

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:

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

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:

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

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:

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

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 флукуационного 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 флукуации 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.

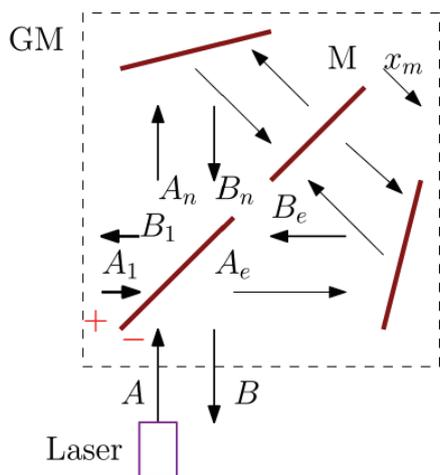


Рис. 1. Простейшая оптическая схема, не содержащая резонаторов.

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.

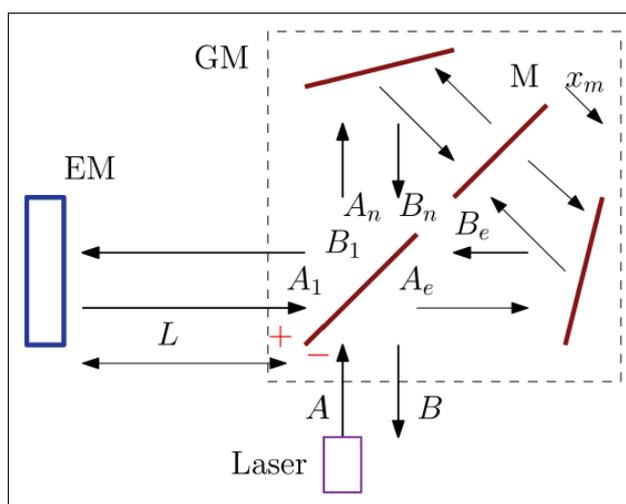


Рис. 2. Схема интерферометра Фабри – Перо, в которой интерферометр Майкельсона – Саньяка используется как входное зеркало.

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.

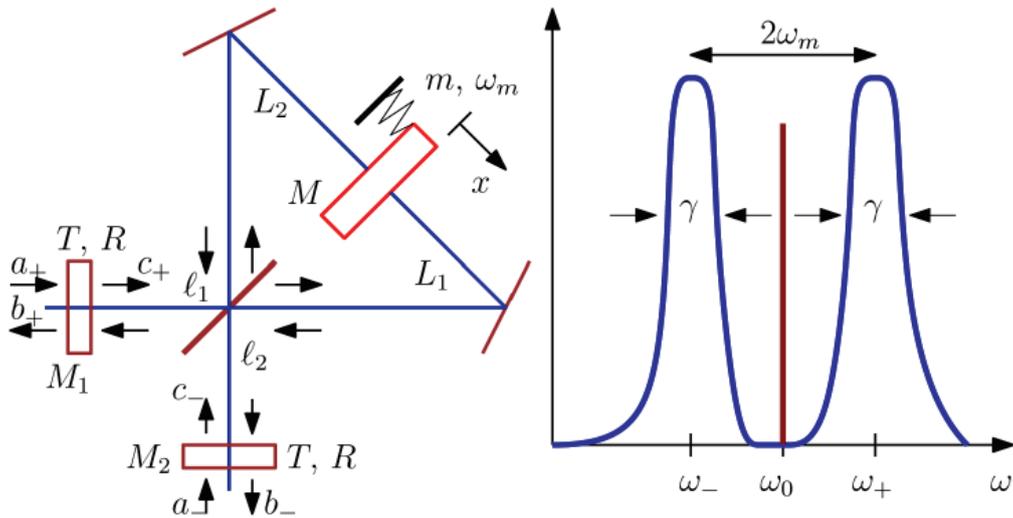


Рис. 3. Оптомеханическая схема, использующая две оптические моды: а – схема интерферометра Майкельсона – Саньяка, в котором полностью отражающее зеркало М является массой пробного осциллятора в сложном резонаторе; б – две собственные моды с частотами ω^- и ω^+ , связанные с механическим осциллятором, 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-

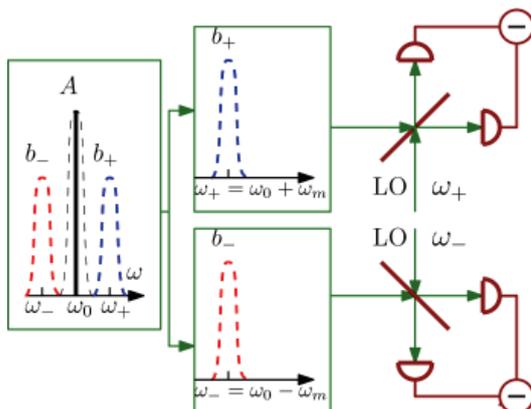


Рис. 4. Схематическое объяснение принципа широкополосного вариационного измерения.

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 работающих 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. Moller, 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. **C.E. Стрыгун**
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

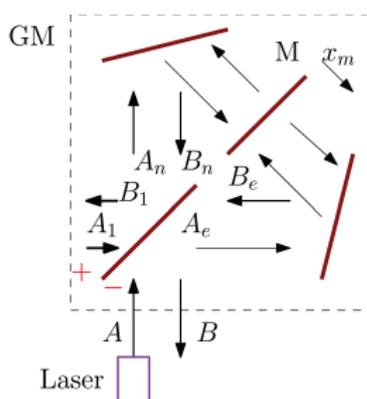


Fig. 1. The simplest optical circuit that does not contain resonators.

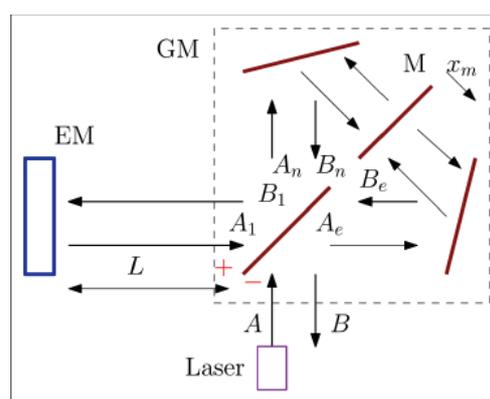


Fig. 2. Schematic diagram of a Fabry – Perot interferometer in which a Michelson – Sagnac interferometer is used as an input mirror.

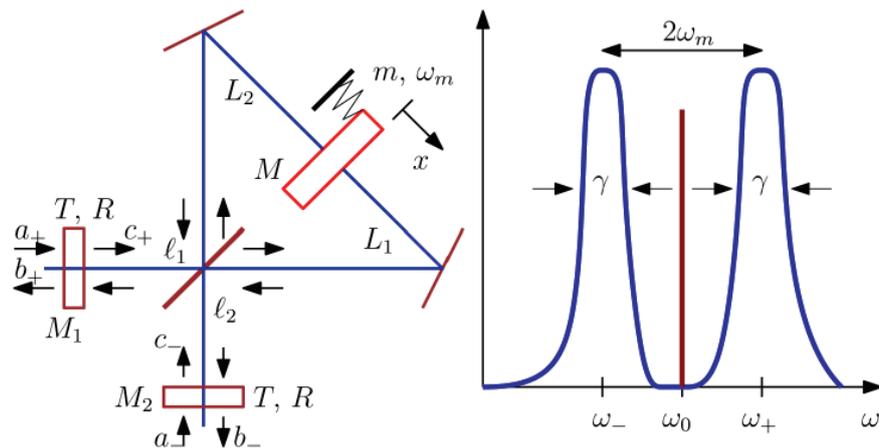


Fig. 3. Optomechanical scheme using two optical modes: a – scheme of a Michelson – Sagnac interferometer in which the fully reflecting mirror M is the mass of a test oscillator in a complex resonator; b – two eigenmodes with frequencies ω^- and ω^+ , associated with a mechanical oscillator, are pumped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

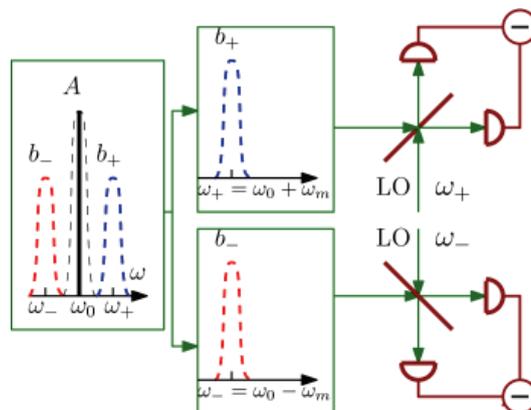


Fig. 4. Schematic explanation of the principle of broadband variational measurement.

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. Matushechkina, 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.