

Измерение флуктуационных сил взаимодействия
кварцевого маятника и электростатического актюатора.

Копцов Д.В.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: phys-osc2009@yandex.ru

В лазерно-интерферометрическом гравитационно-волновом детекторе Advanced LIGO для позиционирования пробных масс вместо магнитной системы планируется использование электростатического актюатора [1]. В связи с этим актуальной становится проблема электрических флуктуационных сил между пробной массой и актюатором [2], который планируется расположить на расстоянии 5 мм от пробной массы.

Вариации сил электрического взаимодействия пробной массы с окружающими телами могут быть вызваны, в частности, перераспределением заряда на пробной массе за счет прыжковой проводимости. Перемещение элементарного заряда является вероятностным процессом, поэтому сила взаимодействия флуктуирует.

Цель настоящего исследования – изучение флуктуационных электрических сил между образцом из плавленного кварца и расположенной рядом с ним моделью актюатора и получение количественных оценок, для того чтобы выяснить, насколько существенным является этот источник флуктуационного смещения для проекта Advanced LIGO.

Экспериментальная установка состоит из высокочастотного крутильного маятника из плавленного кварца и расположенной рядом с ним модели актюатора, колебания маятника детектируются при помощи оптической системы регистрации, представляющей собой интерферометр Майкельсона, в котором в качестве зеркал выступают противоположные плечи маятника (А и В на рис. 1).

Тело маятника при помощи кварцевых нитей закреплено в квадратной раме, также изготовленной из плавленного кварца. В целях увеличения добротности нити, рама и маятник были приварены друг к другу кислородной горелкой. Частота крутильной моды маятника $f_0 = 57$ Гц лежит в важной для Advanced LIGO полосе частот.

Минимальный момент сил M_T , который можно измерить при помощи данной системы, определяется тепловыми шумами в соответствии с формулой Найквиста:

$$S_{M_T} = 4kTH_\theta; H_\theta = \frac{I\omega}{Q}$$

где I – момент инерции маятника. Соответственно, для уменьшения M_T необходимо увеличивать добротность маятника и уменьшать его размеры и массу. Используемый в экспериментальной установке маятник имеет следующие параметры: размер $2.5 \times 1 \times 0.2 \text{ см}^3$,

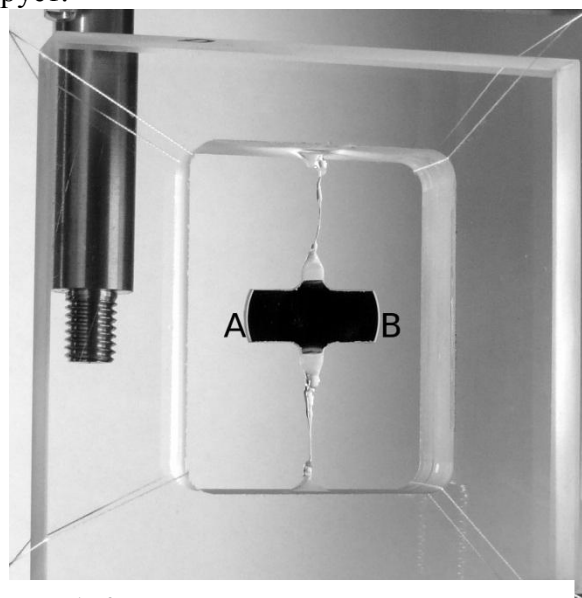


Рис. 1 Крутильный маятник из плавленного кварца с зеркальной поверхностью

масса $m \approx 1$ г. На данный момент достигнута добротность $Q \approx 2 \times 10^5$. Планируется достичь $Q \approx 10^6$.

При комнатной температуре и достигнутой добротности маятника спектральная плотность тепловых шумов в экспериментальной установке

$$S_{F_T} = \frac{S_{M_T}}{(l/2)^2} \approx 1 \times 10^{-26} \frac{H^2}{Гц}$$

Допустимая в Advanced LIGO спектральная плотность флуктуационной силы

$$S_F \approx 5 \times 10^{-26} \frac{H^2}{Гц}$$

Таким образом, если спектральная плотность флуктуационной электростатической силы превосходит допустимый в Advanced LIGO предел, ее удастся измерить при помощи данной экспериментальной установки. Для этого детектирующая система должна позволять измерять отклонение маятника на угол

$$\delta\theta = \sqrt{\sigma^2(\theta)} \approx 10^{-9} \text{ рад}$$

Литература

1. Gregory M. Harry. Advanced LIGO: The next generation of gravitational wave detectors // Class. Quantum Grav. **Vol 27**(2010), 084006
2. L.G. Prokhorov and V.P. Mitrofanov. Space charge polarization in fused silica test masses of a gravitational wave detector associated with an electrostatic drive // Class. Quantum Grav. **Vol. 27**(2010) 225014

Нелинейные сдвиговые волны в неоднородном резонаторе**Костиков В.В. (студент), Крит Т.Б. (аспирант)***Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: victortopo@mail.ru*

Задача визуализации сдвигового модуля упругости мягких биологических тканей является весьма актуальной в современной диагностике. Резонансный метод позволяет с высокой точностью измерять упругие модули среды. Результаты измерений в однородном линейном резонаторе приводятся в работе [1]. В действительности биологические ткани неоднородны, и возникает проблема исследования резонаторов, заполненных резиноподобной средой с включениями. Сдвиговой модуль упругости этих включений может на порядки отличаться от модуля упругости среды. Для решения такой задачи в работе [2] была использована линейная модель, основанная на методе конечных элементов (МКЭ) для несжимаемой резиноподобной среды.

В данной работе проводится экспериментальное исследование резонатора конечных размеров, содержащего локальные неоднородности, при конечных амплитудах вынуждающей силы. Рассматривается резонатор, выполненный из полимера (пластисола) толщиной 15 мм. Полимер закреплён без проскальзывания между двумя горизонтальными пластинами, масса которых 14 г. В полимере сделано 6 сквозных отверстий прямоугольного сечения со стороной 5 мм. По объёму неоднородность составляет 14.3% от объёма резонатора. Центры отверстий смещены относительно срединного сечения резонатора на расстояние 2.5 мм, что позволяет получить 2 различных конфигурации резонатора: отверстия сверху (ближе к верхней пластине) и внизу (вблизи нижней пластины). В таком резонаторе происходит нелинейное искажение профиля волны и генерация третьей гармоники.

В работе были измерены зависимости механического сдвигового напряжения от сдвиговой деформации (в долях толщины слоя) для резонаторов с полостями сверху и внизу. Зависимости нелинейные, их можно аппроксимировать кубичной параболой: $\sigma = \mu (\epsilon + \beta \epsilon^3)$, где μ - линейный сдвиговой модуль, $\mu\beta$ - нелинейный сдвиговой модуль (β - коэффициент нелинейности). Полученные статические зависимости практически совпадают. По ним были измерены значения $\mu = 10$ кПа и $\beta = 1.33$.

Для каждого положения отверстий были измерены резонансные кривые вблизи 1-го и 2-го резонансов при амплитуде ускорения нижней пластины $W_0=1$ м/с², что соответствует линейному режиму. При положении отверстий ближе к верхней границе первая резонансная частота равна 38.2 ± 0.1 Гц, вторая резонансная частота равна 121.3 ± 0.1 Гц. Усиление в первом резонансе составляет 10.8, во втором - 1.2. При положении отверстий ближе к нижней границе первая резонансная частота равна 34.5 ± 0.1 Гц, вторая резонансная частота равна 142 Гц. Усиление в первом резонансе составляет 10.2, во втором - 0.8. Получилось, что 1-е резонансы отличаются на ~4 Гц в зависимости от расположения отверстий. Данный эффект обусловлен тем, что на первой резонансной частоте на толщине слоя укладывается примерно четверть длины волны. Деформации максимальны у нижней границы, в то время как вблизи верхней границы они минимальны. Поэтому небольшие изменения упругости в области больших деформаций (полости внизу) приводят к эффективному снижению упругости слоя

целиком и уменьшению резонансной частоты. Когда полости сверху работает снижение массы слоя, что может приводить к небольшому росту резонансной частоты.

Наличие отверстий в области больших деформаций приводит к локальному возрастанию деформаций пластисола в промежутках между отверстиями. Это, в свою очередь, может привести к росту нелинейных эффектов в таком резонаторе при достаточно больших амплитудах вынуждающей силы на первой резонансной частоте, где происходит усиление по амплитуде на порядок. При $W_0=15 \text{ м/с}^2$ первая резонансная частота равна 38.8 Гц, если отверстия расположены вблизи верхней границы. При положении отверстий вблизи нижней границы первая резонансная частота при $W_0=15 \text{ м/с}^2$ равна 34.8 Гц. То есть в обоих случаях нелинейность приводит к одинаковому относительному росту резонансной частоты. Измеренный профиль стоячей волны на резонансной частоте 34.8 Гц в резонаторе с отверстиями внизу при амплитуде ускорения нижней пластины 15 м/с^2 искажён за счет кубической нелинейности, а для резонатора с отверстиями сверху профиль стоячей волны на резонансной частоте 38.8 Гц практически не искажён.

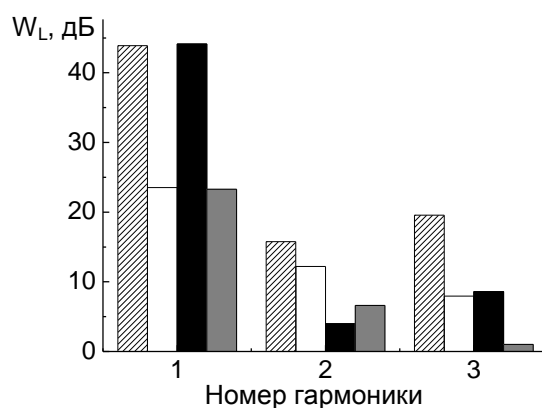


Рис. 1. Первые три гармоники в измеренных профилях ускорения верхней и нижней границ резонатора.

Первые три гармоники в измеренных профилях ускорения верхней и нижней границ резонатора показаны на рис. 1. Заштрихованными столбиками показан гармонический состав профиля верхней границы, прозрачными – нижней границы резонатора с отверстиями внизу. Чёрными столбиками показан гармонический состав профиля верхней границы, серыми – нижней границы резонатора с отверстиями сверху. Видно, что уровень 3-й гармоники выше в резонаторе с отверстиями внизу. Наличие в спектре других гармоник (прежде всего, 2-й) связано с тем, что при проведении измерений возбуждение производится маломощным вибратором и становится нелинейным при больших амплитудах ускорения нижней пластины. Полученные результаты показали, что наличие отверстий в области больших деформаций приводит к уменьшению резонансной частоты, в то время как их наличие в области малых деформаций ведет к росту резонансной частоты при малых колебаниях в резонаторе. В нелинейном режиме колебаний наличие отверстий в области больших деформаций приводит к усилению нелинейных эффектов. Было показано, что если неоднородность приходится на область малых деформаций, то резонансные характеристики структуры в целом определяются её плотностью. Когда неоднородность находится в области больших деформаций, на

резонансные свойства большее влияние оказывает её упругость. Этот эффект может быть использован для управления нелинейными свойствами всей структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ. Авторы выражают благодарность В.Г. Андрееву за полезные обсуждения при подготовке тезисов.

Литература

1. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Стоячие волны в упругом слое, нагруженном конечной массой // Акуст. журн. 2010. Т.56. №2. С. 190–196.
2. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Костиков В.В. и др. Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой // Акуст. журн. 2011. Т.57. №1. С. 3–12.

**Метод регистрации опасных сейсмических явлений в аэродромной зоне
при помощи волновых антенн**

Лопухин П.В.

Аспирант

*Московский государственный технический университет гражданской авиации,
Факультет прикладной математики и вычислительной техники (ФПМиВТ),*

Москва, Россия

E-mail: lopuhinpv@yandex.ru

Если аэропорт расположен в сейсмоопасном регионе, очень важным условием безопасности является своевременное предупреждение персонала и экипажей ВС о надвигающемся землетрясении. Одним из способов регистрации сейсмических явлений служит метод, основанный на изменении коэффициента преломления среды под воздействием упругих деформаций в ней (регистрируемые колебания). Следствием этого изменения является изменение скорости распространения зондирующих колебаний. Эти изменения скорости очень незначительны, но тем не менее их можно регистрировать, пользуясь методами микрофазометрии.

$$\Delta\psi = Q \cdot \delta P \cdot \frac{\nu \cdot L}{c},$$

где $\Delta\psi$ – амплитудное значение фазы зондирующего сигнала, δP – избыточное давление в среде, L – длина зондирующего луча, ν – частота колебаний в зондирующем луче, c – скорость света, Q – коэффициент, учитывающий давление и температуру в среде.

Предложенное устройство может увеличить безопасность персонала и пассажиров аэропорта.

Литература

1. Боднер В.А., Иноземцев А.Г., Рубцов В.Д. Пространственная фильтрация волновых возмущений узконаправленными лучами. В кн.: Проблемы управления движением и навигации. АН СССР. Отделение механики и процессов управления. М.:Наука, 1984.
2. Рубцов В. Д. Прием волновых возмущений при помощи узконаправленных колебаний. Радиотехника и электроника, т. 42, №5, с.1-4, 1997
3. Витухновский Б.И. Совершенствование методов обнаружения опасных атмосферных возмущений при взлете и посадке воздушных судов и контроля за их акустическим излучением. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. МГТУ ГА, Москва, 2003

Экваториальный магнитооптический эффект Керра в плазмонных кристаллах

Гусев Н.А.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: CG48@yandex.ru

В наноструктурированных материалах магнитооптические эффекты могут существенно возрастать по сравнению со случаем однородных пленок [1]. Это дает возможность эффективного контроля интенсивности света с частотой вплоть до десятков гигагерц и позволяет их использовать в новом поколении устройств записи, считывания и обработки информации. Примером таких материалов являются плазмонные кристаллы.

В работе исследован экваториальный магнитооптический эффект Керра в плазмонных кристаллах. Он заключается в изменении интенсивности в спектре отраженного света при перемагничивании [2]. Плазмонный кристалл, рассматриваемый в работе, представляет собой ферромагнитный диэлектрик с нанесенной дифракционной решеткой из благородного металла и находящийся на немагнитной подложке (рис. 1). Кристалл намагничен вдоль оси Y, плоскость падения света XZ.

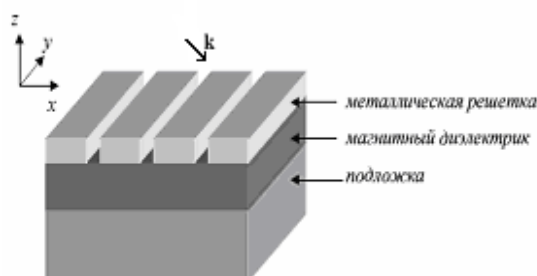


Рис.1 Исследуемая структура

Для расчета коэффициентов прохождения и отражения электромагнитной волны от такой структуры используется метод связанных мод в пространстве Фурье (RCWA) [3]. Дифракционная решетка состоит из серебра, ферромагнитный диэлектрик – магнитный феррит-гранат, подложка из гадолиний-галиевого граната. При расчете использованы следующие значения параметров: период решетки 500нм, ширина щелей 75нм, высота решетки 100нм, толщина диэлектрика 1мкм. Результаты расчетов приведены на Рис. 2. При этом экваториальный эффект Керра характеризуется величиной $\delta = R(M) - R(-M)$. Присутствуют резонансные особенности на определенных длинах волн, в которых эффект на порядок превосходит эффект в однородной пленке.

При определенном соотношении между периодом решетки, толщиной магнитного слоя и частотой падающего излучения дифракционные порядки возбуждают волноводные моды. Возбужденная мода, распространяясь вдоль оси X, частично рассеивается в щелях металла, и энергия уходит в дальнюю зону, формируя прошедшую через структуру поле. Наличие намагниченности приводит к изменению вида волноводных мод. В случае, когда намагниченность направлена вдоль оси Y, TE и TM моды остаются независимыми и намагниченность влияет на условие возбуждения (закон дисперсии) TM моды. В результате

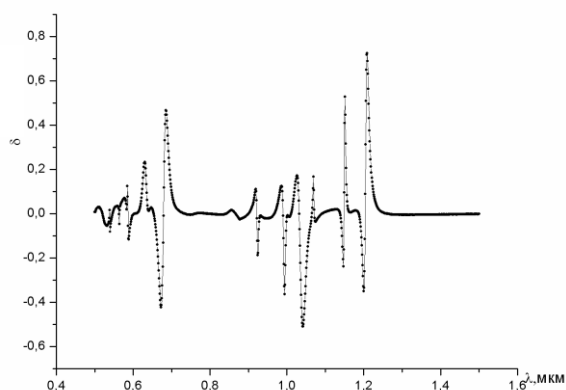


Рис. 2 График зависимости величины эффекта Керра от длины волны падающего излучения

аналитических расчетов выявлено, что в исследуемой структуре, проявляются резонансные свойства – минимумы и максимумы коэффициента отражения. Наличие гирации и изменение ее знака приводит к смещению этих экстремумов в спектре отражения, что и объясняет появление эффекта Керра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Автор выражает благодарность научному руководителю В.И. Белотелову и А.Н. Калишу.

1. V.I. Belotelov, A.N. Kalish, V.A. Kotov and A.K. Zvezdin, “Slow light phenomenon and extraordinary magneto-optical effects in periodic nanostructured media”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 321, 826-828 (2009).
2. A. Zvezdin, V. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (IOP, Bristol, 1997).
3. N. Chateau and J.-P. Hugonin, *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 1321 (1994).

Нелинейно-оптическое устройство с акустооптическим управлением условием синхронизма

Резников Алексей Михайлович

Студент

Поликарпова Наталия Вячеславовна

Старший научный сотрудник

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: Chaplin28@yandex.ru

В настоящее время кристаллы титанил-фосфата калия (KTiOPO_4 или КТР) находят широкое применение в устройствах нелинейной оптики. Данное химическое соединение является одним из основных и наиболее эффективных материалов, используемых для генерации второй гармоники в лазерной технике видимого и ближнего ИК диапазонов. Этот кристалл отличается весьма заметными электрооптическими и нелинейными свойствами, а также химической стабильностью. На сегодняшний день кристаллы КТР выпускаются в промышленных масштабах, и технология их производства позволяет выращивать монокристаллы с размерами и оптическим качеством, удовлетворяющим требованиям прикладной оптики. Именно поэтому кристаллы КТР представляются более перспективными для применений по сравнению со своими «предшественниками и конкурентами» - материалами BaB_2O_4 и LiNbO_3 .

Наибольшая эффективность перекачки энергии из основной волны в генерируемую вторую гармонику достигается при выполнении условия синхронизма, т.е. равенства показателей преломления (фазовых скоростей) для двух участвующих во взаимодействии волн. Кристалл является диспергирующей средой, поэтому условие синхронизма в материале напрямую не выполняется. Однако согласование фазовых скоростей может быть достигнуто при взаимодействии световых волн с различными поляризациями [2]. В определённых направлениях, называемых направлениями синхронизма, скорость необыкновенной волны основной частоты может совпасть со скоростью генерируемой волны, являющейся обыкновенной. Такая ситуация возможна для положительных кристаллов, к которым относится и КТР. Направление синхронизма находится из общего вида тензора диэлектрической проницаемости, компоненты которого для КТР хорошо известны. В силу дисперсии направление синхронизма зависит от значения удваиваемой частоты света. Это означает, что на практике даже при небольшом изменении длины волны основной гармоники необходима юстировка устройства по углу падения света на кристалл. Эта подстройка обычно выполняется механически, что не вполне удобно, особенно, если генератор второй гармоники является лишь

частью сложной оптической системы. Однако оказалось, что проблема может быть сравнительно легко и эффективно решена методами современной акустооптики.

Известно, что при определённых условиях энергия луча, падающего на акустическую волну в акустооптическом устройстве, полностью переходит в первый дифракционный максимум. Другими словами, луч света основной частоты можно отклонить в требуемом направлении методами акустооптики, причем угол такого отклонения регулируется частотой ультразвука. При этом и отклонение света, и генерация второй оптической гармоники может быть совмещена в одном и том же нелинейно-оптическом кристалле.

Идея, предложенная в данном сообщении, заключается в следующем. В кристалл КТР направляется световая волна основной гармоники, а направление распространения акустической волны находится из условия совпадения направления синхронизма в кристалле с направлением на первый брэгговский дифракционный максимум. При отстройке оптической частоты основной волны для удовлетворения условия синхронизма достаточно надлежащим образом изменить частоту генератора ультразвука.

Побочным, но чрезвычайно полезным эффектом является зависимость интенсивности отклоненного луча от мощности ультразвука. Это означает, что предложенное гибридное устройство сможет исполнять роль «вентиля», регулирующего интенсивность оптической волны на удвоенной частоте.

Для описания взаимодействия акустических и электромагнитных волн необходимо знать значения коэффициентов тензора упругих и фотоупругих коэффициентов кристалла. Эти коэффициенты кристалла КТР описываются тензорами 4-ого ранга с отличными от нуля, соответственно, 9 и 12 коэффициентам [1]. В настоящее время известны значения упругих коэффициентов и лишь нескольких фотоупругих констант материала.

В предлагаемой работе рассчитаны оптимальные направления синхронизма для кристалла КТР, а также геометрические параметры акустооптического дефлектора на его основе, обеспечивающие выполнение условий нелинейно-оптического и акустооптического синхронизма. Расчеты проводились с использованием предварительных данных, полученных в организации, ответственной за выращивание кристалла. В дальнейшем планируется проверить упругие свойства кристалла и определить фотоупругие коэффициенты кристалла КТР методом Диксона [3]. Также предполагается экспериментальная проверка работоспособности предлагаемого устройства.

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.
2. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М., 1990.

3. Dixon R.W., Cohen M.G. A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate // Appl. Phys. Lett., v.8, N8, pp. 205-207.

Иллюстрации

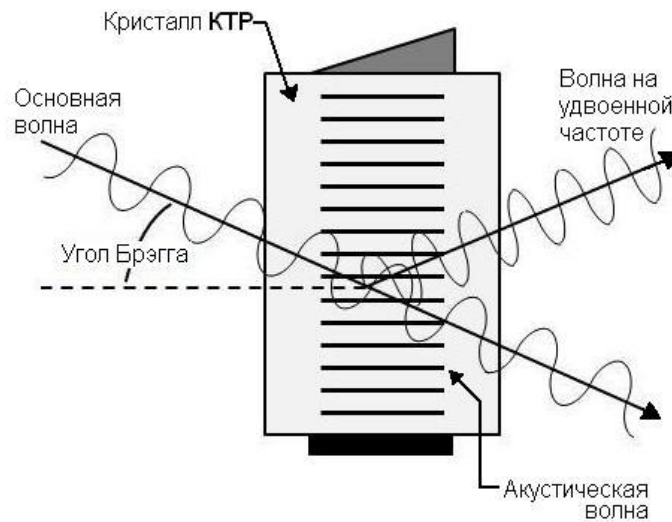


Рис. 1. Схема «супердефлектора»

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-1643.2011.8.

Построение волноводного метода анализа распространения волн сотовой связи в помещениях

Корчагин С.В.

студент

Автономная некоммерческая образовательная организация высшего профессионального образования воронежский институт высоких технологий

KorchSerg1212@yandex.ru

В данной работе приведен подход по анализу беспроводных сетей и результаты, показывающие эффективность применения данного подхода. В процессе исследований могут применяться аналитические методы.

Современные помещения, в подавляющем большинстве случаев, могут быть представлены как совокупность прямоугольных отсеков. Стенки зданий, в большинстве случаев состоят из железобетона, которые плохо пропускают через себя радиоволны. В связи с этим, представляется возможным применение волноводной модели при распространении волн внутри зданий, так как волноводы так же имеют стенки, плохо пропускающие радиоволны [1].

Стенки волновода играют роль экрана, не дающего электромагнитным волнам распространяться в разные стороны и заставляющего их перемещаться только вдоль волновода.

Мы рассматривали открытый волновод прямоугольного сечения. Этот волновод представлял собой простейшую модель помещения. Пусть на апертуру этого волновода падает плоская волна.

Алгоритм расчета характеристик рассеяния полой структуры прямоугольного поперечного сечения, основан на модальном методе [2].

С использованием этого алгоритма был создан программный продукт, позволяющий проводить оценку мощности электромагнитных волн в помещении.

В программном продукте можно выделить несколько частей:

1.Определение входных данных. Вводится поперечный и продольный размер комнаты, задается сектор углов наблюдения, длина падающей волны.

2.Расчет электрических полей. Определяются моды входящие в волновод, моделирующие комнату, матрица рассеяния, описывающая этот волновод, выходящие моды. Отметим, что в данной части реализована проверка распространяющихся мод, то есть тех, у которых постоянная распространения является действительным числом [3].

3.Вывод данных. Проводится расчет рассеянного поля в зависимости от угла падения волны и от расстояния наблюдения.

Программа позволяет производить расчеты в широком диапазоне входных параметров.

Задавая определенные углы падения и расстояние можно определить уровень мощности поля, а, следовательно, и местоположение наиболее эффективного приема для приемника (например, сотового телефона), причем эти зависимости могут быть разными для разных телефонов, поскольку у них не одинаковая чувствительность.

В качестве достоинства, предлагаемого метода, можно отметить его относительную простоту. В волноводе распространяется относительно небольшое число мод, что позволяет утверждать, что данный алгоритм является быстроедействующим.

Литература

- 1.Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны – М.: Радио и связь, 1988 г., 440с.

2.Ling H. High-frequency RCS of open cavities with rectangular and circular cross sections. / H. Ling, S. W. Lee, R. C. Chou // IEEE Trans. Antennas Propagat., 1989, vol. AP-37, no. 5. – Pp. 648–654.

3.Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ / И. В. Лебедев – М.: Высшая школа, 1970. – Т. 1. – 439 с.

Взаимодействие сверхширокополосных сигналов со слоистыми неоднородными объектами

Трофимов Алексей Викторович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: THTrofim@yandex.ru

Развитие сверхширокополосных (UWB) коммуникаций позволяет создавать эффективные системы передачи информации в зданиях. Основной причиной этого является небольшое затухание сигнала на низкочастотных составляющих спектра при распространении сквозь стены. Для обеспечения требований электромагнитной совместимости область рабочих частот должна быть сдвинута в диапазон выше 3 ГГц.

Для изучения механизма распространения, а также определения диэлектрических характеристик материалов конструктивных элементов, использовался экспериментальный комплекс, осуществляющий прямое измерение комплексной частотной характеристики канала. Комплекс состоял из векторного анализатора цепей Rohde & Schwarz ZVB-50 (частотный диапазон 10 МГц – 20 ГГц). Была достигнута разрешающая способность по времени 1 нс

Исследованы процессы распространения СШП сигналов через элементы конструкций зданий.

Литература

1. М. Борн Э. Вольф. Основы оптики/Под редакцией Г.П Мотулевич Наука 1973.
2. И.Я. Имореев. Сверхширокополосные радары, особенности и возможности. Радиотехника и электроника, 2009, том 54, №1, с.5-31.
3. Ali Hussein Muqaibel. Characterization of Ultra Wideband Communication Channels. PhD Dissertation, Virginia Polytechnic Institute 2003.
4. F. J. Agee, C. E. Baum, W. D. Prather, W.D., J. M. Lehr, J. P. O'Loughlin, J.W. Burger, J. S. H. Schoenberg, D. W. Scholfield, R. J. Torres, J. P. Hull, and J. A. Gaudet, "Ultra-wideband transmitter research," IEEE Trans. Plasma Science, vol. 26, pp. 860-873, Jun. 1998
5. Christophe Liebe, Pierre Combeau, Alain Gaugue. Ultra-Wideband Indoor Channel Modelling Using Ray-Tracing Software for through-the-Wall Imaging Radar. International Journal of Antennas and Propagation Volume 2010, Article ID 934602, 14 pages.

**Экспериментальная оценка параметров динамических систем, содержащих
внутренние источники шума.**

Семенов Владимир Викторович

Студент 4 курса

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского,

Физический факультет, Саратов, Россия

E-mail: vsemenov90@mail.ru

Оценка параметров динамических систем, содержащих источники шума, по реализации динамических (фазовых) переменных является частью глобальной задачи реконструкции динамических систем и, на данный момент, сравнительно мало изучена. Актуальность задач такого характера связана с использованием методов реконструкции в устройствах защиты и передачи секретной информации. При этом требуется достаточно точная оценка управляющих параметров динамической системы, т.к. передаваемый полезный сигнал должен быть зашифрован в управляющих параметрах системы. Но при работе с натурными системами приходится учитывать наличие шумов, особенности работы АЦП и ЦАП, ограниченную точность измерений и т.д. Все это осложняет задачу и ограничивает применение уже имеющихся методов. Поэтому вызывает особый интерес проблема применения методов реконструкции динамических систем и оценки управляющих параметров на практике.

В рамках работы рассматривается возможность приемлемой оценки параметров динамических систем в натурном эксперименте. Создана экспериментальная установка, представляющая собой генератор Ресслера (с возможностью подключения внешнего шума). Карты режимов колебаний, полученные в численном и натурном эксперименте, свидетельствуют о том, что установка с большой точностью повторяет динамику математической модели, следовательно, возможно ее применение для успешной оценки управляющих параметров в реальных системах.

Литература

1. В.С. Маляев, Т.Е. Вадивасова. Оценка параметров зашумленных динамических систем. //Нелинейная динамика, 2010, т.6, №2, с. 267-276.
2. Маляев В.С., Вадивасова Т.Е. Возможность оценки параметров зашумленной динамической системы по реализации колебаний // Статистическая физика и информационные технологии. Материалы Международной школы – семинара «Stainfo-2009». Саратов. ООО ИЦ «Наука», ISBN 978-5-91272-957-7, 2009. С.95-98.
3. Павлов А.Н., Янсон Н.Б., Анищенко В.С., Реконструкция динамических систем // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, №9, С. 1075-1092.

4. Anishchenko V.S., Pavlov A.N., Janson N.B., Global reconstruction in the presence of a priori information // Chaos, Solitons and Fractals, vol.9, №8 pp. 1267-1278 (1998).
5. Timmer J., Parameter estimation in nonlinear stochastic differential equations // Chaos, Solitons & Fractals. 2000. V.11. P.2571-2578.

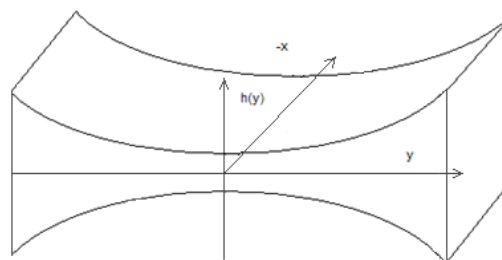
Локализация изгибных волн в тонких пластинах переменной толщины.

Старикова В.И.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: starikova.v.i@mail.ru

В пластинах скорость изгибных волн зависит от толщины. Поэтому в пластине переменной толщины для этих волн может возникать волноводная локализация. Эта проблема до сих пор исследовалась весьма ограниченно. В работе [1] на эту тему уравнение изгибных волн в тонких пластинах решалось численно. Однако при этом не учитывались градиентные слагаемые, которые должны присутствовать в уравнении из-за изменений толщины. Интерес к этой задаче в настоящее время связан с созданием микроструктурных оптических волокон [2], в которых на стенке между двумя близко расположенными отверстиями (рис.1) может возникать локализация такого типа.



для

Рис.1 Профиль волновода, волна бежит по оси x

Для решения рассматриваемой задачи используется классическое уравнение изгибных колебаний и волн в тонкой пластине переменной толщины [3]

$$\Delta(D\Delta w) - (1-\nu) \left(\frac{\partial^2 D}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 D}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) = -\rho h \ddot{w},$$

где D - изгибная жесткость пластины, пропорциональная кубу ее локальной толщины h , w - изгибная компонента смещений средней линии пластины, ρ - плотность пластины, ν - коэффициент Пуассона. Сложность аналитического решения связана с высоким порядком этого дифференциального уравнения с переменными коэффициентами. К настоящему времени известно лишь одно точное аналитическое решение данного уравнения, относящееся к случаю распространения волн в тонком клине [4].

В настоящей работе удалось найти точное аналитическое решение для уравнения в случае пластины с профилем $h(y) = A \cosh^2(by)$, где A и b - произвольные константы. Это решение имеет вид

$$w = \frac{1}{\cosh^6(by)} \exp[i(kx - \omega t)].$$

Данное решение существует при

специальном значении коэффициента Пуассона $\nu = \frac{-3 + \sqrt{44}}{15} \approx 0.24$.

Для снятия ограничений, при которых существует точное аналитическое решение, была разработана программа численного счета. Эта программа позволяет находить решения для

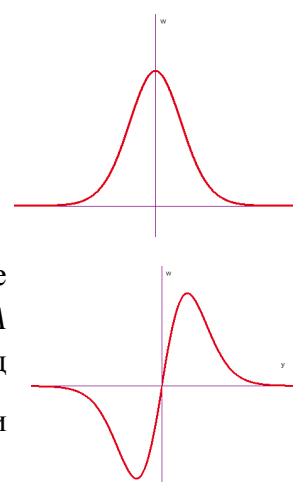


Рис.2 Первая и вторая моды изгибных колебаний

локализованных изгибных волн в пластинах с произвольным законом изменения толщины пластины от координаты. Применение программы в случае, когда пригодно аналитическое решение, показало совпадение результатов, полученных обоими методами. Также были получены численные решения для первой и второй моды изгибных волн (рис.2) в пластинах для разных значений коэффициента Пуассона.

Автор выражает благодарность с.н.с. Можяеву В.Г. за формулировку задачи, помощь в подготовке тезисов и поддержку.

Литература

1. Е. Михалев, Дальневосточн.акуст.сб., вып. 1, 294 (1975)
2. S.A. Nikitov et al., IEEE Trans. UFFC-55, 1831 (2008)
3. С.П. Тимошенко, С. Войновский-Кригер. Пластинки и оболочки. М.:Наука. 1966
4. J. McKenna et al. IEEE Trans. SU-21, 178 (1974)

Нелинейные волновые процессы в неоднородных и стратифицированных средах.

Преснов Дмитрий Александрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: presnov@physics.msu.ru

В данной работе проведен анализ распространения акустической волны в двух физически разных ситуациях – в неоднородной среде и среде со стратификацией. Итоги работы могут найти своё применение в развивающихся областях – ультразвуковой хирургии, гражданской сверхзвуковой авиации, а также в предсказании сейсмических событий.

Сравнивая теоретические результаты, мы увидим, что поведение акустического возмущения для этих двух случаев можно описывать одним математическим уравнением – так называемым обобщенным уравнением Бюргерса. Задачей работы было численно решить данное нелинейное дифференциальное уравнение, для двух разных сигналов (гармонического, импульсного) и оценить точность известных приближенных аналитических решений.

Разбирая две физически кардинально разные ситуации, мы пришли к одному уравнению, решением которого мы и интересовались.

Было построено численное решение для обычного и обобщенного уравнений Бюргерса. Исследовано два типа входных сигналов периодический (синус) и N-волна. Первый из них получил широкое распространение, поэтому была возможность сравнить приближенные аналитические решения с результатами численных расчетов, в результате чего определены достаточно точные границы применимости аналитических решений. В итоге была проведена систематизация имеющихся данных и описано поведение волны с разрывом на всей длине распространения. Задачей остается развитие данной теории на случай многомерного пространства.

Литература.

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. (2-е издание, перераб. и доп.). М.: Наука, 1990.
2. Голицын Г.С., Романова Н.Н. Вертикальное распространение звуковых волн в атмосфере с переменной по высоте вязкостью//Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1968. Т. 4. №2. С.210-214.
3. Гусев В.А., Собисевич А.Л. Низкочастотные волновые процессы в геосферах, предшествующие сильным сейсмическим событиям//Коллективная монография Экстремальные природные явления и катастрофы. Т.1. Оценка и пути снижения негативных последствий экстремальных природных явлений. М.: ИФЗ РАН, 2010. С. 65-80.
4. Гусев В.А., Жостков Р.А. Профили интенсивных импульсных сигналов, распространяющихся вертикально вверх в стратифицированной атмосфере. Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного Совета РАН по акустике, Москва, 15-17 июня 2010 г. Т.1. С.200-204. М.: Геос, 2010.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
6. Романова Н.Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в атмосфере//Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970. Т. 6. №2. С. 134-145.
7. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.

**Уширение полосы пропускания квазиколлинеарного акустооптического
фильтра на кристалле парателлурита*****Маслаков А.В.****Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: maslakov_al@mail.ru*

Одной из задач современной оптоэлектроники и лазерной техники является разработка оптоволоконных систем передачи информации с высокой пропускной способностью и высокой скоростью передачи данных. Известно, что пропускная способность волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) может быть значительно увеличена с помощью метода спектрального уплотнения и последующего разделения информационных каналов, т.н. “технологии WDM”- Wavelength Division Multiplexing. Важнейшими элементами WDM системы связи являются спектральные селекторы сигналов, выделяющие световые потоки на заданных длинах волн света и направляющие световые пучки в те или иные волоконно-оптические каналы. С помощью спектральных фильтров обеспечивается электронная обработка световых потоков в спектральных диапазонах вблизи длины волны света 1.55 мкм. Известно, что в качестве спектральных селекторов могут использоваться перестраиваемые акустооптические (АО) фильтры [1,2]. Наиболее перспективными устройствами для решения указанных задач являются фильтры с квазиколлинеарной геометрией взаимодействия света и звука.

Перестраиваемые квазиколлинеарные акустооптические фильтры были впервые предложены в 1991 году в Московском университете [3]. Их особенность заключается в том, что свет в АО ячейку направляется коллинеарно групповой скорости звука, что обеспечивает большую длину взаимодействия и, соответственно, узкую полосу пропускания. Первые квазиколлинеарные фильтры на длине волны 1.55 мкм имели полосу пропускания $\Delta\lambda = 15 \text{ \AA}$, а рекордное значение разрешения на данный момент составляет 2.4 \AA [2]. Однако по современным стандартам для ВОЛС эта цифра должна составлять около 0.2 \AA . Таким образом, исследования в данной области прикладной акустооптики направлены на создание устройств с меньшей полосой пропускания.

Данная работа посвящена исследованию механизмов уширения полосы пропускания на примере квазиколлинеарного фильтра на кристалле парателлурита (TeO_2)(рис.1). Известно, что этот кристалл обладает ярко выраженной анизотропией акустических и оптических свойств. Акустическая анизотропия определяет наличие сноса энергии в звуковом пучке, причем для среза кристалла под углом $\alpha=2^\circ$ этот угол сноса составляет $\Psi=20^\circ$. В исследованном фильтре длина кристалла – 4.5 см, а ширина пьезоэлектрического преобразователя- 0.6 см. Акустооптическое взаимодействие осуществляется на медленной сдвиговой акустической волне вблизи направления $[110]$, когда $\alpha=2^\circ$ (рис.2).

В теоретической части работы рассматривается влияние на ширину полосы пропускания ΔF ($\Delta F \sim \Delta \lambda$) следующих параметров: длины эффективного взаимодействия света и звука (размер кристалла), ширины преобразователя и расходимости лазерного пучка. Рассмотрение ведется с использованием метода векторных диаграмм и дает для длины волны света 1.55 мкм следующие результаты. $\Delta f_L = 11.8$ кГц – уширение полосы, связанное с конечной длиной L кристалла, $\Delta f_1 = 1.8$ кГц – уширение за счет размера преобразователя, $\Delta f = 180$ кГц/° – за счет расходимости света. Результирующая полоса пропускания вычисляется следующим образом: $\Delta F = [\Delta f_L^2 + \Delta f_1^2 + \Delta f^2]^{0.5}$ и хорошо согласуется с экспериментальным результатом $\Delta F = 16$ кГц, что соответствует 3.5 \AA на длине волны 1.55 мкм. При условии, что лазерный пучок хорошо сфокусирован, наибольший вклад в ширину полосы вносит размер кристалла, в то время как влиянием остальных параметров можно пренебречь. Однако, в случае $\Psi = 0^\circ$, т.е. при отсутствии сноса, уширение за счет размера преобразователя составляет $\Delta f_1 = 28$ кГц, что превышает величину Δf_L . Этот факт следует учитывать при выборе геометрии фильтра.

В экспериментальной части работы была проведена проверка полученных теоретических результатов. Была измерена углочастотная характеристика квазиколлинеарного фильтра для длины волны света 1.15 мкм и для длины волны 0.63 мкм с выходом в широкоапертурную область [1]. С помощью генератора качающейся частоты была определена полоса пропускания прибора. Экспериментальные результаты качественно согласуются с теоретическими выводами. В дальнейшем планируется измерить уширение частотной полосы пропускания фильтра по отдельности за счет изменения длины области АО взаимодействия, размера преобразователя и расходимости лазерного пучка.



Рис. 1. Фотография исследуемого фильтра

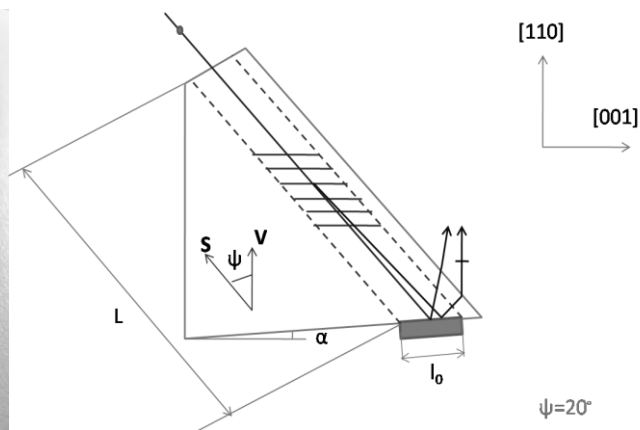


Рис. 2. Схема квазиколлинеарного фильтра

Литература

1. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е., Физические основы акустооптики, М.: Радио и связь, 1985.
2. Молчанов В.Я., Волошинов В.Б., Макаров О.Ю., Квазиколлинеарные перестраиваемые акустооптические фильтры на основе кристалла парателлурита для систем спектрального уплотнения и селекции каналов, Квантовая электроника, 39(4), стр. 353-360, 2009.
3. Voloshinov V.B., Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite, Optical Eng., v.31, 10, pp. 2089-2094, 1992.

Оптимизация формы зеркал в резонаторах Фабри-Перо

Лондаренко А.А.

Студентка.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: alena0703@yandex.ru

При использовании в прецизионных экспериментах резонаторов Фабри-Перо для подавления паразитных сигналов часто необходима фильтрация неосновных поперечных мод. Для этого применяются различные методы. Одним из них является способ достижения одномодового режима работы за счет модификации формы зеркала таким образом, чтобы дифракционные потери всех мод, кроме основной, были велики [1].

В данной работе исследуется резонатор Фабри-Перо с зеркалами близкими к параболическим. Поиск оптимальной формы зеркал проводится с помощью численного моделирования.

Оптимизация проводится двумя различными способами.

1. Собственные моды резонатора и их количество зависят от формы зеркала так же, как собственные функции квантового осциллятора зависят от формы потенциальной ямы. При этом, как видно из рис. 1 [2], дифракционные потери для различных мод сильно зависят от радиуса зеркала (потери отсечения).

В данной работе моделировалось параболическое зеркало фиксированного диаметра ($d=34$ см) с радиусом кривизны $R=2076,3$ м., соответствующее зеркалам в гравитационной антенне проекта LIGO. Форма зеркала задавалась в виде бикубического полинома:

$$\Delta z = \frac{r^2 + j_4 r^4 + j_6 r^6}{2R},$$

где j_i – варьируемые параметры, r – радиальная координата.

Далее, при варьировании коэффициентов, рассчитывались собственные моды и их потери, как потери энергии бегущей волны за один проход в резонаторе ΔE :

$$\Delta E = 2\pi \int_0^R (|\psi_1|^2 - |\psi_2|^2) r dr,$$

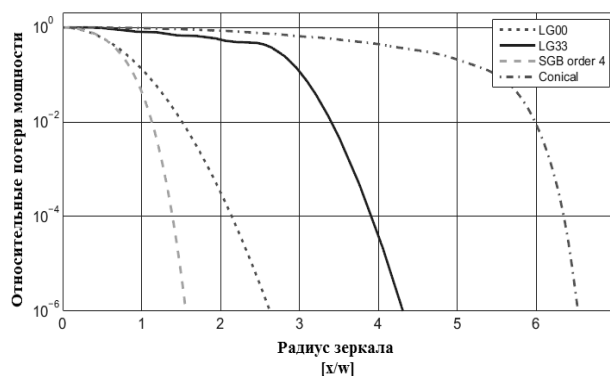


Рис.1 Относительные потери для 4х различных мод при разных размерах зеркала [2]

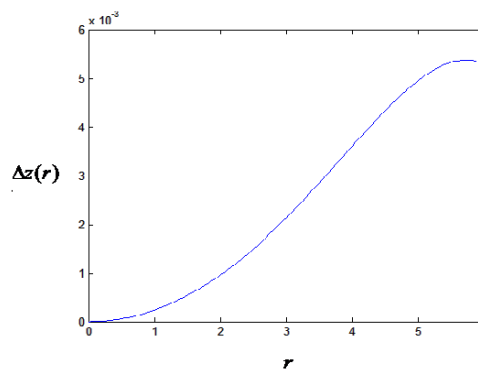


Рис.2 Профиль возмущенного зеркала от нормированного радиуса

где $\psi_1 = \psi(r_1)$ и $\psi_2 = \psi(r_2)$ - распределение амплитуды собственной моды на двух зеркалах, а r_1, r_2 - радиальная координата на первом и втором зеркале.

По результатам минимизации потерь основной моды по отношению к потерям остальных мод получена примерная форма зеркала (рис. 2).

2. Второй способ заключался в рассмотрении задачи о распространении пучка в резонаторе как задачи на собственные значения:

$$\int P(r_1, r_2) \psi(r_2) r_2 dr_2 = \lambda \psi(r_1),$$

$$P(x_1, x_2) = -i^{m+1} J_m(x_1 x_2) \exp\left(\frac{i(x_1^2 + x_2^2)}{2}\right) \exp\left(\frac{-iL(x_1^2 + x_2^2)}{2R}\right)$$

где L – длина резонатора, J_m - функция Бесселя порядка m , $x_{1,2} = \frac{r_{1,2}}{\sqrt{L/k}}$ - нормированные координаты, k - волновой вектор.

При таком рассмотрении оператор распространения P включает в себя форму зеркала, а его собственные значения позволяют рассчитать потери. Этот оператор можно разложить по базису собственных функций невозмущенного зеркала:

$$P(r_1, r_2) = \sum_n C_n \psi_n(r_2), \text{ где } C_n = \lambda_n \psi_n^*(r_1)$$

Таким образом, в оператор явно входят собственные значения, характеризующие потери, т. е. можно построить оператор распространения с заданными потерями, при условии слабого возмущения исходного зеркала (т. к. разложение проводится по старым собственным функциям). По построенному оператору при выполнении определенных условий можно восстановить желаемую форму зеркала.

Литература

5. M. Kuznetsov, M. Stern, J. Coppeta, Single transverse mode optical resonators, OPTICS EXPRESS Vol. 13, No. 1 (2005)
6. A. Freise, Beam Shaping (2010)

Свойства взвеси какао, как технического заменителя акустического контрастного агента

Логинов С.В.

студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: loginov_sergej@russia.ru

Для получения картины кровотока в том или ином органе методами нелинейной акустической томографии важно на стадии разработки новой аппаратуры и методики её применения, найти модельную среду, которая обладала бы акустическими свойствами, близкими к свойствам крови или крови с введенным акустическим контрастным агентом. В данной работе в качестве таких свойств рассматриваются поглощение и нелинейный параметр. Растворы контрастных агентов являются дорогими для широкого использования при настройке и тестировании систем акустической визуализации, поэтому актуален поиск доступных сред, которые обеспечивали бы необходимые значения этих параметров. **Задача медицинского применения этих сред при этом не ставится.** Используемые в медицине акустические контрастные агенты представляют собой микроскопические газовые пузырьки, заключенные в полимерную оболочку. Поиск "технического заменителя" акустических контрастных агентов целесообразно проводить среди взвесей органических порошков, изначально содержащих в себе воздух.

В данной работе экспериментально исследовалась взвесь какао-порошка в воде.

Изложенные результаты показывают, что с помощью какао-порошка можно создать среду, обладающую высоким поглощением и высоким нелинейным параметром, относительно параметров воды. Согласно работам [2, 3. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики// М.: Наука, 1975.

] затухание в контрастном агенте Alburnex[®] при концентрации 1 мл контрастного агента на 1 л воды может превышать 1200м^{-1} , что значительно превосходит результаты, полученные для взвеси какао-порошка в воде. Однако в работе [5. Jian M., Jinfei Y., Zheng F., Zhemin Z., Xiufen G., and Gonghuan D., Acoustic nonlinearity of liquid containing encapsulated microbubbles// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 116 No.1, July 2004

6. Hoff L., Sontum P.C., Hovem J.M., Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 107, No. 4, April 2000

7. Labat V., Remenieras J.P., Bou Matar O., Patat F., Nonlinear propagation in ultrasound contrast agent//

8] измерения проводились при амплитудах давления порядка 30 атмосфер, и авторы отмечали, что поглощение контрастного агента падает при уменьшении амплитуды падающей волны. В

работе [9. Mobley J., Waters K.R., Hall C.S., Marsh J.N., Hughes M.S., Brandenburger G.H., Miller J.G. Measurements and predictions of the phase velocity and attenuation coefficient in suspensions of elastic microspheres// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, August 1999], для контрастного агента Sonazoid® были получены результаты для поглощения, близкие по порядку величины к результатам данной работы, хотя вид зависимости поглощения от частоты существенно отличен.

По результатам работы нелинейный параметр взвеси какао-порошка в воде в 30 раз (при концентрации 1,4 г/л) превосходит нелинейный параметр воды [1], т.е. составляет величину порядка 120. Нелинейный параметр акустических контрастных агентов может быть еще в 10 раз больше, при той же концентрации [5, 9. Mobley J., Waters K.R., Hall C.S., Marsh J.N., Hughes M.S., Brandenburger G.H., Miller J.G. Measurements and predictions of the phase velocity and attenuation coefficient in suspensions of elastic microspheres// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, August 1999]. Таким образом, взвесь какао-порошка в воде обладает меньшим поглощением и нелинейным параметром, чем акустические контрастные агенты при той же концентрации, однако существенно отличается от воды (или крови [4]), а потому является перспективным "заменителем" акустических контрастных агентов при тестировании систем нелинейной томографии кровотока, но не может заменить его при медицинских применениях.

Литература

1. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: справочник // М.: Энергоатомиздат, 1991
2. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику // М.: Наука, 1966.
3. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики// М.: Наука, 1975.
4. Duck F.A. Physical Properties of Tissue // London: Academic Press, 1990. P. 346.
5. Jian M., Jinfei Y., Zheng F., Zhemin Z., Xiufen G., and Gonghuan D., Acoustic nonlinearity of liquid containing encapsulated microbubbles// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 116 No.1, July 2004
6. Hoff L., Sontum P.C., Hovem J.M., Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 107, No. 4, April 2000
7. Labat V., Remenieras J.P., Bou Matar O., Patat F., Nonlinear propagation in ultrasound contrast agent//
8. Marsh J.N., Hughes M.S., Mobley J., Miller J.G. Brandenburger G.H., Broadband through-transmission signal loss measurements of Albunex® suspensions at concentrations approaching in vivo doses// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, No. 2, February 1997

9. Mobley J., Waters K.R., Hall C.S., Marsh J.N., Hughes M.S., Brandenburger G.H., Miller J.G. Measurements and predictions of the phase velocity and attenuation coefficient in suspensions of elastic microspheres// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, August 1999

Влияние субволновых отверстий на эффективную диэлектрическую проницаемость пленки металла в терагерцовом диапазоне частот**Рябов А.Ю.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ryabov@physics.msu.ru

Глобальная цель нашей работы – увеличить локализацию поля широкополосного терагерцового (ТГц) плазмона на поверхности металла. Поверхностные электромагнитные волны (плазмоны) – волны, распространяющиеся на границе металл-диэлектрик вдоль поверхности металла, вызванные колебаниями газа свободных электронов. Интерес к такому диапазону частот связан с тем, что научное и коммерческое освоение ТГц диапазона частот активно развивается в приложении к спектроскопии, диагностике поверхности и передачи информации. Заинтересованность непосредственно к плазмонам определяется тем, что с их помощью появляется возможность передавать широкополосные, «сверхкороткие» ТГц импульсы с малой дисперсией и поглощением на расстояния нескольких метров.

Трудность заключается в том, что ТГц широкополосный плазмон распространяется вдоль поверхности металла со скоростью, очень слабо отличающейся от скорости света. Причиной этому служит то, что величина диэлектрической проницаемости (ДП) металла в ТГц диапазоне частот очень велика (здесь металл практически идеальный проводник, проникновение поле в него ничтожно мало). Следствие – поле плазмона на 99.9% сосредоточено в воздухе, затухание мало, но и локализация поля слабая. Из наших предыдущих экспериментов [1] следует, что такой ТГц плазмон распространяется вместе с электромагнитной приповерхностной волной, не привязанной к поверхности, которая «утекает» от поверхности. Избежать «утекания» с поверхности можно, усилив локализацию плазмона, например за счёт его замедления.

В этой связи одним из решений является использование субволновой структуры [2], которая приводит к изменению «эффективной» ДП слоя металла за счёт изменения характерных размеров элементов этой структуры, тем самым позволяет менять скорость распространения ТГц плазмон.

Задача этой работы – создать поверхность (тонкий слой) с требуемой величиной и спектром диэлектрической проницаемости, для этого потребуется описывать и моделировать плёнки с

субволновыми отверстиями. В этой работе исследуются образцы, выполненные из алюминиевой пленки толщиной около 100 нм, напыленной на прозрачную подложку (из лавсана толщиной 95 мкм). Структура, выжженная в металлической пленке, представляют собой двухмерный массив, с определенными размерами щелей и их периодами следования. Характерные размеры ячеек – 40-240 мкм, периоды – 75-450 мкм. При этом диапазон длин волн используемого излучения 100-1500 мкм. Для получения

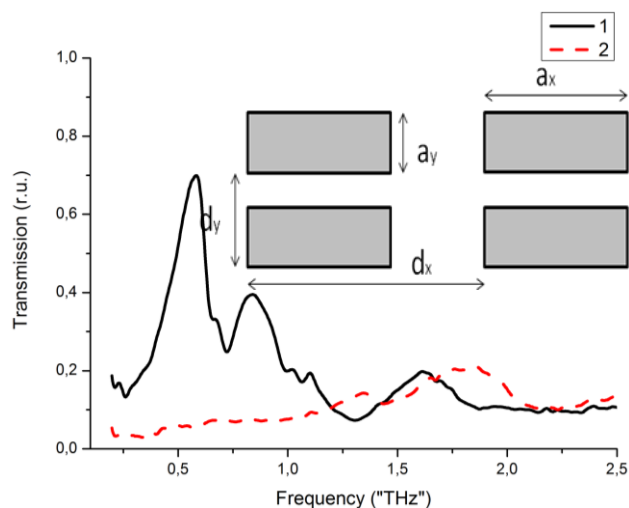


Рис. 1 Спектр пропускания образца с поляризацией вдоль направления «x» (пунктир) и вдоль направления «y» (сплошная линия). Параметры :
«x» - $a=150\text{мкм}$, $d=450\text{мкм}$;
«y» - $a=47\text{мкм}$, $d=150\text{мкм}$.

На рисунке схематично показана структура, где тёмные прямоугольники – это «дырки» в металле

информации об образце (ДП структуры) измеряются спектры отражения и пропускания, используя импульсный ТГц спектрометр [3]. На Рис.1 показаны графики пропускания одного из образцов для двух ортогональных поляризаций относительно направлений периодичности структур «x» и «y».

Одной из моделей для описания таких структур – это модель аналогична по форме модели Друде для ДП металла с включенными в неё резонансами, связанными с бегущим плазмоном, возбуждаемым на периодической поверхности [4]

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) + \sum_j \frac{\omega_{Lj}^2 - \omega^2}{\omega_{Tj}^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega'} \quad (1)$$

где ϵ_{∞} - эффективная диэлектрическая проницаемость, ω_p, γ – эффективная плазменная частота и частота затухания (их значения для субволновой структуры сильно отличаются от значений для поверхности металла). Второе слагаемое описывает резонансы, связанные в частности с возбуждением бегущего поверхностного плазмона на частоте $\omega_T = 2\pi c \sqrt{\frac{m^2}{d_x^2} + \frac{n^2}{d_y^2}}$, где c – скорость света в вакууме; d_x, d_y – периоды следования отверстий, m, n – целые числа; γ_j - характеризует ширину резонанса, ω_L -

параметр, описывающий глубину резонанса. Это математическая модель, величины, входящие в формулу, искусственные и мы их можем менять (меняя размеры отверстий и периоды их следования). С помощью такого представления довольно хорошо аппроксимируются спектры пропускания и отражения субволновых образцов (Рис.2).

Наша задача – выявить закономерности, при которых, изменяя параметры структуры, изменяется спектр и, соответственно, ДП структуры, а также понять, с чем связаны нерезонансные провалы. Из литературы и анализа наших измерений последовательности образцов, отличающихся только одним размером – отверстий или их периода – следует: параметр $\omega_p = \frac{\pi c}{a}$ управляется размером «дырки» в направлении, перпендикулярном поляризации, ϵ_{∞} - площадью «дырки». Зная зависимость каждого из параметров в формуле (1) от размеров структуры, мы сможем спроектировать материал с требуемой формой эффективной ДП и, возможно, усилить локализацию поля ТГц широкополосного плазмона.

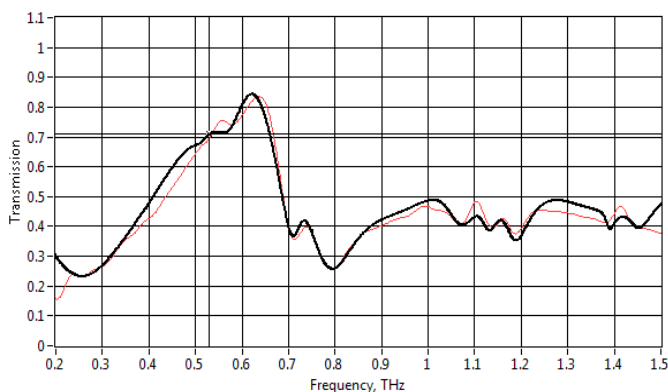


Рис. 2 Спектр пропускания образца с поляризацией и вдоль направления «у» (тонкая линия) и аппроксимация (толстая). Параметры структуры: «x» - a=150мкм, d=400мкм; «у» - a=44мкм, d=75мкм.

Выражаю благодарность Назарову М.М.

Литература

1. Nazarov, Maxim (Russian Federation); Shkurinov, A.P. (Russian Federation); Ryabov, A.Y. (Russian Federation); Bezus, E.A.(Russian Federation) // Field localization of a broadband THz surface plasmon // We-P.47 IRMMW-THz2010 Rome, September 5-10, 2010, TECHNICAL DIGEST on CD
2. C. R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Fernandez-Dominguez, L. Marti'n-Moreno and F. J. Garcí'a-Vidal // Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces // Nature Photonics / VOL 2 / 03 2008/ p.175

3. М.М. Назаров, А.П. Шкуринов, Е.А.Кулешов, В.В.Тучин Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // Квантовая электроника, 38, N 7, 647-654 (2008)
4. Amit Agrawal, Z. Vally Vardeny, and Ajay Nahata Engineering the dielectric function of plasmonic lattices // 23 June 2008 / Vol. 16, No. 13 / OPTICS EXPRESS 9613

Измерение скорости звука и коэффициента поглощения ультразвука в коллоидных растворах наночастиц кремния методом интерферометра.**Иванова Е.М.***Студентка**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: em.ivanova@physics.msu.ru*

Интерес к наночастицам в медицине связан с возможностью их использования для направленной доставки лекарств в клетки пораженных тканей [4]. В настоящей работе исследуются наночастицы кремния и акустические свойства их коллоидных растворов. Наночастицы кремния безвредны для организма и могут разлагаться и выводиться за счет естественного метаболизма (обмена веществ). Кроме того, они имеют очень неоднородную рыхлую поверхность, что создает условия для существования пузырьков газа в нанопорах на поверхности. Пузырьки газа, в свою очередь, служат зародышами кавитации. При облучении ультразвуком ткани, содержащей наночастицы кремния, может возникнуть кавитация, что приведет либо к терапевтическому эффекту, либо будет способствовать улучшенной доставке лекарств, присоединенных к наночастицам.

Поглощение ультразвуковых (УЗ) волн коллоидными растворами изучалось достаточно давно. Классической работой считается статья [1], где приведены формулы для затухания УЗ:

$$2\alpha = \frac{4}{9}k^4a^4 \cdot \pi a^2 + \frac{4}{3}\pi a^3k(\sigma-1)^2 \frac{s}{s^2 + (\sigma + \tau)^2},$$

где $s = \frac{9}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a}\right)$, $\tau = \frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a}$, $\sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0}$, $\beta = \left(\frac{\omega}{2\mu}\right)^4$, a – размер частицы, $k = \frac{2\pi f}{c}$ – волновое число, ω – частота, $c = 1,5 \times 10^5$ см/сек – скорость звука в воде, $\mu = 0,01012$ см²/сек – коэффициент кинематической вязкости воды, $\rho_0 = 1$ г/см³ – плотность воды, $\rho_1 = 2,3$ г/см³ – плотность кремния. Коэффициент поглощения напрямую связан с концентрацией раствора частиц, а именно: $n = \rho / z$, где $z = 3\alpha / 4\pi a^3$.

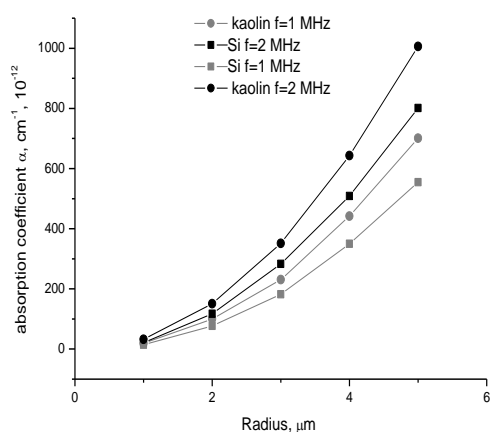


Рис. 1. График зависимости коэффициента поглощения от размера частиц

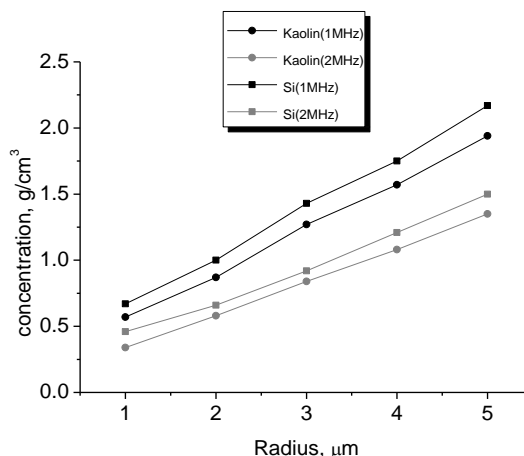


Рис.2. График зависимости концентрации от размера частиц для заданного значения коэффициента поглощения $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$

Расчеты показали, что поглощение в коллоидных растворах с наночастицами кремния достаточно мало даже при сравнительно больших концентрациях. В частности, на частоте 1 МГц концентрация частиц с размерами 120 нм должна быть 0,8 г/л, чтобы поглощение за счет наличия частиц превысило поглощение в чистой воде.

В качестве материалов используются водные коллоидные растворы частиц кремния, которые изготавливались на кафедре общей физики и молекулярной электроники. Частицы имели нерегулярную форму и их размеры варьировались в диапазоне от 60 нм до 105 нм.

Для измерений скорости звука и поглощения в коллоидных растворах использовался метод интерферометра. Интерферометр состоит из двух пьезокерамических излучателей с частотами 1 и 2 МГц, который расположен на расстоянии 20 мм и параллельны друг другу. Диаметр излучателей – 20 мм. Исследуемый коллоидный раствор заливается в цилиндрическую емкость между излучателями. На один из излучателей подавалось напряжение заданной частоты, второй служил либо в качестве отражающего зеркала, либо в качестве приемника УЗ волн. В интерферометре возникали резонансные пики, частотный интервал между которыми определялся скоростью звука в жидкости, а ширина резонансного пика определялась поглощением УЗ. Были проведены измерения АЧХ интерферометра как в чистой дистиллированной воде, так и в коллоидных растворах.

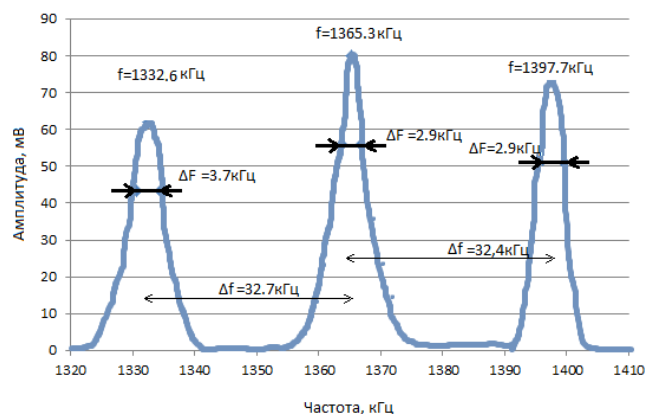


Рис. 3. Резонансные линии интерферометра, заполненного дистиллированной водой

Работа выполнена при поддержке РФФИ

Литература

1. R.J.Urick. The Absorption of Sound in Suspensions of Irregular Particle. JASA, Vol.20, No.3, 283-288, (1948).
2. П.В.Лебедев-Степанов, О.В.Руденко. О затухании звука в жидкости, содержащей взвешенные частицы микро- и наноразмерных размеров. Акуст. Журн., т.55, №6, 706-711 (2009).
3. А.Д.Мансфельд, А.Г.Санин, О.А.Санина, Б.С.Каверин, А.М.Объедков, В.А.Егоров. Поглощение ультразвука в суспензиях углеродных нанотрубок. Акуст. Журн., т.56, №2, 204-205 (2010).
4. В.Е. Oeffinger, М.А. Wheatley. Development and characterization of a nano-scale contrast agent. Ultrasonics 42 (2004) 343–347.

**Фундаментальные ограничения чувствительности детекторов гравитационных волн,
свободных от шумов смещения пробных масс.**

Селезнев Александр Андреевич

Аспирант

*Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: a.seleznev@physics.msu.ru

Основным принципом, используемым в работе гравитационно-волновых детекторов, свободных от координатных шумов, является тот факт, что гравитационная волна воздействует на лазерный луч, распространяющийся в ее поле, на протяжении всего его оптического пути, в то время, как координаты пробных масс влияют на его фазу лишь в моменты отражения. При наличии достаточного количества независимых выходных сигналов у измерительной схемы их можно скомбинировать таким образом, что информация о положениях пробных масс будет исключена [1, 2, 3].

В настоящей работе рассматриваются фундаментальные ограничения чувствительности подобных детекторов. Рассмотрение идет как с наиболее общей точки зрения, без конкретизации схемы измерения, так и на примерах конкретных измерительных схем. Показывается, что детектор является нечувствительным к определенному классу преобразований возмущения метрики. С помощью этого делается вывод, что отклик трехмерных детекторов этого типа на гравитационный сигнал на низких частотах является ограниченным малым коэффициентом $(L/\lambda_{GW})^2$, где L - характерный размер детектора, λ_{GW} - длина гравитационной волны. Для двумерных схем соответствующий коэффициент оказывается равным $(L/\lambda_{GW})^3$.

В работе также рассматривается влияние на величину отклика схемы включения в нее одного или нескольких резонаторов, увеличивающих время циркуляции луча в поле гравитационной волны. В результате этого рассмотрения делается вывод, что способ анализа, предложенный выше, применим и для модернизированных таким образом схем.

Литература

1. S. Kawamura and Y. Chen, Physics Review Letters 93, 211103, (2004).
2. Y. Chen and S. Kawamura, Phys. Rev. Lett. 96, 231102, (2006)
3. Y. Chen *et. al.* Phys. Rev. Lett. 97, 151103, (2006)

Оптическая жесткость в режиме устойчивого двойного резонанса

Рахубовский Андрей Андреевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Мы исследуем оптическую жесткость, которая возникает в резонаторе Фабри-Перо, накачиваемом двумя лазерами. Такая система обладает тремя собственными частотами. В случае, когда две из них совпадают между собой, реализуется режим двойного резонанса. Мы формулируем простой критерий устойчивости оптической жесткости и применяем его к режиму двойного резонанса. Использование двойного резонанса в гравитационных антеннах будущих поколений весьма перспективно, поскольку оно позволяет преодолевать Стандартный Квантовый Предел (СКП). Мы показываем также, что устойчивый двойной резонанс перед применением в полномасштабных гравитационно-волновых детекторах может быть достаточно легко продемонстрирован в интерферометрическом прототипе лабораторного масштаба (к примеру, в 10-метровом прототипе в Университете Глазго).