

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

Н.И. Петров, В.И. Пустовойт

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

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

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

Введение

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

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

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



ПЕТРОВ
Николай Иванович
Научно-исследовательский
центр уникального
приборостроения РАН



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

Однако использование многослойных покрытий не позволяет решить проблему тепловых шумов.

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

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

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

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

Резонатор Фабри – Перо с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал

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

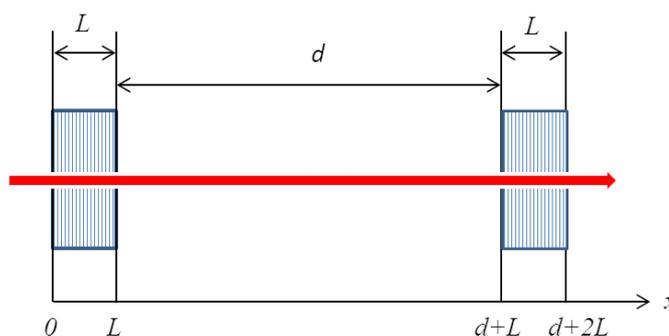


Рис. 1. Резонатор Фабри – Перо с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал.

Модуляция диэлектрической проницаемости зеркал в резонаторе Фабри – Перо задается выражением

$$\epsilon(x) = \epsilon_0 + \Delta\epsilon \cos(qx), \tag{1}$$

где ϵ_0 – постоянная составляющая диэлектрической проницаемости, q – волновой вектор звуковой волны, $\Delta\epsilon$ – амплитуда изменения диэлектрической проницаемости, причем $\Delta\epsilon \ll \epsilon_0$.

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

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

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

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

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

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

$$E_1(x=0)=E_0, E_2(x=L)=e^{-ikd}E'_2(x=L=d);$$

$$E'_1(x=L+d)=e^{ikd}E_1(x=L), E'_2(x=2L-d)=0 \quad (3)$$

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

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

$$t = \frac{E'_0(2L+d)}{E_0(0)} = \frac{s^2 \exp(ikd + i\Delta kd / 2 + 3i\Delta kL / 2)}{(s \cdot \text{ch}(sL) - (\Delta k/2)\text{sh}(sL))^2 + |\Gamma|^2 \text{sh}^2(sL) \exp(-i\Delta kd / 2 - i\varphi)} \quad (4)$$

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

Относительная интенсивность вышедшего из резонатора излучения или коэффициент пропускания определяются выражением

$$T = |t|^2 = \left| \frac{E'_0(2L+d)}{E_0(0)} \right|^2 \quad (5)$$

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

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

где m – номер резонансной моды.

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

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

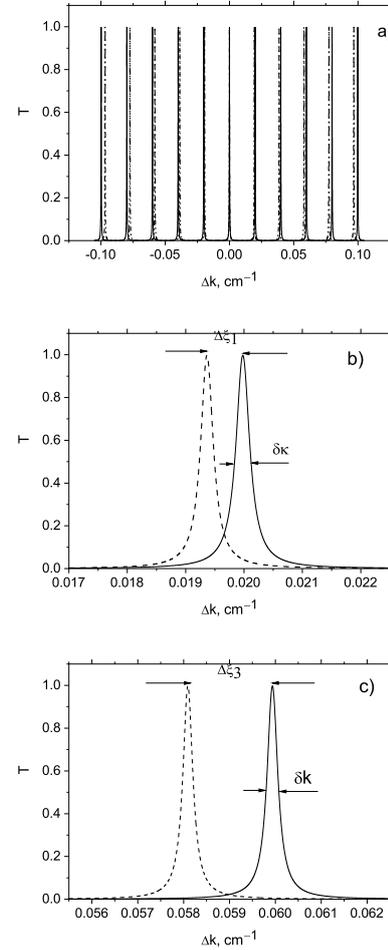


Рис. 2. Коэффициент пропускания как функция расстройки Δk : а – набор пиков из двух плеч интерферометра Маха – Цендера с различными расстояниями между зеркалами; б – пики, соответствующие модам 1-го порядка; с – пики, соответствующие модам 3-го порядка; $d=100\pi$ см, $L=0,75$ см, $\lambda=630$ нм.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

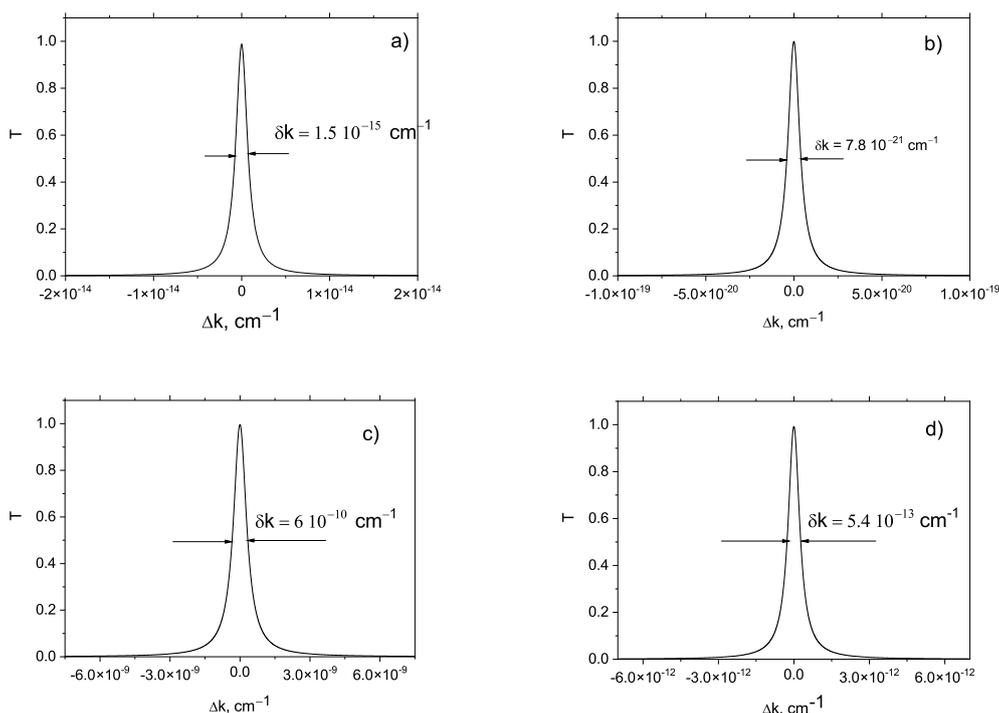


Рис. 3. Коэффициенты пропускания в зависимости от расстройки резонатора, $L = 0.75 \text{ см}$, $d = 1 \text{ м}$: а – $\Delta\epsilon = 2.1 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 630 \text{ нм}$; б – $\Delta\epsilon = 2.9 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 630 \text{ нм}$; в – $\Delta\epsilon = 2.1 \cdot 10^{-4}$, $\lambda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

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

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

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

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

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

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

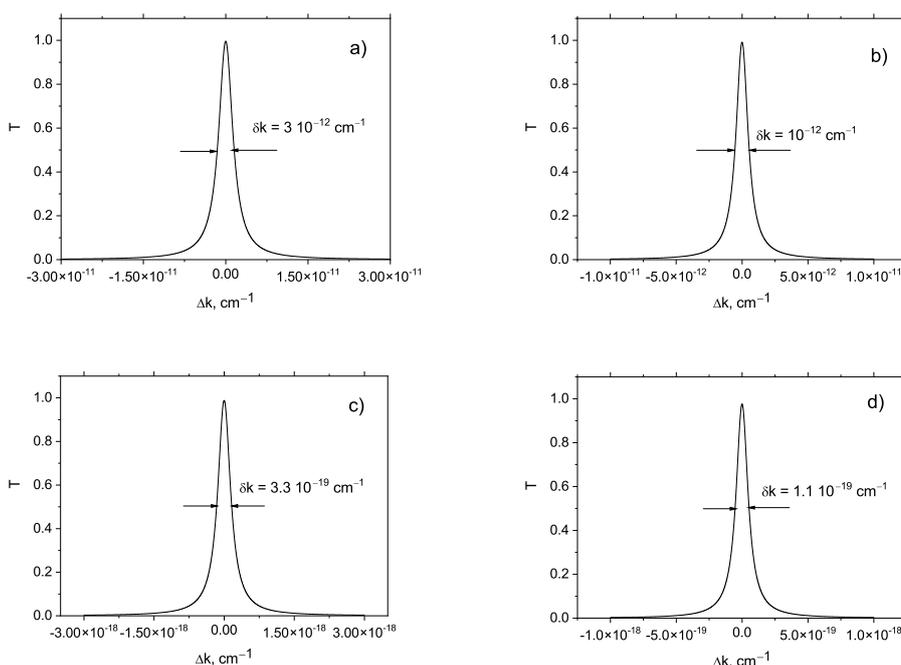


Рис. 4. Коэффициенты пропускания в зависимости от расстройки резонатора, $\lambda=630$ нм, $L=0.40$ см: а – $\Delta \epsilon=3.0 \cdot 10^{-4}$, $d=1$ м; б – $\Delta \epsilon=3.0 \cdot 10^{-4}$, $d=3$ м; в – $\Delta \epsilon=5.0 \cdot 10^{-4}$, $d=1$ м; г – $\Delta \epsilon=5.0 \cdot 10^{-4}$, $d=3$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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

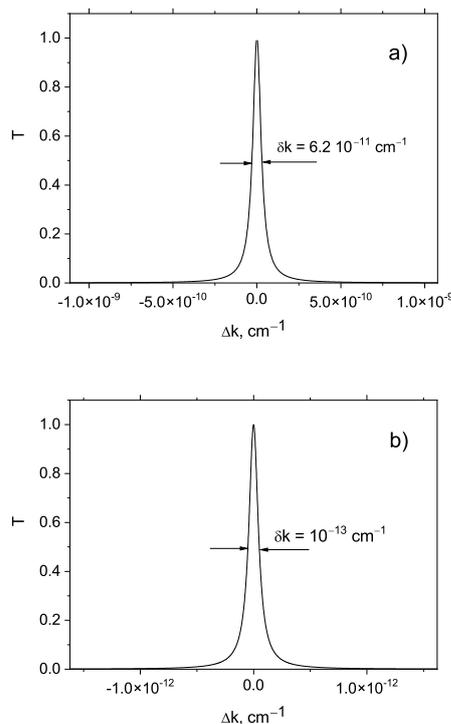


Рис. 5. Кривые пропускания обычного резонатора Фабри – Перо: а – $1-R=6 \cdot 10^{-6}$; б – $1-R=10^{-8}$; $d=4$ км, $\lambda_0=630$ нм.

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

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

Влияние поглощения

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

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

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

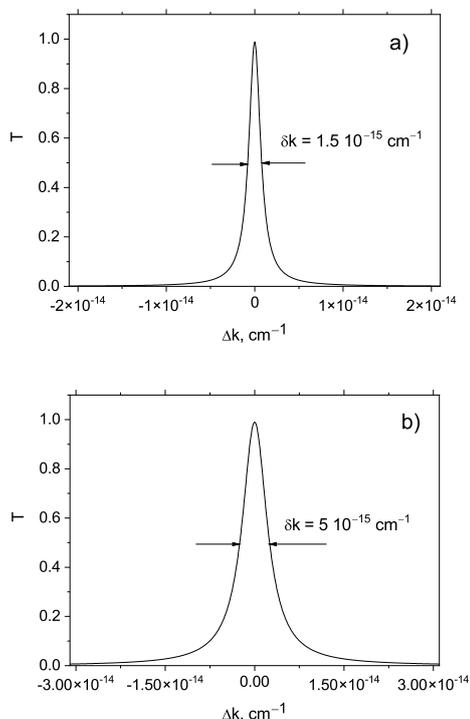


Рис. 6. Кривые пропускания для различных значений поглощения: а - $n_i=1.2 \cdot 10^{-8}$; б - $n_i=10^{-6}$. $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$; $\lambda=630 \text{ нм}$; $L=0.75 \text{ см}$; $d=1 \text{ м}$.

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

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

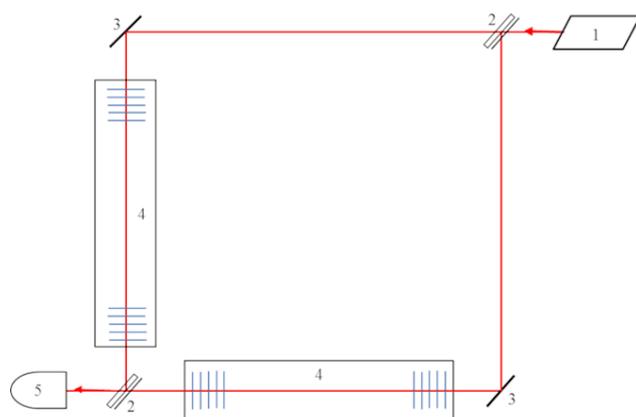


Рис. 7. Оптическая схема интерферометра Маха – Цандера с периодическими структурами в качестве отражающих зеркал: 1 – лазер; 2 – разделитель пучка; 3 – зеркало; 4 – резонатор Фабри – Перо с периодическими структурами; 5 – фотодетектор.

Метод регистрации гравитационных волн

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

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

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

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

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

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

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

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

Частотные сдвиги пиков резонансных линий определяются выражением:

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

где Δd – смещение зеркал.

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

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

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

Разрешение интерферометра определяется шириной линии пропускания δk .

Две линии обычно считаются разрешимыми, когда их максимумы

разделены расстоянием, равным ширине линии пропускания:

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

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

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

Изменение расстояния между зеркалами влияет на корреляционную функцию для интенсивностей

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

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

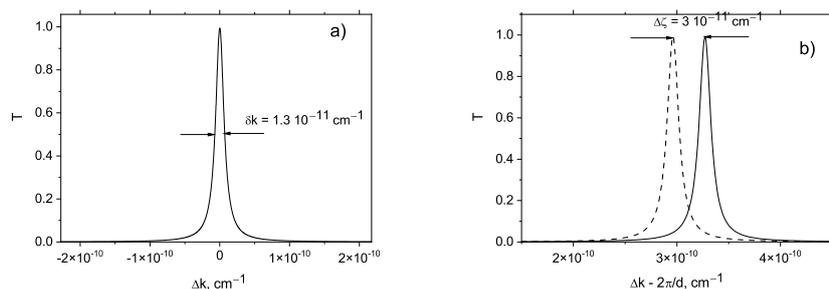


Рис. 8. Коэффициент пропускания в зависимости от расстройки резонатора (a, b): $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=630 \text{ нм}$, $L=0.75 \text{ см}$, $d=1 \text{ м}$, $\Delta d=5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $m=1$.

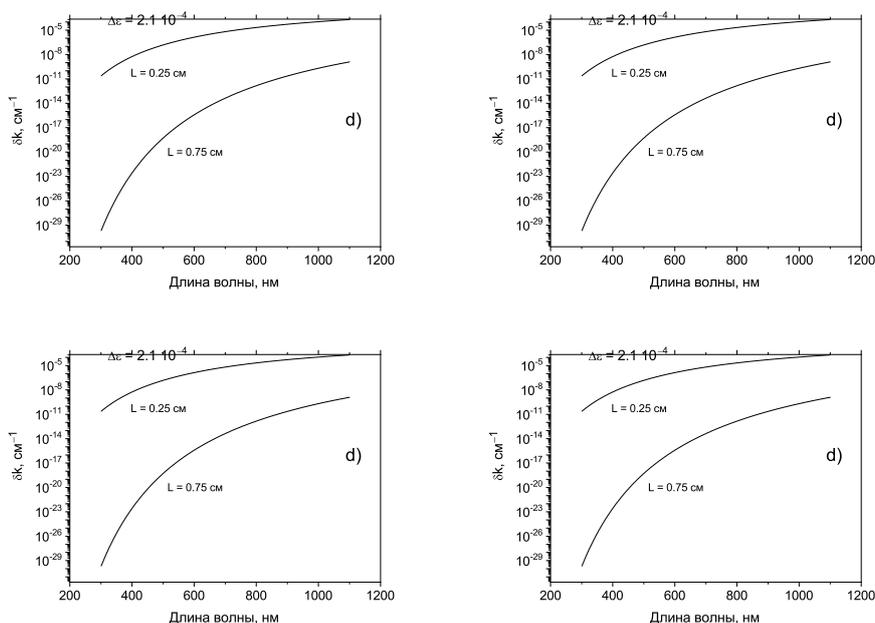


Рис. 9. Ширины линий спектра пропускания в зависимости от длины волны излучения: a – $L=0.25 \text{ см}$; b – $L=0.75 \text{ см}$; c – $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$; d – $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$. $d=1 \text{ м}$, $\lambda=630 \text{ нм}$.

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

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

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

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

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

Обсуждение

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Заключение

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

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

Литература

1. М.Е. Герцеништейн, В.И. Пустовойт
ЖЭТФ, 1962, **43**(2), 605.
2. В.Р. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al.
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 061102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
3. В.Р. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott et al.
Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, 241103.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.241103.
4. В.И. Пустовойт
УФН, 2016, **186**, 1133.
DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037900.
5. V.B. Braginsky, Y.I. Vorontsov, K.S. Thorne
Science, 1980, **209**, 547. DOI: 10.1126/science.209.4456.547.
6. В.Б. Брагинский
УФН, 2005, **175**, 621. DOI: 10.3367/UFNr.0175.200506c.0621
7. F. Brooks, B. Abbot, M.A. Arain et al.
Appl. Opt., 2016, **55**, 8256. DOI: 10.1364/AO.55.008256.
8. J.A. Sidles, D. Sigg
Phys. Lett. A, 2006, **354**, 167.
DOI: 10.1016/j.physleta.2006.01.051.
9. M. Evans, S. Gras, P. Fritschel, J. Miller et al.
Phys. Rev. Lett., 2015, **114**, 161102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.161102.
10. R. Lawrence, M. Zucker, P. Fritschel, P. Marfuta, D. Shoemaker
Class. Quantum Grav., 2002, **19**, 1803.
DOI: 10.1088/0264-9381/19/7/377.
11. K. Craig, J. Steinlechner, P.G. Murray, A.S. Bell et al.
Phys. Rev. Lett., 2019, **122**, 231102.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.231102.
12. А.М. Афанасьев, Ю.В. Гуляев, В.И. Пустовойт
J. Commun. Technol. Electron., 2004, **49**, 1526.
13. В.И. Пустовойт
Доклады Академии наук, 2006, **407**(4), 472.
14. N.I. Petrov, V.I. Pustovoi
Frontiers in Optics/Laser Science Conference (FiO/LS), USA, 2020, p. JTh4A.21.
15. А.М. Афанасьев, В.И. Пустовойт
Доклады Академии наук, 2003, **392**(3), 332.
16. N.I. Petrov, V.I. Pustovoi
Las. Phys. Lett., 2017, **4**, 115702. DOI: 10.1088/1612.
17. Н.И. Петров, В.И. Пустовойт
Физические основы приборостроения, 2017, **6**(4), 82.
DOI: 10.25210/jfor-1704-082093.
18. Н.И. Петров, В.И. Пустовойт
Письма в ЖЭТФ, 2019, **109**(1), 19.
DOI: 10.1134/S0370274X19010041
19. В.И. Малышев
Введение в экспериментальную спектроскопию, СССР, Москва, Наука, 1979, 478 с.
https://www.refractiveindex.info
20. A. Amato, A. Terreni, V. Dolique, D. Forest et al.
J. Phys.: Mater., 2019, **2**, 035004. DOI: 10.1088/2515-7639.
22. J. Degallaix, C. Michel, B. Sassolas, A. Allocca et al.
JOSA A, 2019, **36**, 85. DOI: 10.1364/JOSAA.36.000C85.
23. Л.В. Иогаансен
ЖЭТФ, 1961, **40**, 1838.
24. N.I. Petrov
Opt. Lett., 2007, **32**, 2744. DOI: 10.1364/OL.32.002744.
25. L.B. Glebov, J. Lumeau, S. Mokhov, V. Smirnov, B.Ya. Zeldovich
J. Opt. Soc. Am. A, 2008, **25**, 751.
DOI: 10.1364/JOSAA.25.000751.
26. P. Chen, D. He, Y. Jin, J. Chen et al.
Opt. Exp., 2018, **26**, 157. DOI: 10.1364/OE.26.000157.
27. R.J. Marshman, A. Mazumdar, G.W. Morley et al.
New J. Phys., 2020, **22**, 083012.
DOI: 10.1088/1367-2630/ab9f6c.
28. M. Liu, B. Gong
Sci. Rep., 2020, **10**, 16285.
DOI: 10.1038/s41598-020-72850-6.
29. V. Domcke, C. Garcia-Cely
Phys. Rev. Lett., 2021, **126**, 021104.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.021104.

English

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

Nikolai I. Petrov

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

Vladislav I. Pustovoi

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

Abstract

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

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

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

Images & Tables

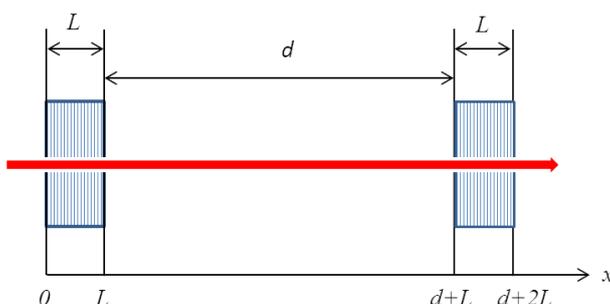


Fig. 1. Fabry – Perot resonator with periodic structures as reflecting mirrors.

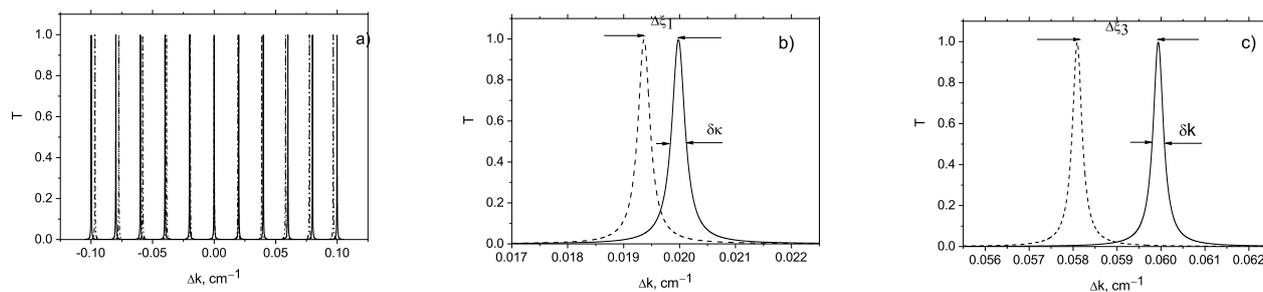


Fig. 2. Transmittance as function of detuning Δk . a – a set of peaks from the two arms of the Mach – Zehnder interferometer with different distances between the mirrors; b – the peaks corresponding to the 1st order modes; c – the peaks corresponding to the 3rd order modes. $d = 100\pi \text{ cm}$, $L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

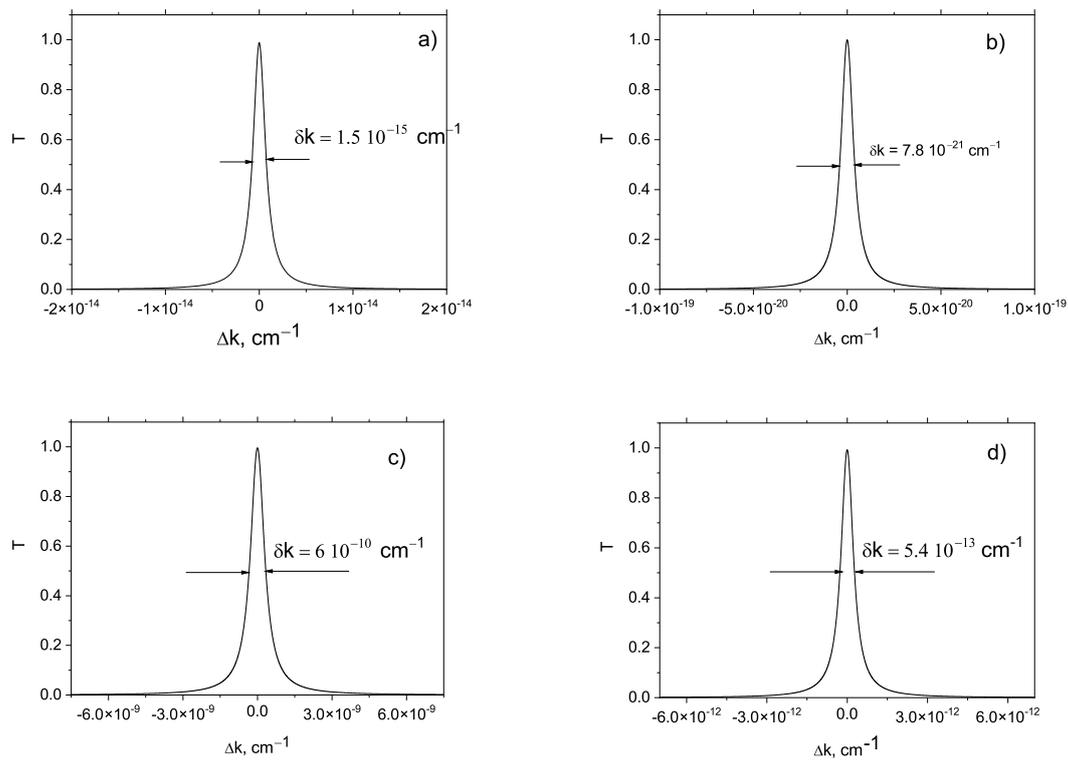


Fig. 3. Transmission coefficients as function of the detuning of the resonator. $L=0.75$ cm, $d=1$ m. a - $\Delta\varepsilon=2.1\cdot 10^{-4}$, $\lambda=630$ nm; b - $\Delta\varepsilon=2.9\cdot 10^{-4}$, $\lambda=630$ nm; c - $\Delta\varepsilon=2.1\cdot 10^{-4}$, $\lambda=1064$ nm; d - $\Delta\varepsilon=2.9\cdot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

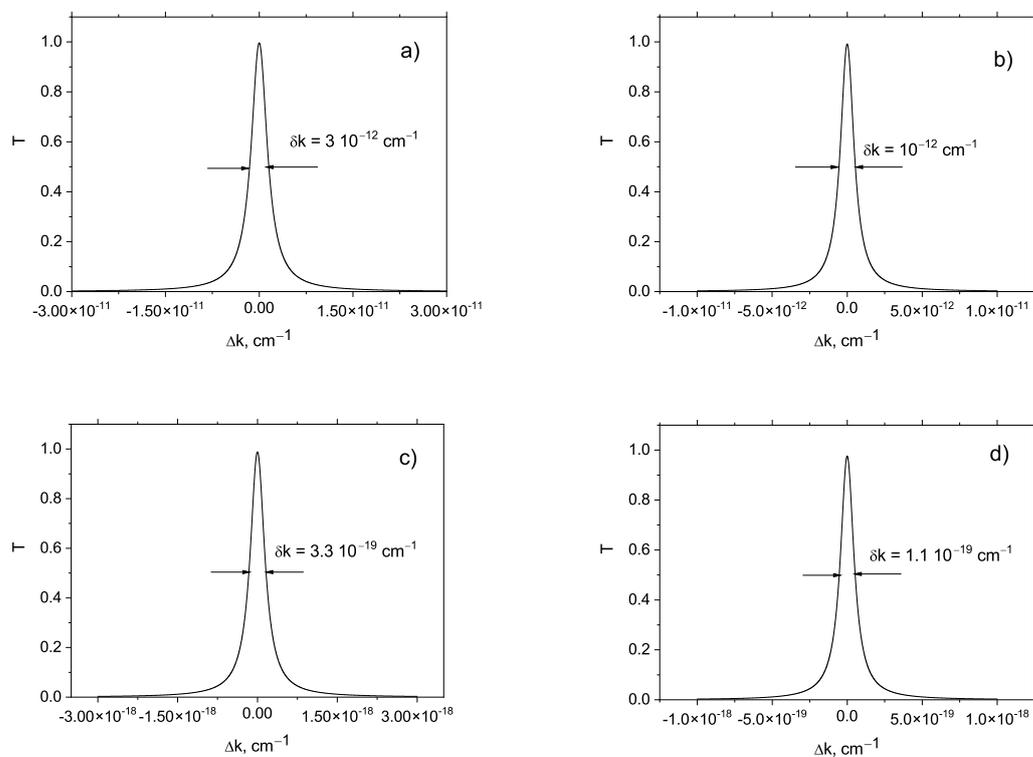


Fig. 4. Transmission coefficients as function of the detuning of the resonator. $\lambda=630$ nm, $L=0.40$ cm. a - $\Delta\varepsilon=3.0\cdot 10^{-4}$, $d=1$ m; b - $\Delta\varepsilon=3.0\cdot 10^{-4}$, $d=3$ m; c - $\Delta\varepsilon=5.0\cdot 10^{-4}$, $d=1$ m; (d) $\Delta\varepsilon=5.0\cdot 10^{-4}$,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

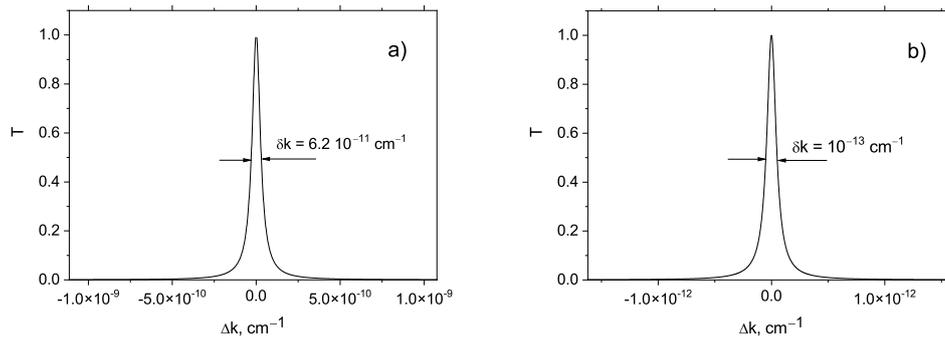


Fig. 5. Transmission curves of the conventional Fabry – Perot resonator: a – $1-R=6 \cdot 10^{-6}$; b – $1-R=10^{-8}$. $d=4 \text{ km}$, $\lambda_0=630 \text{ nm}$.

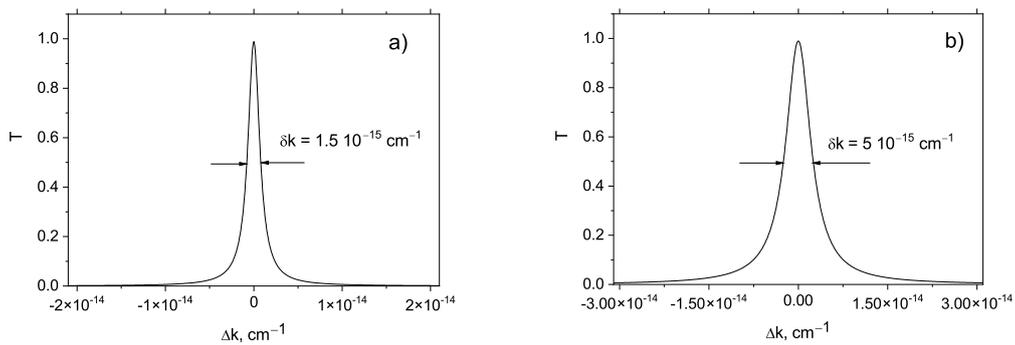


Fig. 6. Transmission curves for different values of absorption. a – $n_i=1.2 \cdot 10^{-8}$; b – $n_i=10^{-6}$. $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$; $\lambda=630 \text{ nm}$; $L=0.75 \text{ cm}$; $d=1 \text{ m}$.

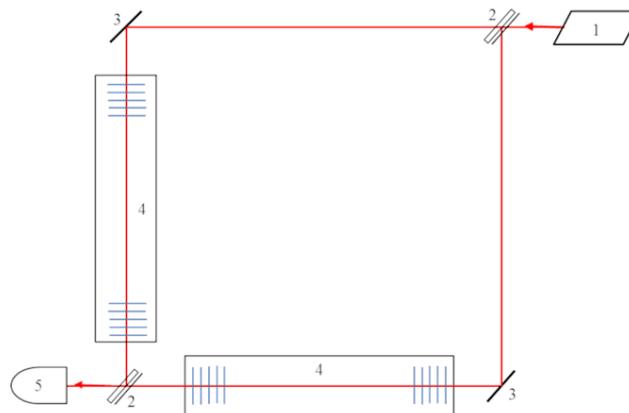


Fig. 7. Optical scheme of Mach – Zehnder interferometer with periodical structures as reflecting mirrors. 1 – laser, 2 – beam splitter, 3 – mirror, 4 – Fabry – Perot resonator with periodical structures, 5 – photodetector.

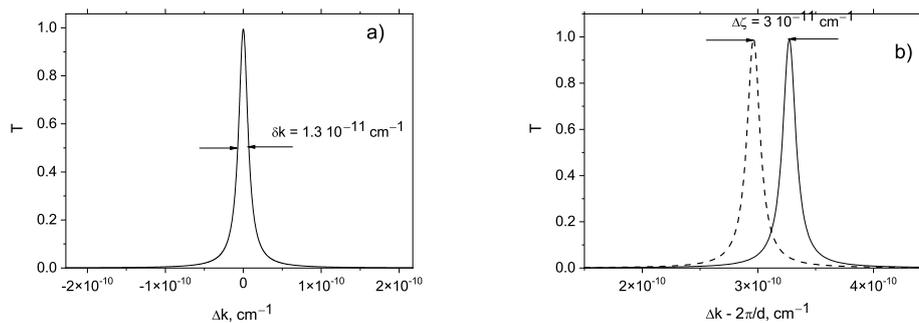


Fig. 8. Transmission coefficient as function of the detuning of the resonator: $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$, $\lambda=630 \text{ nm}$, $L=0.75 \text{ cm}$, $d=1 \text{ m}$, $\Delta d=5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $m=1$.

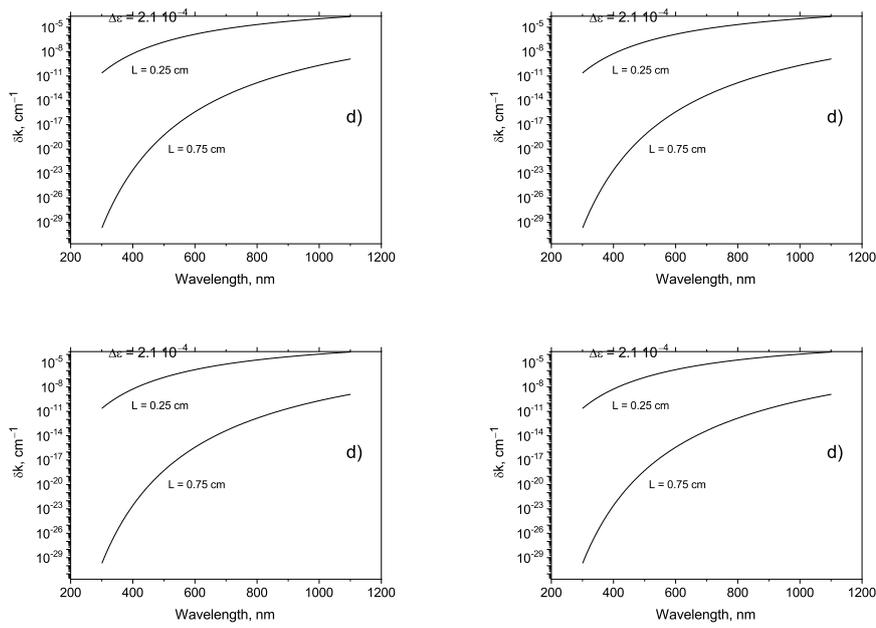


Fig. 9. The widths of the transmission spectrum lines as function of radiation wavelength. a - $L=0.25$ cm; b - $L=0.75$ cm; c - $\Delta\epsilon=1.5 \cdot 10^{-4}$; d - $\Delta\epsilon=2.1 \cdot 10^{-4}$. $d=1$ m, $\lambda=630$ nm.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

References

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