч и служит для "обострения" картины интерференции. Зеркала Mr и Ms часто называют зеркалом рециркуляции мощности и зеркалом рециркуляции сигнала (в англоязычной литературе — power recycling mirrors и signal recycling mirrors) соответственно. Интерферометр настраивается так, чтобы продифрагировавшие 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 °C в течение нескольких суток. Зеркало Ms 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 зеркалах резонатора наносят многослойные покрытия из четвертьволновых

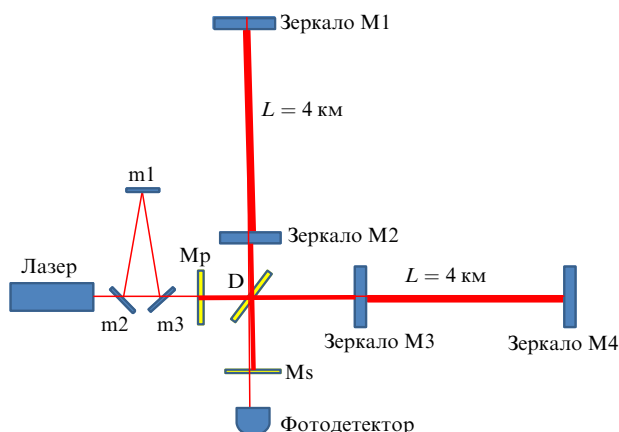


Рис. 10. Оптическая схема LIGO.

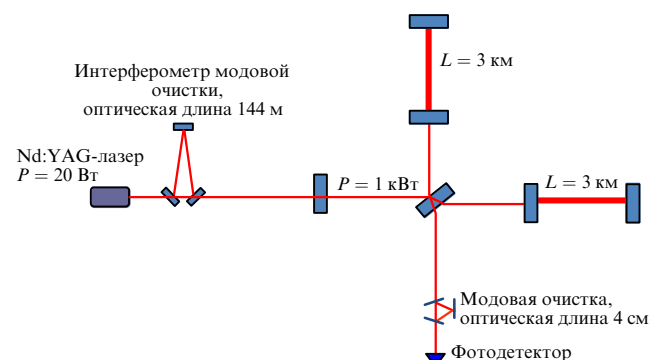


Рис. 11. Оптическая схема Virgo.

слоёв SiO_2 , Ti_2O_3 . 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

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 5σ . 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 $36^{+5}_{-4} M_\odot$ и $29^{+4}_{-4} M_\odot$, где $M_\odot$ — масса Солнца. Однако впоследствии эти данные претерпели уточнения: значениями масс, согласно [73, 74], стали $35^{+5}_{-3} M_\odot$ и $30^{+4}_{-3} M_\odot$.

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-

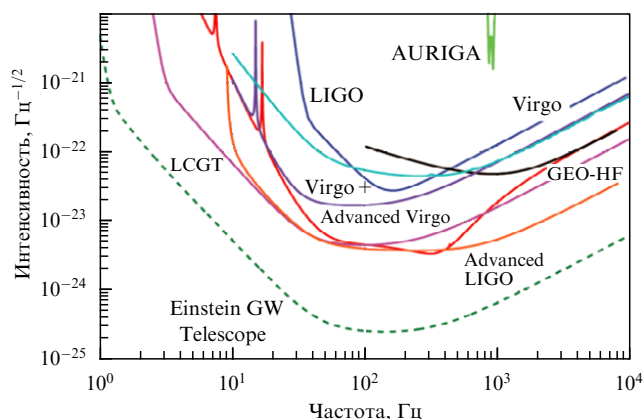


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Частотная зависимость чувствительности гравитационных антенн. LCGT (Large Cryogenic Gravity Telescope) — Большой криогенный гравитационный телескоп.

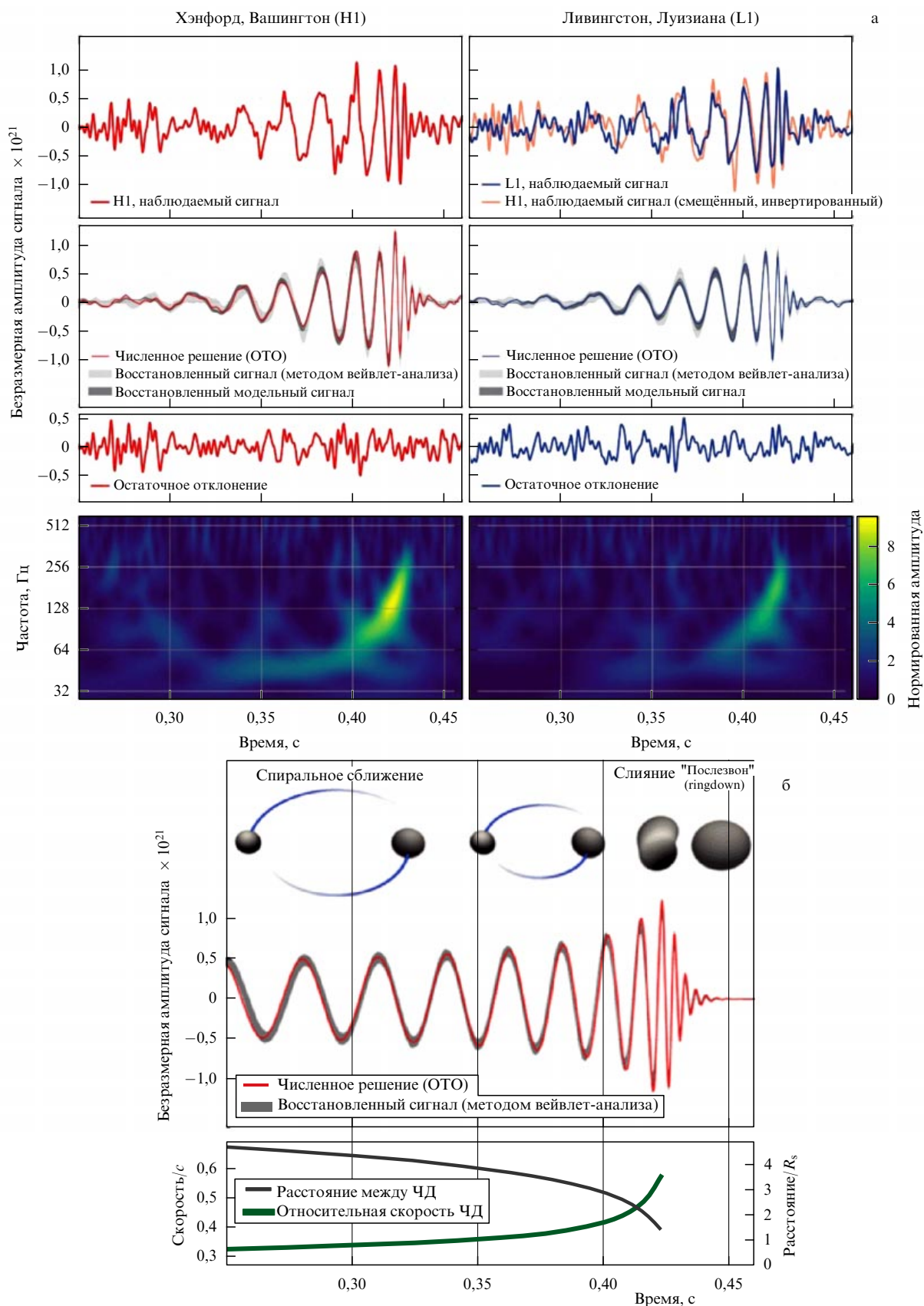


Рис. 13. (В цвете онлайн.) (а) Сигнал ГВ, зафиксированный лазерными интерферометрами в Хэнфорде и Ливингстоне. (б) Реконструированный сигнал после обработки (событие GW150914).

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 большей неопределённости приходится при-

влекать различные модельные и приближённые методы получения уравнений движения двойных систем в пост-ньютоновском приближении с учётом спин-спинового 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 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 5σ , что соответствует вероятности ложного обнаружения менее 10^{-7} . Калибровка чувствительности лазерных интерферометров осуществлялась посредством подачи на пробные массы, т.е. зеркала,

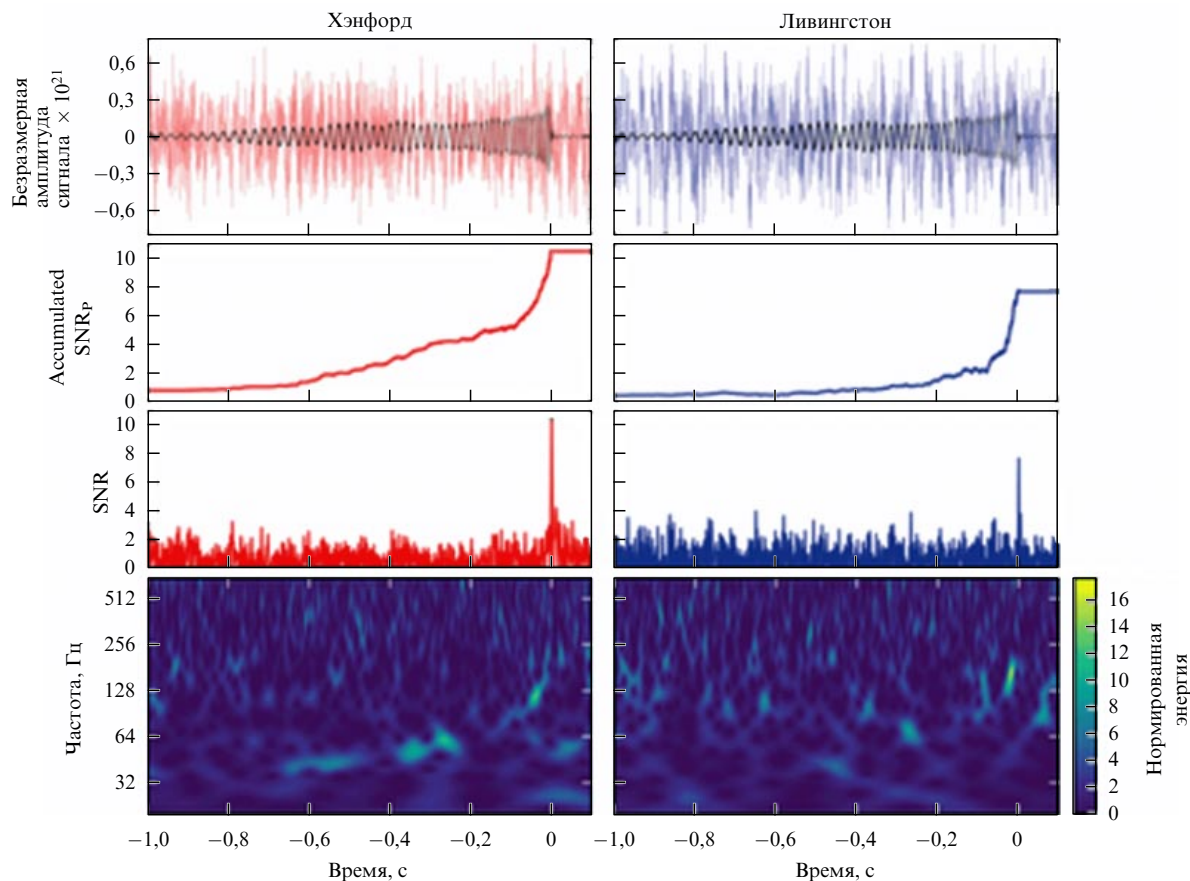


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Сигнал второго обнаружения ГВ, событие GW151226. Accumulated SNR_p — интегральное пиковое отношение сигнала к шуму согласно одному из методов корреляционной фильтрации.

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] $dE/dt = -Y_{\text{GW}}(t)$ где $Y_{\text{GW}}(v(t))$ — поток ГВ, уносящий из системы энергию, тогда из этого соотношения вытекает следующее:

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

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 $Y_{\text{GW}}(v(t))$ и энергии позволяет найти зависимость скорости и фазы от времени и тем самым описать зависимость сигнала от времени. Для нахождения зависимости $Y_{\text{GW}}(v(t))$ 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 $Y_{\text{GW}}(v(t))$ и релятивистской энергии системы $E(v(t))$ двух компактных масс, вращающихся по квазикруговой орбите. Важно отметить, что постньютоновские приближения для $Y_{\text{GW}}(v(t))$ и $E(v(t))$ снимают вырождения относительно масс коллапсирующих ЧД и моментов вращения, и поэтому допускают их независимое определение. Полученные таким способом выражения $Y_{\text{GW}}(v(t))$ 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 третью, 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 Δt 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 Δt 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 λ — 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 γ_m и γ_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 собственной 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⁻¹. 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 "защечить" 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 взаимодействий 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 ФИАН, 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 ФИАН), 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. $\partial E(t)/\partial t \sim E^2(t)$. 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
- Пустовойт В И, Герценштейн М Е *ЖЭТФ* **42** 163 (1962); Pustovoi 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
- Бараев 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, Pustovoi 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); Pustovoi 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. Takahashi 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:WHIcgg08>
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
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/nao-j-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
72. Publications of AEI Potsdam and AEI Hannover, <http://www.aei.mpg.de/10388/MPI%20for%20Gravitational%20Physics;7thETSymposium>, <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); Pustovoi 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); Pustovoi V I *Dokl. Phys.* **51** 165 (2006)
98. Нестеренко Е А, Пустовойт В И *Радиотехника и электроника* **55** 1092 (2010); Nesterenko E A, Pustovoi 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
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" *Соросовский 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. Pustovoi. 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: vladpustovoi@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. Pustovoi 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 – Pustovoi'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/UFNr.2016.03.037900

Received 26 August 2016

Physics – Uspekhi **59** (10) (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037900







**«ВЕСТНИК РОССИЙСКОГО ФОНДА
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ»
№ 1 (125) 2025 год**

Подписано в печать 24.04.2025.
Формат 60х90/8. Гарнитура Minion Pro.
Уч.-изд. л. 9,09. Усл.-печ. л. 11,09. Заказ № 3415.1. Тираж 300.

Отпечатано в типографии ООО «Принт».
426035, «г. Ижевск, ул. Тимирязева, 5.