

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Параметрическая колебательная неустойчивость в лазерных гравитационно-волновых детекторах

С.П. Вятчанин, С.Е. Стрыгин

Рассмотрен нелинейный эффект параметрической колебательной неустойчивости в лазерных гравитационно-волновых детекторах (антеннах), приводящий к значительному уменьшению их чувствительности к детектированию гравитационных волн. Показано, что при превышении определённого порогового значения мощности, циркулирующей в антенных, происходит возбуждение стоксовых оптических мод резонаторов Фабри–Перо и упругих мод пробных масс. Рассмотрена параметрическая колебательная неустойчивость в гравитационно-волновых интерферометрах второго поколения (LIGO, Virgo, LCGT, GEO-600) и интерферометре третьего поколения ET (Einstein Telescope) с разными видами мод накачки. Данный эффект наблюдается не только в лазерных гравитационно-волновых интерферометрах, но и в других оптомеханических системах, что было зарегистрировано во многих экспериментах с этими системами. Проанализированы также все существующие сегодня пассивные и активные методы подавления параметрической колебательной неустойчивости в гравитационно-волновых интерферометрах.

PACS numbers: 42.50.Wk, 42.65.Es, 43.40.+s, 46.40.-f

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201211e.1195

Содержание

1. Введение (1195).
2. Параметрическая неустойчивость в резонаторе Фабри–Перо (1197).
3. Параметрическая неустойчивость в гравитационно-волновых интерферометрах (1199).
4. Влияние различных видов накачек (моды TEM₀₀, LG₃₃, mesa) (1200).
5. Методы подавления параметрической неустойчивости (1201).
6. Экспериментальное подтверждение (1202).
7. Заключение (1203).

Список литературы (1203).

1. Введение

В 1960-е годы появление лазеров привело к открытию новых явлений, связанных с молекулярным рассеянием света на микроскопических неоднородностях, — спонтанно возникающих и исчезающих флюктуациях термодинамических параметров среды [1–4]. Рассматриваемое явление параметрической колебательной неустойчивости по физической сути близко к вынужденному рассеянию Мандельштама–Бриллюэна [5–7] и к вынужденному комбинационному рассеянию света [8].

С.П. Вятчанин, С.Е. Стрыгин. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 119991 Москва, Российской Федерации
Tel. (495) 939 44 28
E-mail: svyatchanin@phys.msu.ru, strigin@phys.msu.ru

Статья поступила 19 марта 2012 г.

Вынужденное рассеяние света в среде, обусловленное нелинейными свойствами среды, происходит под действием падающей световой волны. В частности, рассеяние Мандельштама–Бриллюэна обусловлено нелинейным взаимодействием световых и упругих (звуковых или гиперзвуковых) волн. Достаточно просто объяснить этот эффект на квантовом языке: фотон падающего света (лазерной накачки) с частотой ω_0 распадается на фотон света с меньшей частотой $\omega_1 < \omega_0$ (так называемая стоксова волна) и фонон упругой волны с частотой ω_m . При этом всегда выполняется закон сохранения энергии $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_m$.

При малой интенсивности падающего света энергия, переизлучаемая в стоксову и упругую волны, невелика. Однако при возрастании интенсивности падающего света всё более заметным становится взаимодействие волн на комбинационных частотах. В частности, увеличивается пондеромоторная сила на разностной частоте $\omega_0 - \omega_1 \approx \omega_m$, воздействующая на упругую среду и приводящая к возрастанию интенсивности генерации упругих волн на частоте ω_m . С другой стороны, нелинейное взаимодействие упругих волн с волной накачки приводит к увеличению генерации световых волн на стоксовой частоте $\omega_1 \approx \omega_0 - \omega_m$. При достижении мощностью накачки некоторого порогового значения описанные процессы становятся доминирующими, что приводит к резкому увеличению интенсивности рассеянного излучения, а именно к появлению вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [5–7].

Наглядную иллюстрацию описанного параметрического рассеяния представляет модель двухконтурного параметрического усилителя (рис. 1), состоящего из двух параллельных колебательных контуров, соединённых

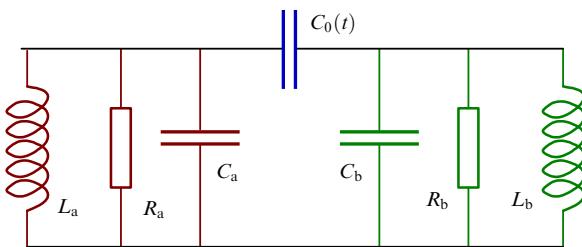


Рис. 1. Модель двухконтурного параметрического усилителя. Парциальные частоты ω_a , ω_b контуров и частота модуляции ω_0 ёмкости $C_0(t) = C_0 + \delta C \cos \omega_0 t$ связаны соотношением $\omega_0 \simeq \omega_a + \omega_b$.

переменной ёмкостью связи $C_0(t) = C_0 + \delta C \cos \omega_0 t$ [9]. Хорошо известно, что при достаточно большой накачке (т.е. достаточно большой модуляционной части ёмкости связи δC) работа параметрического усилителя становится неустойчивой. Условие неустойчивости при полном синхронизме (т.е. при $\omega_0 = \omega_a + \omega_b$) имеет следующий вид:

$$\frac{\delta C^2}{C_a C_b} > \frac{\gamma_a \gamma_b}{\omega_a \omega_b}, \quad \gamma_a \equiv \frac{R_a}{2L_a}, \quad \gamma_b \equiv \frac{R_b}{2L_b}, \quad (1)$$

где R_a , R_b — сопротивления, C_a , C_b — ёмкости, L_a , L_b — индуктивности двух контуров соответственно (см. обозначения на рис. 1).

Известно также, что параметрическая накачка приводит к внесению *отрицательного* затухания, а условие (1) фактически описывает ситуацию, в которой вносимое затухание становится больше собственного [10].

Условие неустойчивости для параметрического усилителя полностью аналогично условию возникновения вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна, если сопоставить стоксову волну с парциальной модой, имеющей частоту ω_a , а упругую волну — с модой, имеющей частоту ω_b .

Для качественного рассмотрения явления параметрической колебательной неустойчивости (ПКН) рассмотрим модель резонатора Фабри–Перо (ФП) (рис. 2), который возбуждается резонансной накачкой на частоте ω_0 . Одно из зеркал резонатора является подвижным и представляет собой механический осциллятор на частоте ω_m . Пусть в резонаторе существует стоксова оптическая мода с собственной частотой ω_1 , так что выполняется следующее условие:

$$\omega_0 \simeq \omega_1 + \omega_m. \quad (2)$$

В этом случае возможно параметрическое взаимодействие между указанными модами, которое может привести к появлению параметрической неустойчивости [11–15]. При наличии малых колебаний в стоксовой оптической моде возникает действующая на подвижное зеркало на разностной частоте $\omega_0 - \omega_1 \simeq \omega_m$ пондеромоторная сила, которая *резонансно* "раскачивает" механические колебания. С другой стороны, малые механические колебания зеркала благодаря эффекту Доплера приводят к появлению отражённых от зеркала волн с комбинационными частотами $\omega_0 \pm \omega_m$, одна из которых резонансно возбуждает (на частоте $\omega_0 - \omega_m \simeq \omega_1$) колебания в оптической стоксовой моде. Очевидно, что при увеличении мощности накачки на частоте ω_0 указанные меха-

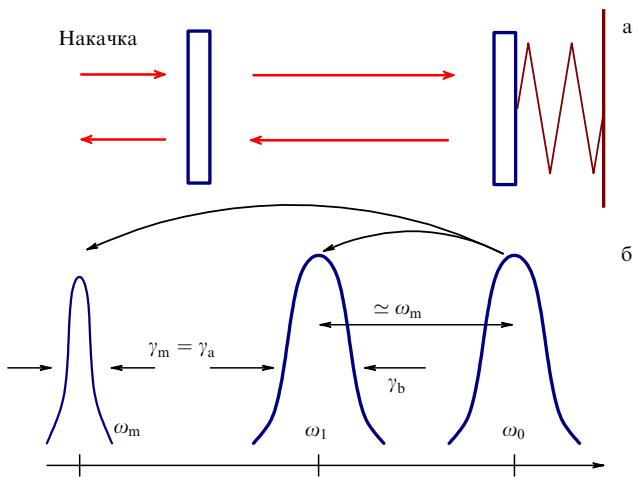


Рис. 2. (а) Модель резонатора Фабри–Перо, в котором одно из зеркал является подвижным, представляя собой механический осциллятор на частоте ω_m . (б) Схема мод. Стрелками указаны потоки энергии в соответствии с соотношениями Мэнли–Роу.

низмы будут приводить ко всё большей перекачке энергии. В соответствии с соотношениями Мэнли–Роу энергия от волны накачки будет передаваться оптической стоксовой и механической модам. Данный эффект может рассматриваться как внесение *отрицательного* затухания, поэтому при достижении мощностью накачки некоторого порогового значения возникнет параметрическая неустойчивость.

В действительности роль механического осциллятора играют моды *упругих* колебаний в зеркалах, имеющие разное пространственное распределение компонент вектора упругих смещений [16–18]. Эти моды могут быть связаны с оптическими стоксовыми модами, имеющими *подходящее* распределение поля на поверхности зеркал (см. детали в разделе 2).

Параметрическая колебательная неустойчивость может стать нежелательным паразитным эффектом в лазерных гравитационно-волновых антенных, в которых планируется использовать большую мощность циркулирующего света W (в интерферометре Advanced LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory) — около 830 кВт). При таком большом значении мощности может существовать немало подходящих пар стоксовых и упругих мод, которые приведут к ПКН [19–22].

При выполнении условия ПКН и дальнейшем увеличении мощности лазера накачки энергия E_0 в основной моде на частоте ω_0 перестаёт увеличиваться, но начинают возрастать энергии в стоксовой и механической модах [23] — это иллюстрирует рис. 3. Такое возрастание может привести к тому, что стоксова мода станет играть роль накачки для возбуждения следующей подходящей пары стоксовой и механической мод. Таким образом, возможно каскадное развитие ПКН [24, 25].

Явление ПКН наблюдалось в оптических микрорезонаторах [26–29] при скромных мощностях оптической накачки, порядка 10^{-4} Вт, — это связано с высокими добротностями оптических мод (порядка 10^9) и малой эффективной массой механических колебаний (около 10^{-10} кг). Поэтому в таких микрорезонаторах относительно легко может быть получена каскадная ПКН.

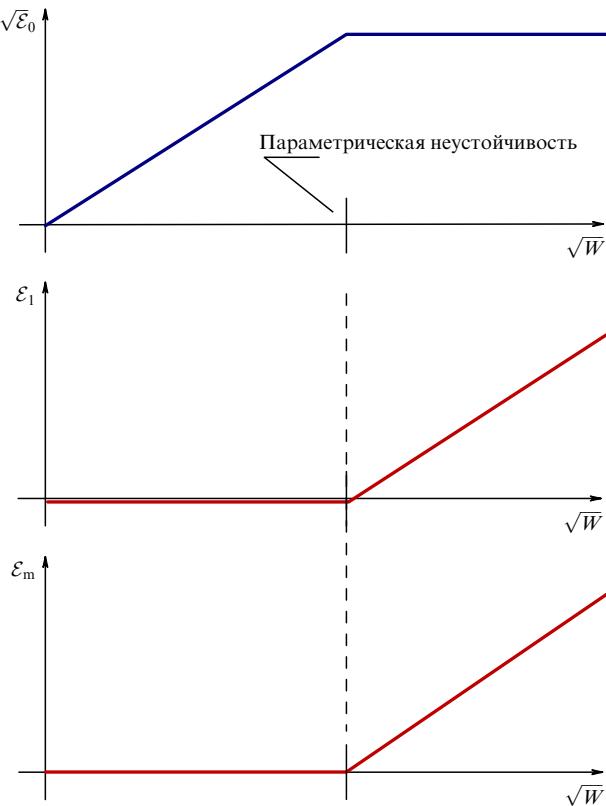


Рис. 3. Зависимости энергий ε_0 , ε_1 , ε_m в основной, стоксовой и механической модах соответственно от мощности накачки W для случаев ниже и выше порога параметрической неустойчивости.

Это делает возможной генерацию оптических гребёнок [30–33].

Отметим, что в резонаторе может существовать и подходящая *антистоксова* оптическая мода с частотой $\omega_{1a} \approx \omega_0 + \omega_m$. В этом случае, в соответствии с соотношениями Мэнли–Роу, накачка будет вносить *положительное* затухание в механическую моду, которое может быть больше отрицательного затухания, вносимого стоксовой модой, а параметрическая неустойчивость станет невозможной. При этом фотон волны накачки рассеивается на упругом фононе, создавая фотон антистоксовой волны, а часть энергии забирается из упругой волны. Поэтому, с одной стороны, наличие стоксовой оптической моды приводит к внесению отрицательного затухания в механическую моду (и, следовательно, к эффекту параметрической неустойчивости), а с другой — наличие антистоксовой моды приводит к затуханию механической моды [34, 35]. Однако вероятность того, что антистоксовые моды полностью подавят параметрическую неустойчивость, достаточно мала [12, 36].

В разделе 2 рассматривается возможность возникновения ПКН в резонаторе Фабри–Перо (ФП), в разделе 3 — в гравитационно-волновых интерферометрах второго поколения (LIGO, Virgo, LCGT (Large-scale Cryogenic Gravitational-wave Telescope), GEO-600) и интерферометре третьего поколения — Эйнштейновском телескопе (Einstein Telescope, ET). В разделе 4 описывается влияние различных форм лазерного пучка накачки на вероятность ПКН. Не менее важным вопросам подавления параметрической неустойчивости и её экспериментального подтверждения посвящены разделы 5, 6. В разделе 6 также рассматриваются другие оптомеханические

системы, в которых возможно появление параметрической неустойчивости.

2. Параметрическая неустойчивость в резонаторе Фабри–Перо

Явление ПКН и условие его возникновения в одиночном ФП-резонаторе впервые были подробно проанализированы в работе [11] на основе простейшей модели, изображённой на рис. 2. Эта модель предполагает взаимодействие только двух мод — оптической стоксовой моды с частотой ω_1 и одной из упругих мод зеркала (пробной массы) с частотой ω_m . В этом случае одно из зеркал (правое на рис. 2а) резонатора можно рассматривать как механический осциллятор. Взаимодействие этих мод происходит из-за большой величины мощности в основной моде с частотой ω_0 , которая считается заданной (приближение заданной накачки). Предполагается также, что частоты ω_0 , ω_1 , ω_m приблизительно удовлетворяют условию (2). Тогда условие ПКН для ФП-резонатора может быть выражено в виде [11]

$$\mathcal{R} = \frac{W\omega_1}{cLm\omega_m \gamma_1 \gamma_m} \frac{\Lambda_1}{1 + (\Lambda_1/\gamma_1)^2} > 1, \quad (3)$$

$$\Lambda_1 \equiv \frac{V \left| \int \mathcal{A}_0 \mathcal{A}_s^* u_z d\mathbf{r}_\perp \right|^2}{\int |\mathcal{A}_0|^2 d\mathbf{r}_\perp \int |\mathcal{A}_s|^2 d\mathbf{r}_\perp \int |\mathbf{u}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}, \quad (4)$$

$$\Lambda_1 = \omega_0 - \omega_1 - \omega_m, \quad (5)$$

где W — мощность, циркулирующая в основной моде ФП-резонатора, γ_1 , γ_m — коэффициенты затухания стоксовой оптической и упругой мод, L — расстояние между зеркалами ФП-резонатора, c — скорость света, m — масса зеркала, Λ_1 — величина расстройки, Λ_1 — коэффициент перекрытия распределений основной, стоксовой оптических мод и упругой моды, \mathcal{A}_0 , \mathcal{A}_s — функции распределения светового поля по сечению пучка основной и стоксовой мод, u_z — перпендикулярная к поверхности основания цилиндрического зеркала компонента вектора смещений \mathbf{u} упругой моды, интегрирование по $d\mathbf{r}_\perp$ соответствует интегрированию по поверхности зеркала, а интегрирование по $d\mathbf{r}$ — интегрированию по объёму зеркала V .

При заданной частоте накачки ω_0 необходимо проанализировать все подходящие комбинации стоксовых и упругих мод, удовлетворяющих условию (2), и проверить для них выполнение условия (3). Очевидно, что число таких пар может быть относительно большим. Причём если собственные частоты и распределения оптических мод в ФП-резонаторе со сферическими зеркалами могут быть записаны в аналитическом виде, то упругие моды зеркал приходится рассчитывать численно. К счастью, для резонатора с зеркалами *конечных* размеров дифракционные потери оптических мод возрастают с увеличением порядка мод (это означает увеличение оптического затухания γ_1), поэтому количество рассчитываемых оптических мод ограничено. Заметим, что частоты ω_m упругих мод зеркал ФП-резонатора по порядку величин сопоставимы с основным межмодовым интервалом $\Delta\omega_{\text{fsr}} = pc/L \approx 2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ резонатора (см. таблицу), что облегчает выполнение условия (2).

В общем случае надо учитывать возможное влияние антистоксовой оптической моды в ФП-резонаторе. С

Таблица. Параметры резонатора Фабри–Перо интерферометра Advanced LIGO

Мощность W	$0,83 \times 10^6$ Вт
Длина L	4000 м
Масса зеркала m	40 кг
Радиус зеркала R	0,17 м
Толщина зеркала H	0,2 м
Материал	Плавленый кварц

учётом этого условия ПКН принимает вид

$$\mathcal{R} = \frac{W\omega_1}{cLm\omega_m \gamma_1 \gamma_m} \frac{\Lambda_1}{1 + (\Lambda_1/\gamma_1)^2} - \frac{W\omega_1}{cLm\omega_m \gamma_1 \gamma_m} \frac{\omega_{1a}\gamma_1}{\omega_1\gamma_{1a}} \frac{\Lambda_{1a}}{1 + (\Lambda_{1a}/\gamma_{1a})^2} > 1, \quad (6)$$

$$\Lambda_{1a} \equiv \frac{V \left| \int \mathcal{A}_0 \mathcal{A}_{as}^* u_z d\mathbf{r}_\perp \right|^2}{\int |\mathcal{A}_0|^2 d\mathbf{r}_\perp \int |\mathcal{A}_{as}|^2 d\mathbf{r}_\perp \int |\mathbf{u}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}, \quad (7)$$

$$\Lambda_{1a} = \omega_{1a} - \omega_0 - \omega_m, \quad (8)$$

где γ_{1a} — коэффициент затухания антистоксовой оптической моды, \mathcal{A}_{as} — функция распределения светового поля по сечению пучка антистоксовой моды.

Второе слагаемое в правой части формулы (6) учитывает возможное влияние антистоксовой моды. Очевидно, что возможно такое сочетание параметров, при котором второй член будет компенсировать первый член (положительное затухание, вносимое в упругую моду антистоксовой модой, больше отрицательного затухания, обусловленного стоксовой модой), и тогда эффект ПКН будет подавлен [34, 35]. Например, предположим, что основная, стоксова и антистоксова моды являются эквидистантными, $\omega_1 = \pi(K-1)c/L$, $\omega_0 = \pi K c/L$, $\omega_{1a} = \pi(K+1)c/L$ (K — некоторое целое число), и имеют гауссово распределение поля по сечению пучка. В этом случае $\Lambda_1 = \Lambda_{1a}$, $\Lambda_1 = \Lambda_{1a}$ и ПКН невозможна. Однако такой случай расположения мод является крайне маловероятным и не имеет большого значения при нахождении неустойчивых комбинаций мод — это иллюстрирует рис. 4.

Заметим, что для предсказания неустойчивых комбинаций мод необходима полная информация как об

упругих модах, так и об оптических стоксовых модах. Частоты и распределения оптических полей на поверхностях зеркал легко рассчитываются аналитически для гауссовых мод резонатора Фабри–Перо [37], в то время как частоты и распределения вектора смещений для упругих мод могут быть найдены только численно. Наиболее популярным методом нахождения частот и распределений мод является метод конечных разностей (решается система конечно-разностных уравнений упругости для цилиндра).

Отметим также метод суперпозиции в применении к аксиально-симметричным упругим модам цилиндрического зеркала [18], который позволяет с высокой точностью получать собственные частоты и распределения вектора смещений этих мод. Аналитические выражения для компонент вектора смещений строятся на основе суперпозиции частных решений уравнения движения упругой среды с нулевыми граничными условиями для напряжений на поверхности зеркал [38–43]. Указанный метод требует небольших вычислительных мощностей, но, к сожалению, он пока применим только для аксиально-симметричных мод.

Как было сказано, основным методом получения полного спектра частот и распределений вектора смещений упругих мод, необходимых для расчёта параметрических неустойчивостей, является метод конечных разностей. Однако для точного предсказания этих неустойчивостей необходимо получить численные решения с высокой точностью. Из условия (3) видно, что собственные частоты упругих мод должны иметь ошибку расчёта меньшую, чем значение коэффициента затухания оптической стоксовой моды. При типичных значениях механических частот в интервале от 10 до 100 кГц и времени оптической релаксации, соответствующем интервалу 10–100 Гц, это означает, что относительная точность численного расчёта частот упругих мод должна быть не хуже 10^{-4} . Это требование не всегда выполняется при расчёте упругих мод при использовании, например, численных пакетов COMSOL или ANSYS. Например, при использовании ANSYS точность расчёта упругих мод составила около 0,5 % [13–15, 21], а такой точности не всегда достаточно.

К другим физическим факторам, ограничивающим точность предсказания частот упругих мод, надо отнести неоднородности в распределении плотности и модуля Юнга материала зеркала, которые могут приводить к относительному сдвигу частот упругих мод на уровне 10^{-3} [12].

Заметим, что зеркала интерферометра LIGO имеют незначительные отклонения от цилиндрической формы, обусловленные наличием плоских срезов на боковой поверхности зеркала для креплений зеркал и самих креплений. Такие отклонения приведут к изменению частот упругих мод, а также к снятию вырождения по частоте упругих мод и расщеплению спектра неаксиально-симметричных упругих мод в дублеты [16, 17]. Это объясняется тем, что моды с зависимостями $\sin(m\varphi)$ и $\cos(m\varphi)$ (где m , φ — азимутальные числа и угол соответственно) должны иметь различные частоты ввиду разных значений упругой энергии этих мод в областях около плоских срезов. Напротив, аксиально-симметричные моды не расщепляются, но изменяют собственную частоту. Расщепление упругих мод в свою очередь приведёт к увеличению вероятности ПКН.

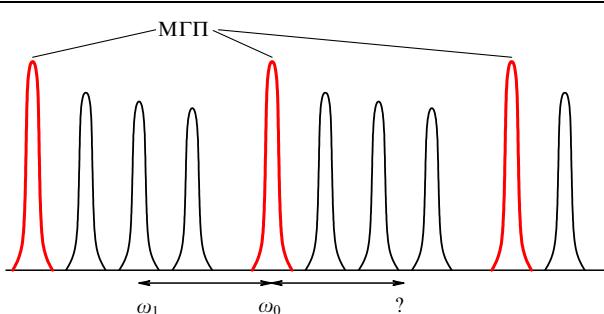


Рис. 4. Структура оптических мод резонатора Фабри–Перо. Моды главной последовательности (МГП) соответствуют высоким пикам. Стоксова оптическая мода имеет частоту ω_1 , возможная антистоксова мода обозначена знаком вопроса.

Для предсказания ПКН должно также выполняться дополнительное азимутальное условие. Например, при предположении, что основная мода накачки имеет гауссову форму (TEM_{00}), а упругая и стоксова оптическая моды имеют азимутальные зависимости $\exp(im\phi)$ и $\exp(in\phi)$ соответственно, коэффициент перекрытия мод будет отличен от нуля только при условии $m = n$ (см. формулу (4)). Однако это верно, только если центр цилиндрического зеркала совпадает с центром лазерного луча. В общем случае всегда существует расстояние Z между центром зеркала и центром распределения оптических мод. Это связано с тем, что зеркала ФП-резонаторов гравитационных детекторов могут иметь малые пространственные смещения относительно среднего положения. Следовательно, в этом случае коэффициент перекрытия будет зависеть от расстояния Z . Например, коэффициент перекрытия A_1 может стать отличным от нуля при $Z \neq 0$, хотя он равен нулю при $Z = 0$. Это может привести к увеличению числа параметрических неустойчивостей в системе.

Результаты численного расчёта показывают, что для конфигурации Advanced LIGO при смещении зеркала $Z = 1$ см число параметрических неустойчивостей увеличивается приблизительно на 15 % [44]. Для планируемых смещений $Z = 1$ мм в Advanced LIGO эффект смещения зеркал не приводит к увеличению параметрических неустойчивостей и система остаётся стабильной.

3. Параметрическая неустойчивость в гравитационно-волновых интерферометрах

В настоящее время несколько лабораторий в мире продемонстрировали работу лазерных гравитационно-волновых детекторов первого поколения (проекты LIGO [45, 46], Virgo [47, 48], GEO-600 [49, 50], TAMA [50, 51]), и уже сейчас ведутся работы по созданию детекторов второго поколения (Advanced LIGO, Advanced Virgo, GEO-HF и пр.), которые позволят в недалёком будущем зарегистрировать гравитационные волны. В детекторах второго поколения планируется значительно увеличить оптическую мощность, циркулирующую в плечах интерферометров (в Advanced LIGO — до 800 кВт) [45, 46, 53]. Поэтому вероятность ПКН в лазерных гравитационных детекторах второго поколения будет достаточно велика.

Упрощённая схема интерферометра Advanced LIGO показана на рис. 5. Два зеркала цилиндрической формы, подвешенные на большом расстоянии друг от друга, образуют в одном плече интерферометра Фабри–Перо резонатор 1, два других таких же зеркала образуют второе плечо с резонатором Фабри–Перо 2, перпендикулярное первому. Луч от лазера накачки проходит через светоделитель, расположенный в точке пересечения линий плеч. Предполагается, что свет многократно отражается от зеркал внутри каждого плеча, прежде чем он вернётся на светоделитель луча. Плечи интерферометра юстируются так, что весь отражённый свет направляется обратно к лазеру (так называемый яркий порт), а в порт детектора (так называемый тёмный порт) свет не поступает. При воздействии гравитационной волны появляется некоторая разница между длинами двух плеч, часть света распространяется в тёмный порт и регистрируется фотодетектором.

Воздействие гравитационной волны, приводящее к разнице длин плеч, крайне мало — в интерферометре

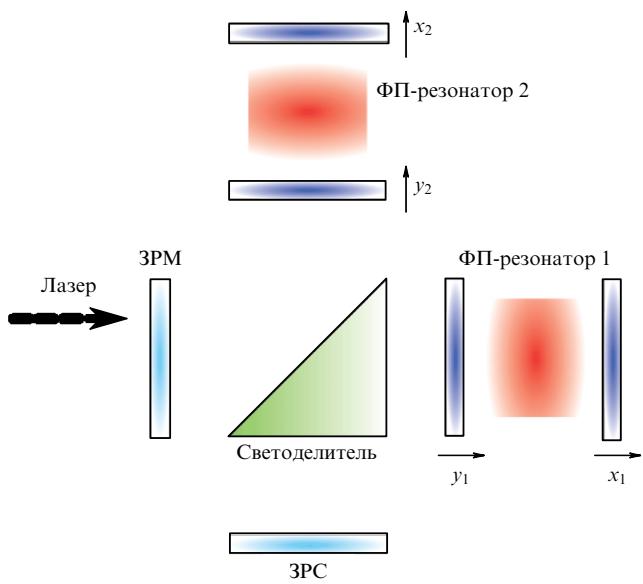


Рис. 5. Схема интерферометра Advanced LIGO с резонаторами Фабри–Перо в плечах и зеркалами рециркуляции мощности и сигнала (соответственно ЗРМ и ЗРС).

Advanced LIGO предполагается зарегистрировать разностное смещение порядка $10^{-17} - 10^{-16}$ см за время $\sim 10^{-2}$ с при длине плеча 4 км. Регистрация такого малого смещения предполагает чрезвычайно малые смещения зеркал, вызванные другими причинами — тепловыми, сейсмическими и техническими шумами [54–62]. Даже незначительное смещение зеркал приводит к тому, что лучи приходят к светоделителю с изменёнными фазами и тем самым имитируют обнаружение гравитационной волны.

В усовершенствованной схеме интерферометра Advanced LIGO в стандартную схему Майкельсона с ФП-резонаторами в плечах добавляются два дополнительных зеркала: зеркало рециркуляции мощности (ЗРМ) (power recycling mirror) и зеркало рециркуляции сигнала (ЗРС) (signal recycling mirror) (см. рис. 5). Первое из них используется только для увеличения циркулирующей мощности — для одного и того же лазера накачки световая энергия внутри плеча интерферометра в схеме с ЗРМ будет в $\sim T^{-2}$ раз больше при одинаковых остальных параметрах системы, где T — амплитудный коэффициент пропускания ЗРМ.

В работе [12] показано, что наличие ЗРМ увеличивает вероятность ПКН по сравнению с таковой в случае одиночного ФП-резонатора. Это объясняется тем фактом, что стоксова мода, излучённая из ФП-резонатора 1 через его входное зеркало, не теряется безвозвратно, а возвращается обратно в резонатор благодаря наличию ЗРМ, следовательно, её взаимодействие с упругими модами продолжится. Например, наличие резонатора с ЗРМ значительно увеличивает значение \mathcal{R} при нулевой расстройке A_1 (резонанс) и уменьшает \mathcal{R} примерно в два раза вдали от резонанса по сравнению с таковым в случае отсутствия ЗРМ [21].

Анализу ПКН в интерферометре Advanced LIGO при наличии ЗРС была посвящена серия работ [19, 20, 63]. При рассмотрении параметрической неустойчивости удобно было ввести так называемые суммарную и разностную оптические моды, представляющие собой

сумму и разность световых полей в плечах интерферометра. Суммарная оптическая мода будет взаимодействовать с суммарной упругой модой, $z_+ = (x_1 - y_1) + (x_2 - y_2)$, а разностная оптическая мода — с разностной упругой модой, $z_- = (x_1 - y_1) - (x_2 - y_2)$, где $x_i, y_i, i = 1, 2$ — координаты зеркал в плечах интерферометра (см. рис. 5). Заметим, что данное предположение возможно, если все четыре зеркала ФП-резонаторов одинаковы.

Было показано, что ПКН в интерферометре Advanced LIGO с дополнительным ЗРС, с одной стороны, может появиться при относительно малых значениях мощности накачки, циркулирующей в плечах интерферометра (поправка нескольких ватт), а с другой стороны, вероятность того, что условие возникновения ПКН выполнится, крайне мала ввиду малого значения коэффициента затухания оптических мод, $\gamma_1 \approx 2 \text{ с}^{-1}$ (см. формулу (3)). Детальный анализ ПКН при наличии как ЗРС, так и ЗРМ представлен в работах [22, 64].

Проблема параметрической неустойчивости в европейской антенне второго поколения Advanced Virgo приблизительно та же, что и в Advanced LIGO, поскольку пока они имеют близкие параметры [48].

Стоящая сейчас японская антенна LCGT, обладающая приблизительно теми же размерами (длина плеча 3 км), что и Advanced LIGO и Advanced Virgo, имеет два существенных от них отличия — она должна работать при криогенных температурах (20 К) и её зеркала планируется изготовить из сапфира (сапфир при низких температурах позволяет обеспечить существенно меньшие потери, чем плавленый кварц). С точки зрения ПКН, антенна LCGT имеет несколько преимуществ: более редкий спектр упругих мод (скорость звука в сапфире почти в два раза больше, чем в плавленом кварце), более редкий спектр оптических мод (благодаря использованию зеркал с большим радиусом кривизны (более 7 км)). Оценки показывают [65], что количество комбинаций мод, опасных с точки зрения ПКН, в LCGT (2–4) примерно в десять раз меньше, чем в Advanced LIGO (20–60) [14]. Поэтому появляется возможность подавления ПКН посредством внесения через обратную связь дополнительного затухания.

Кроме упомянутых "больших" антенн, сегодня работают две антенны немного меньших размеров: англо-немецкая GEO-600 [49] (с плечом 600 м) и японская TAMA-300 [51] (плечо 300 м). Вследствие меньшей мощности, циркулирующей внутри этих антенн, вероятность возникновения ПКН в них мала, однако они могут быть использованы для наблюдения ПКН и её предвестников с целью отработки технологий подавления ПКН [66].

В настоящее время Европейская гравитационная обсерватория разрабатывает проект гравитационно-волнового интерферометра третьего поколения, названного телескопом Эйнштейна. Предполагается, что ET будет иметь чувствительность, на несколько порядков превышающую чувствительность гравитационно-волновых детекторов второго поколения [67, 68]. Детали данного проекта находятся на стадии разработки, однако первые данные о параметрах ФП-резонаторов, составляющих плечи ET, уже были обозначены в [68].

Величина циркулирующей мощности в ФП-резонаторах телескопа Эйнштейна достигнет 3 МВт, что поможет существенно улучшить чувствительность детектора. Однако вместе с тем возрастёт и вероятность ПКН (см. формулу (6)). Так же будут увеличены расстояние между

зеркалами ФП-резонатора до 10 км, радиус лазерного пучка на зеркалах до 12 см и будет осуществлён переход от прежнего режима работы детектора при комнатных температурах к режиму работы при температурах около 20 К, что уменьшит влияние разного рода тепловых шумов. Радиус зеркал предполагается увеличить до 30 см, что примерно в 2,5 раза больше, чем радиус лазерного пучка на зеркалах, поэтому дифракционные потери оптической моды накачки будут крайне малыми (3,7 ppm). Для уменьшения уровня сейсмического воздействия ET планируется расположить в горизонтальном тоннеле, находящемся под землей на глубине около 800 м [67, 68].

Расчёт ПКН для телескопа Эйнштейна был выполнен для упругих мод зеркал из плавленого кварца в частотном диапазоне вплоть до 30 кГц [69]. Полученное число неустойчивых мод (пять мод в указанном частотном интервале) сравнимо с числом неустойчивостей для интерферометра Advanced LIGO. Также рассматривались две возможные конфигурации телескопа Эйнштейна с зеркалами ФП-резонатора, изготовленными из кремния и сапфира [70]. В данном случае число неустойчивых мод в телескопе Эйнштейна превосходит число неустойчивых мод ПКН для интерферометра Advanced LIGO (в частотном диапазоне упругих мод до 40 кГц обнаружено восемь неустойчивых комбинаций для зеркал из сапфира и двенадцать комбинаций для зеркал из кремния). Этот факт можно объяснить тем, что увеличиваются плотности расположения упругих мод зеркал и оптических мод в спектрах.

4. Влияние различных видов накачек (моды TEM_{00} , LG_{33} , mesa)

Важнейшей задачей является уменьшение влияния фундаментальных и технических шумов в гравитационно-волновых интерферометрах на чувствительность антенн. Одним из способов ослабить это влияние является изменение формы лазерного пучка накачки внутри интерферометра. Стоит отметить, что предлагались различные формы мод накачки для уменьшения, например, тепловых шумов: так называемые mesa-пучки [71–73], конические моды [74] и лагерр-гауссовые моды высокого порядка [75]. В настоящее время существует несколько методик генерации лагерр-гауссовых (LG) мод высокого порядка с использованием голограмм [76, 77], дифракционных решёток [78] и различных преобразователей мод [79, 80] с высокой эффективностью [78, 81]. В работе [82] сравнивалась оптическая мода накачки LG_{33} (возможный кандидат на роль накачки в гравитационно-волновых интерферометрах) с гауссовой модой накачки TEM_{00} . Стоит заметить, что мода накачки LG_{33} показала себя даже наиболее подходящей по сравнению с модой TEM_{00} по многим характеристикам (устойчивость к малым поворотам и смещениям зеркал, дифракционные потери и др.) [82].

В [83] было рассчитано число неустойчивых комбинаций упругих и стоксовых мод для случаев накачки как TEM_{00} , так и LG_{33} . В исследуемом частотном интервале упругих мод до 40 кГц вероятность наступления ПКН в случае накачки вида LG_{33} оказалась несколько выше, чем в случае накачки TEM_{00} в интерферометре Advanced LIGO. Однако разница в числе неустойчивых мод в этих двух случаях не слишком велика для того, чтобы можно

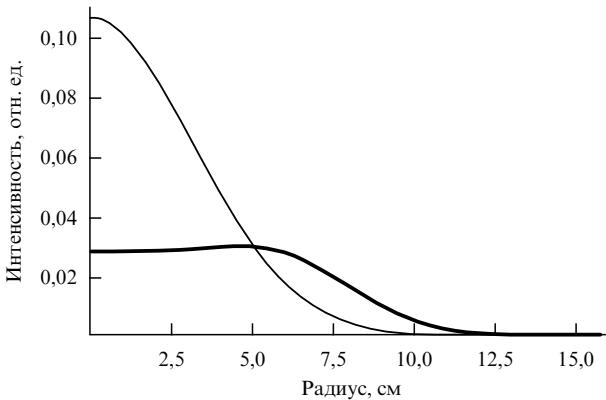


Рис. 6. Распределения интенсивности в гауссовом световом пучке (моде) радиусом $r_0 = 4,5$ см для цилиндрических зеркал радиусом $R = 15,7$ см (тонкая кривая) и световом mesa-пучке радиусом 9,71 см для таких же цилиндрических зеркал радиусом $R = 15,7$ см (жирная кривая). Уровень дифракционных потерь за одно отражение от пробной массы 10 ppm [71, 72].

было однозначно сказать, что накачка LG_{33} , с точки зрения ПКН, опаснее, чем накачка TEM_{00} .

Ранее предполагалось вместо гауссовых световых пучков с малым радиусом и плавно спадающими краями использовать световые пучки с плоской вершиной, большим радиусом и крутыми "краями" [71–73]. Поскольку распределение интенсивности в таких пучках напоминает гору с плоской вершиной (mesa — столовая гора) в американской юго-западной пустыне, то их предложили называть mesa-пучками. На рисунке 6 показано распределение интенсивности для предложенного mesa-пучка (жирная линия) и распределение интенсивности гауссова пучка (тонкая линия), которые имеют одинаковый уровень дифракционных потерь.

При сравнении в качестве волн накачки mesa-пучков и гауссовой моды было обнаружено, что факторы перекрытия мод для 70 % упругих мод имеют большие значения в резонаторах интерферометра, поддерживающих mesa-моды [84]. Одновременно mesa-моды из-за своего быстро спадающего распределения световых полей имеют малые дифракционные потери по сравнению с таковыми гауссовых мод (меньшие на порядок). ФП-резонаторы, поддерживающие распространение в них mesa-мод, также имеют структуру оптических мод, отличную от структуры гауссовых мод, что обязательно скажется на эффекте ПКН.

Данные три фактора — различие в структуре оптических мод резонаторов, малые дифракционные потери и большие значения факторов перекрытия — оказывают сильное влияние на ПКН. Анализ показал, что при использовании mesa-пучков в качестве волн накачки вместо гауссовых пучков число неустойчивых комбинаций упругих и стоксовых оптических мод возрастает примерно в три раза [84]. В то же время среднее значение параметра \mathcal{R} несколько меньше. Таким образом, ПКН будет проявляться несколько сильнее при использовании mesa-пучков вместо гауссовой моды накачки.

5. Методы подавления параметрической неустойчивости

Параметрическая колебательная неустойчивость в лазерных гравитационно-волновых антенных может при-

вести к значительному уменьшению их чувствительности при детектировании гравитационных волн, поэтому разработка методов эффективного подавления ПКН является крайне актуальной задачей. Сегодня существуют три основных способа подавления ПКН:

- изменение радиуса кривизны зеркал посредством их теплового нагрева (например, с помощью дополнительного лазерного луча) [13, 64, 85];
- уменьшение добротности механических мод [21, 64, 86];
- внесение дополнительного затухания в "опасные" упругие моды с помощью электростатических сил обратной связи [87].

Вероятность появления неустойчивых мод ПКН и их число сильно зависят от радиуса кривизны зеркал интерферометра (расстройка мод A определяется этими радиусами). Радиусы кривизны зеркал не являются фиксированными параметрами интерферометров и их можно изменять, например, посредством теплового нагрева зеркал, т.е. благодаря явлению термолинзирования [13, 64, 85]. Так как радиусы кривизны зеркал определяют величины расстроек мод A , а следовательно, и значения параметра \mathcal{R} для комбинаций оптических и механических мод, то существуют оптимальные значения этих радиусов, при которых число неустойчивых мод уменьшается по сравнению с таковым для стандартной конфигурации интерферометров.

Второй эффективный способ подавления ПКН состоит в уменьшении добротности механических мод зеркал с помощью нанесения кольцевых полосок на боковую цилиндрическую поверхность зеркал с использованием технологии осаждения ионов золота или меди. Эти полоски имеют практически такие же механические свойства, как и вещество, из которого изготовлено зеркало. Нанесение кольцевой полоски (например, толщиной 20 мкм [21]) на боковую поверхность зеркала должно приводить не только к уменьшению добротности механических мод зеркал, но и к увеличению шумов теплового происхождения (в соответствии с флукутационно-диссипационной теоремой). Ясно, что наиболее логично разместить полоску на той области, в которой упругая энергия единицы объема низкочастотных мод имеет минимальное значение, чтобы минимизировать негативное влияние, связанное с появлением дополнительного теплового шума. В работах [21, 64, 86] показано, что минимум упругой энергии находится практически посередине боковой поверхности зеркала. Нанесение полоски (угол потерь материала полоски $\phi = 3,6 \times 10^{-3}$, ширина полоски 3 см) на эту область поверхности приводит, например, к увеличению уровня теплового шума в интерферометре всего на 5 %, что позволяет оптимально уменьшить добротность механических мод без большого увеличения вклада тепловых шумов. Это в свою очередь также позволяет уменьшить значения \mathcal{R} для многих комбинаций оптических и механических мод. Всё это может снизить влияние ПКН до приемлемого уровня, при котором интерферометр становится устойчивым.

Недавно был предложен новый метод активного подавления неустойчивостей, заключающийся в приложении сил электростатического происхождения к плоским поверхностям зеркал интерферометра [87]. В гравитационно-волновых детекторах Advanced LIGO будет использоваться система симметрично расположенных у

поверхности зеркала электродов для электростатического контроля положения подвешенных зеркал интерферометра. Разность потенциалов между электродами и плоской поверхностью зеркала приводит к появлению электростатических сил, действующих на диэлектрические зеркала и контролирующих их положение. При этом возникает естественное соображение использовать наличие этих сил для внесения дополнительного затухания в механические степени свободы зеркал и уменьшения их добротности (на частоте упругих мод). Авторы работы [87] сначала теоретически рассчитывают величины сил, необходимые для подавления параметрических неустойчивостей в гравитационно-волновых антенах, и экспериментально подтверждают результаты расчётов, а затем делают вывод, что использование электростатических сил в системе помогает контролировать число параметрических неустойчивостей. Похожие идеи активного подавления ПКН выдвигались ранее в работе [88].

В статьях [14, 64, 85, 86] в качестве метода уменьшения вероятности ПКН предлагалось также использовать другие материалы для изготовления зеркал интерферометра. Наиболее вероятным кандидатом на роль материала зеркал считается сапфир, который благодаря своим механическим свойствам имеет относительно малую плотность упругих механических мод, что может минимизировать вероятность параметрической неустойчивости и число неустойчивых мод. Однако пока вопрос применения сапфира в качестве материала зеркал интерферометра окончательно не решён, поскольку имеется ряд проблем при использовании сапфира в интерферометрах, таких, например, как его анизотропные свойства и др.

Стоит заметить, что ни один из описанных методов подавления ПКН не позволяет полностью исключить ПКН. Однако, комбинируя методы подавления неустойчивостей, можно с высокой долей вероятности достичь желаемого успеха в различных схемах гравитационно-волновых интерферометров.

6. Экспериментальное подтверждение

Теоретические предсказания появления ПКН в гравитационно-волновых интерферометрах или других оптомеханических системах требуют скорейшего экспериментального подтверждения для понимания истинной величины угрозы, стоящей перед создателями интерферометров нового поколения. Первые попытки экспериментального обнаружения трёхмодового взаимодействия были предприняты в [89]. В работе [89] основная оптическая мода накачки и антистоксова поперечная мода первого порядка (TEM_{01}) ФП-резонатора взаимодействовали с низкочастотной механической модой зеркала. Энергия основной моды накачки переизлучалась в антистоксову моду благодаря её взаимодействию с механической модой зеркала на частоте 158,11 кГц. Эксперимент был проведен при использовании ФП-резонатора длиной 77 м с циркулирующей в нём мощностью 1 кВт и зеркалами из сапфира. Данный эксперимент явно не демонстрирует явления ПКН, а лишь подтверждает взаимодействие основной оптической моды накачки и антистоксовой моды, приводящее к демпфированию механических колебаний.

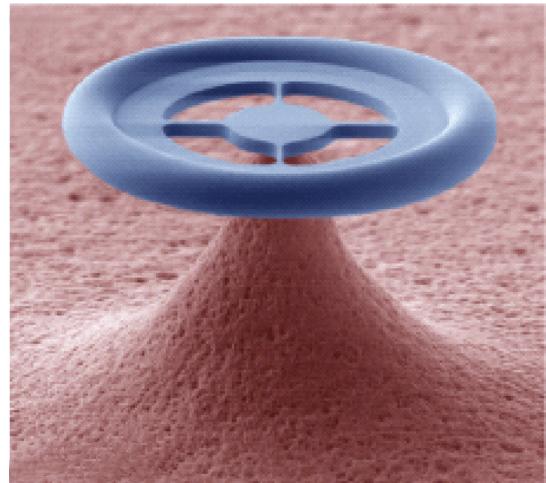


Рис. 7. Тороидальный микрорезонатор (фотография взята с сайта <http://k-lab.epfl.ch/>).

Отметим, что трёхмодовое взаимодействие можно экспериментально обнаружить, наблюдая за амплитудой или механической моды, или антистоксовой оптической моды. В [89] эксперимент проводился по измерению мощности антистоксовой оптической моды TEM_{01} в зависимости от разности между частотами антистоксовой и основной моды накачки. Было обнаружено, что резонансное взаимодействие между оптическими и механическими модами ФП-резонатора появляется тогда, когда разница между частотами двух оптических мод резонатора близка к частоте механической моды зеркала. Эти экспериментальные результаты находятся в полном соответствии с теоретическими предсказаниями (формула (6)), что даёт возможность заключить, что эффект ПКН может иметь место в будущих схемах гравитационно-волновых антенн третьего поколения.

Параметрическая неустойчивость наблюдалась и в микромасштабе — в модах шепчущей галереи оптических тороидальных микрорезонаторов. Тороид из плавленого кварца (высотой в несколько микрометров, диаметром 50–100 мкм) является оптическим резонатором, в котором световая волна "бегает" по кругу внутри тороида. Тороид прикрепляется к подставке тонкой мембраной или перемычками (рис. 7). Частота механических колебаний тороида (изгибы и растяжения) лежит в диапазоне от 1 до 100 МГц. Эти колебания изменяют оптический путь света в резонаторе, и таким образом устанавливается оптомеханическая связь мод (см. детали в [90]). Вследствие малых размеров таких резонаторов ПКН в них наблюдается при сравнительно небольших оптических мощностях накачки, от нескольких единиц до нескольких сотен микроватт [26, 28]. Оптомеханическая связь оказывается довольно большой — удаётся измерять механические смещения с ошибкой около 10^{-19} м Гц $^{-1/2}$ [90]. Дополнительную информацию можно найти в подробном обзоре [91].

Заметим, что существует, кроме упомянутого, множество механизмов оптомеханического взаимодействия. В частности, в последние годы получены интересные результаты при использовании взаимодействия света в микрорезонаторах шепчущей галереи с поверхностными акустическими волнами [92–94].

7. Заключение

Параметрическая колебательная неустойчивость будет играть большую роль не только в существующих сегодня гравитационно-волновых антенах второго поколения (типа LIGO, Virgo и др.), но и в разрабатываемой схеме гравитационно-волновой антенны третьего поколения — ET. Решение задачи по обнаружению гравитационных волн требует колоссальной точности измерений смещений пробных масс и высокой чувствительности гравитационно-волновых детекторов. В свою очередь ПКН может привести к уменьшению чувствительности антенн и невозможности детектирования смещений зеркал резонаторов Фабри-Перо, вызванных приходом гравитационных волн. Однако можно надеяться, что разработанные пассивные и активные методы подавления ПКН помогут нейтрализовать её негативное влияние на чувствительность гравитационно-волновых антенн.

В заключение стоит отметить самый кардинальный способ борьбы с ПКН — уменьшение оптической мощности, циркулирующей в плечах интерферометров. И это в принципе возможно. Дело в том, что в гравитационно-волновых антенах второго поколения предполагается достичь точности стандартного квантового предела [10] на частотах около 100 Гц. Эта частота определяется качеством изоляции от сейсмических шумов. Важно, что необходимая оптическая мощность пропорциональна *третьей степени* частоты. Поэтому даже если удастся перейти от частоты 100 Гц к частоте 30 Гц, то циркулирующая мощность существенно уменьшится — вместо мощности 800 кВт достаточно будет иметь мощность около 20 кВт (сейчас теоретически обсуждается такая возможность, например, в ET). Кроме того, в диапазоне более низких частот прогнозируется более высокая интенсивность гравитационного излучения. Но пока всё упирается в качество изоляции от сейсмических шумов.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Российской фонд фундаментальных исследований (гранты 08-02-00580-а и 11-02-00383-а) и Национальный научный фонд США (грант PHY-0967049). Работа также была поддержана грантом Президента РФ МК-195.2007.2, грантами Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова за 2008, 2009, 2011 и 2012 гг. и грантами фонда "Династия" за 2006–2011 гг.

Список литературы

1. Фабелинский И Л *Молекулярное рассеяние света* (М.: Наука, 1965) [Fabelinskii I L *Molecular Scattering of Light* (New York: Plenum Press, 1968)]
2. Старунов ВС, Фабелинский ИЛ УФН **98** 441 (1969) [Starunov VS, Fabelinskii I L Sov. Phys. Usp. **13** 428 (1970)]
3. Фабелинский ИЛ УФН **164** 897 (1994) [Fabelinskii I L Phys. Usp. **37** 821 (1994)]
4. Фабелинский ИЛ УФН **168** 1341 (1998) [Fabelinskii I L Phys. Usp. **41** 1229 (1998)]
5. Мандельштам Л И *Журнал Русск. физ.-хим. общества Ч. Физ.* **58** 381 (1926)
6. Brillouin L *Ann. Physique* **17** 88 (1922)
7. Chiao R Y, Townes C H, Stoicheff B P Phys. Rev. Lett. **12** 592 (1964)
8. Woodbury E I, Ng W K Proc. IRE **50** 2367 (1962)
9. Мигулин В В и др. *Основы теории колебаний* (М.: Наука, 1978) [Migulin V V et al. *Basic Theory of Oscillations* (Moscow: Mir, 1983)]
10. Брагинский В Б *Физические эксперименты с пробными телами* (М.: Наука, 1970)
11. Braginsky V B, Strigin S E, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **287** 331 (2001)
12. Braginsky V B, Strigin S E, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **305** 111 (2002)
13. Zhao C et al. Phys. Rev. Lett. **94** 121102 (2005)
14. Ju L et al. Phys. Lett. A **355** 419 (2006)
15. Ju L et al. Phys. Lett. A **354** 360 (2006)
16. Strigin S E, Blair D G, Gras S, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **372** 5727 (2008)
17. Strigin S E Phys. Lett. A **372** 6305 (2008)
18. Meleshko V V, Strigin S E, Yakymenko M S Phys. Lett. A **373** 3701 (2009)
19. Strigin S E, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **365** 10 (2007)
20. Вятчанин С П, Стригин С Е *Квантовая электроника*. **37** 1097 (2007) [Vyatchanin S P, Strigin S E *Quantum Electron.* **37** (12) 1097 (2007)]
21. Gras S, Blair D G, Zhao C Class. Quantum Grav. **26** 135012 (2009)
22. Evans M, Barsotti L, Fritschel P Phys. Lett. A **374** 665 (2010)
23. Polyakov I A, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **368** 423 (2007)
24. Bahrampour A R et al Phys. Lett. A **372** 6298 (2008)
25. Abdi M, Bahrampour A R Phys. Scripta **83** 045401 (2011)
26. Kippenberg T J et al. Phys. Rev. Lett. **95** 033901 (2005)
27. Matsko A B et al. Phys. Rev. A **71** 033804 (2005)
28. Rokhsari H et al. Opt. Express **13** 5293 (2005)
29. Grudinin I S, Matsko A B, Maleki L Phys. Rev. Lett. **102** 043902 (2009)
30. Savchenkov A A et al. Phys. Rev. Lett. **101** 093902 (2008)
31. Grudinin I S, Yu N, Maleki L Opt. Lett. **34** 878 (2009)
32. Del'Haye P et al. Nature Photon. **3** 529 (2009)
33. Kippenberg T J, Holzwarth R, Diddams S A Science **332** 555 (2011)
34. Kells W, D'Ambrosio E Phys. Lett. A **299** 326 (2002)
35. Matsko A B et al. Phys. Rev. A **66** 043814 (2002)
36. Matsko A B et al. Opt. Express **15** 17401 (2007)
37. Kogelnik H, Li T Appl. Opt. **5** 1550 (1966)
38. Гринченко В Т, Мелецко В В *Гармонические колебания и волны в упругих телах* (Киев: Наук. думка, 1981)
39. Hutchinson J R J. Acoust. Soc. Am. **51** 233 (1972)
40. Grinchenko V T, Meleshko V V Sov. Appl. Mech. **12** 1251 (1976)
41. Grinchenko V T, Meleshko V V Sov. Phys. Acoust. **24** 488 (1978)
42. Grinchenko V T, Meleshko V V Sov. Appl. Mech. **15** 451 (1979)
43. Hutchinson J R J. Appl. Mech. **47** 901 (1980)
44. Heinert D, Strigin S E Phys. Lett. A **375** 3804 (2011)
45. Abramovici A et al. Science **256** 325 (1992)
46. Sigg D et al. (for the LIGO Scientific Collab.) Class. Quantum Grav. **25** 114041 (2008)
47. Acernece F et al. Class. Quantum Grav. **25** 114045 (2008)
48. Virgo, <http://www.virgo.infn.it>
49. Grote H (for the LIGO Scientific Collab.) Class. Quantum Grav. **25** 114043 (2008)
50. GEO600, <http://www.geo600.uni-hannover.de>
51. Takahashi R et al. (the TAMA Collab.) Class. Quantum Grav. **25** 114036 (2008)
52. Tama, <http://tamago.mtk.nao.ac.jp>
53. LIGO, <http://www.ligo.caltech.edu>
54. Levin Yu Phys. Rev D **57** 659 (1998)
55. Bondi F, Hello P, Vinet J-Y Phys. Lett. A **246** 227 (1998)
56. Liu Y T, Thorne K S Phys. Rev D **62** 122002 (2000)
57. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **271** 303 (2000)
58. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **264** 1 (1999)
59. Yamamoto K et al. Phys. Lett. A **280** 289 (2001)
60. Ageev A Yu, Bilenko I A, Braginsky V B, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **227** 159 (1997)
61. Ageev A Yu, Bilenko I A, Braginsky V B Phys. Lett. A **246** 479 (1998)
62. Abbott R et al. Class. Quantum Grav. **21** S915 (2004)
63. Gurkovsky A G, Strigin S E, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **362** 91 (2007)
64. Gras S et al. Class. Quantum Grav. **27** 205019 (2010)
65. Yamamoto K et al. J. Phys. Conf. Ser. **122** 012015 (2008); arXiv: 0805.2385
66. Gurkovsky A G, Vyatchanin S P Phys. Lett. A **370** 177 (2007)
67. Hild S, Chelkowski S, Freise A, arXiv:0810.0604

68. Yamamoto K et al., <http://www.et-gw.eu>, Document ET-029-09 (2009)
69. Abernathy M et al., <http://www.et-gw.eu>, Document ET-0106A-10 (2011)
70. Стрыгин С Е *Оптика и спектроскопия* **112** 414 (2012) [Strigin S E *Opt. Spectrosc.* **112** 373 (2012)]
71. D'Ambrosio E et al., gr-qc/0409075
72. O'Shaughnessy R, Strigin S, Vyatchanin S, gr-qc/0409050
73. Bondarescu M, Thorne K S *Phys. Rev. D* **74** 082003 (2006)
74. Bondarescu M, Kogan O, Chen Y *Phys. Rev. D* **78** 082002 (2008)
75. Mours B, Tournefier E, Vinet J-Y *Class. Quantum Grav.* **23** 5777 (2006)
76. Arlt J et al. *J. Mod. Opt.* **45** 1231 (1998)
77. Clifford M A et al. *Opt. Commun.* **156** 300 (1998)
78. Kennedy S A et al. *Phys. Rev. A* **66** 043801 (2002)
79. Courtial J, Padgett M J *Opt. Commun.* **159** 13 (1999)
80. O'Neil A T, Courtial J *Opt. Commun.* **181** 35 (2000)
81. Chu S-C, Otsuka K *Opt. Commun.* **281** 1647 (2008)
82. Chelkowski S, Hild S, Freise A *Phys. Rev. D* **79** 122002 (2009); arXiv:0901.4931
83. Strigin S E, Vyatchanin S P *Phys. Lett. A* **374** 1101 (2010)
84. Gras S, Blair D G, Ju L *Phys. Rev. D* **81** 042001 (2010)
85. Degallaix J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1336 (2007)
86. Ju L et al. *Class. Quantum Grav.* **26** 015002 (2009)
87. Miller J et al. *Phys. Lett. A* **375** 788 (2011)
88. Braginsky V B, Vyatchanin S P *Phys. Lett. A* **293** 228 (2002)
89. Zhao C et al. *Phys. Rev. A* **78** 023807 (2008)
90. Schliesser A et al. *New J. Phys.* **10** 095015 (2008); arXiv: 0805.1608
91. Schliesser A, Kippenberg T J *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **58** 207 (2010); arXiv:1003.5922
92. Matsko A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 257403 (2009)
93. Savchenkov A A et al. *Opt. Lett.* **36** 3338 (2011)
94. Bahl G et al. *Nature Communications* **2** 403 (2011)

Parametric oscillatory instability in gravitational wave laser detectors

S.P. Vyatchanin, S.E. Strigin

*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University,
Leninskie gory, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. + 7 (495) 939 44 28
E-mail: svyatchanin@phys.msu.ru, strigin@phys.msu.ru*

The nonlinear effect of parametric oscillatory instability in the gravitational wave laser detector (antenna) is considered as a factor that considerably reduces the sensitivity of the device. It is shown that in an antenna with a circulating power above a certain threshold value there occurs excitation of Stokes optical modes in the Fabry–Perot resonators and of test mass elastic modes. Parametric oscillatory instability in gravitational wave interferometers of the second (LIGO, Virgo, LCGT, GEO-600) and third (ET — Einstein Telescope) generation with different types of pump is examined. The effect discussed has been observed not only in gravitational wave laser interferometers, but also many times in other opto-mechanical systems. All current methods for suppressing parametric oscillatory instability in gravitational wave interferometers are also discussed, both passive and active.

PACS numbers: 42.50.Wk, 42.65.Es, **43.40.+s**, **46.40.-f**

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201211e.1195

Bibliography — 94 references

Received 19 March 2012

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (11) 1195–1204 (2012)

Physics – Uspekhi **55** (11) (2012)