

Аномальное излучение волновода с нагрузкой из метаматериала с отрицательным преломлением

Башарин А.А.

соискатель, младший научный сотрудник

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

basharin@list.ru

С открытия «левых сред» (метаматериалов) В.Г. Веселаго в 1967 году [1] начался новый виток в развитии электродинамики сплошных сред. В последнее время появилось большое число работ [2-3], связанных с искусственными магнитоэлектрическими средами, обладающими аномальными электромагнитными свойствами. Опубликованы работы, связанные с 2-D и 3-D средами, обладающими отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости [2-3] и как, следствие, отрицательным показателем преломления. Но практически в литературе не отражается вопрос, посвященный излучению структур содержащих метаматериалы с отрицательным преломлением. Изучение данного вопроса автор находит интересным и открывающим не известные свойства таких структур.

На примере прямоугольного волновода с нагрузкой в виде прямоугольной трубки, выполненной из метаматериала с отрицательным показателем преломления, продемонстрированы аномальные свойства диаграммы направленности волноводной структуры. Геометрия волновода с нагрузкой из метаматериала в форме прямоугольной трубки представлена на рис.1-2. В экспериментах использовался стандартный коаксиально-волноводный переход 10 см диапазона длин волн (открытый конец волновода).

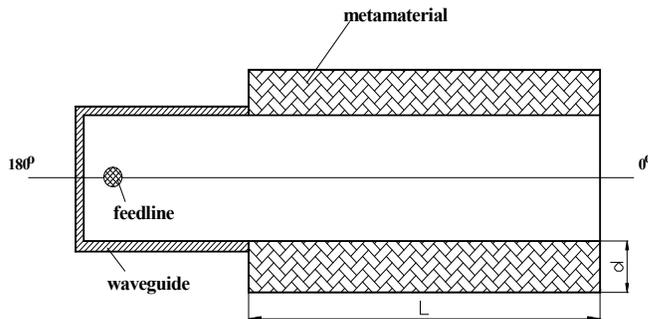


Рис.1. Схема волноводной излучающей структуры



Рис. 2. Фото волноводного излучателя

Метаматериал представлял собой изотропную двумерную решетку проволочных нихромовых лево- и правозакрученных спиралей, расположенных на тонкой полиуретановой подложке (изотропный образец LR-5I толщиной 5.2 мм). По 1/3 проволочных спиралей образца расположены вдоль осей x , y и z соответственно. Отличительным свойством метаматериала являлись его изотропные в пространстве резонансные электрические и магнитные свойства в одном и том же частотном диапазоне [2]. Область частот вблизи резонансной частоты 3 ГГц соответствует отрицательному значению коэффициента преломления метаматериала. Значения эффективных

материальных параметров образца метаматериала, пересчитанные по формулам Френеля из значений S-параметров (коэффициента отражения и прохождения) представлены на рис. 3.

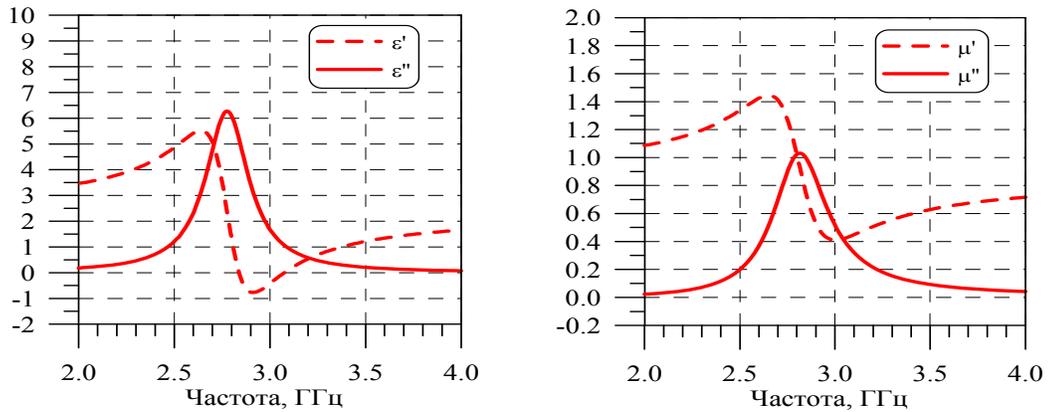


Рис. 3. Частотная зависимость эффективных значений проницаемости метаматериала LR-5I

На основе численных расчетов методом моментов (тонкие линии) и измерений диаграмм направленности волноводной структуры в безэховой камере (толстые линии), на частотах близких к резонансной частоте метаматериала 3 ГГц, показана возможность излучения такой структуры в заднем направлении (на рис. 4-6 представлены нормированные диаграммы направленности (ДН)).

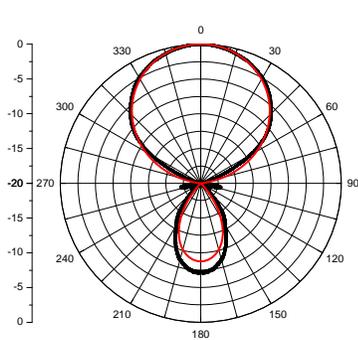


Рис. 4. ДН волновода без нагрузки, частота 3.1 ГГц

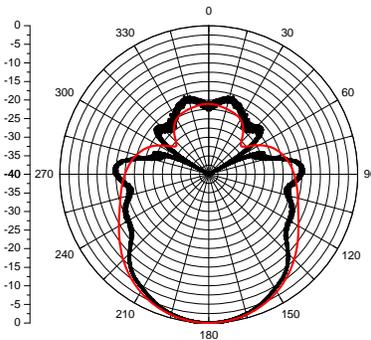


Рис. 5. ДН волновода с нагрузкой толщиной d=30 мм, частота 3.1 ГГц

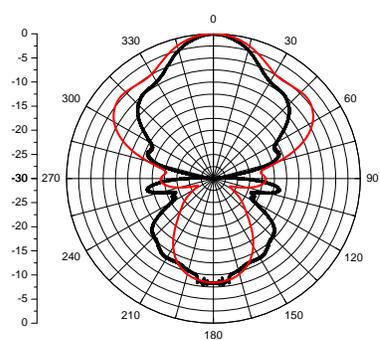


Рис. 6. ДН волновода с нагрузкой толщиной d=20 мм, частота 4 ГГц

На рис. 4 представлены ДН волновода без нагрузки, которые имеют традиционный вид. В этом случае главный лепесток превышает задний по уровню на 7 дБ. При использовании нагрузки из метаматериала толщиной $d > 5$ мм, наблюдается превышение заднего лепестка ДН, по сравнению с главным более чем на 15 дБ. В этом случае волноводная структура излучает в основном в заднем направлении «180» (рис. 5).

Данный эффект наблюдается только при отрицательном значении показателя преломления метаматериала $n = \sqrt{(\epsilon' + i\epsilon'')(\mu' + i\mu'')}$ и связан с возникновением

поверхностных волн на границе воздух - метаматериал. В случае $n > 0$ эти волны бегут вдоль границы воздух - метаматериал, в направлении «0». А в случае $n < 0$ в направлении «180». При $d > 5$ мм, $n < 0$ амплитуда поверхностной волны может превысить амплитуду волны распространяющейся в волноводе. Для демонстрации этого факта, на рис. 6 приведена ДН волновода с нагрузкой на частоте 4 ГГц, для которой $n > 0$. В этом случае ДН имеет обычный вид, при котором главный лепесток превышает задний, т.е. такая структура излучает в основном в прямом направлении «0».

1. Veselago V. G., *Sov. Phys. Usp.*, Vol. 10, 509, 1968
2. Lagarkov A. N., V. N. Semenenko, V. N. Kisel and V. A. Chistyayev, "Development and Simulation of Microwave Artificial Magnetic Composites Utilizing Nonmagnetic Inclusions," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.258-259, 161-166, 2003.
3. Caloz, C. and T. Itoh, *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications*, A John Wiley & Sons, Inc, 2006.

Параметрическая неустойчивость в Advanced LIGO для пучков различной формы

Гурковский Алексей Геннадьевич

аспирант

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: AG_SpellBinder@mail.ru

Введение

Наземные интерферометрические гравитационно-волновые антенны LIGO сейчас функционируют и имеют чувствительность всего в 2-3 раза меньшую запланированной величины 10^{-21} м. В антенне Advanced LIGO, которую планируется запустить ориентировочно к 2012 году, чувствительность, как ожидается, возрастет до 10^{-22} м.

В данной работе представлен анализ паразитного эффекта параметрической неустойчивости в схеме интерферометра Advanced LIGO для световых пучков различной формы. Данный эффект проявляется, когда оптическая мощность W_0 , запасенная в основной моде с частотой ω^0 , превышает определенный порог W_c . При этом происходит рост амплитуд механических колебаний зеркал, составляющих схему интерферометра, с частотой ω^m и оптической мощности добавочной стоксовой оптической моды с частотой $\omega^1 < \omega^0$. При этом частота механической моды должна быть примерно равна разности частот основной и стоксовой оптических мод или, другими словами, расстройка $\Delta = \omega^0 - \omega^1 - \omega^m$ должна быть мала.

В последнее время появился ряд предложений об использовании вместо обычных гауссовых пучков пучков более сложного профиля, среди которых можно выделить Меса-пучки (Mesa-beam) и конические пучки. В данной работе рассматривается вероятность возникновения параметрической неустойчивости в схеме интерферометра Advanced LIGO с рециркуляцией мощности и сигнала для пучков различной формы. Сравнение производится в терминах так называемого «параметрического выигрыша» (parametric gain). Результаты

Численный анализ показал, что вероятность наблюдения параметрической неустойчивости для параметров Advanced LIGO при нулевой расстройке $\Delta=0$ и единичном факторе перекрытия (характеризует степень соответствия форм основной, стоксовой и механической мод друг другу) $\Lambda=1$ крайне высока для пучков любой формы. То есть параметрический выигрыш $R \gg 1$, в то время как условие возникновения параметрической неустойчивости $R > 1$. Однако для конического пучка число стоксовых мод и величина параметрического выигрыша для каждой из них получается заметно ниже, чем для гауссова и Меса пучков. Так число мод с $R > 100$ для гауссовых, Меса и конических пучков

равны соответственно 10, 10 и 8 соответственно, а с $R > 10000$ – 5, 6 и 2 соответственно (общее число мод равно 11 для каждого типа мод). Здесь учитывались все стоксовы моды в пределах одного спектрального расстояния с диффракционными потерями не более 98%. Полученные результаты являются приближенными, но мы надеемся уточнить их.

Литература

- [1] V.B. Braginsky, S.E. Strigin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters A287, 331 (2001)
- [2] V.B. Braginsky, S.E. Strigin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters A305, 111 (2002)
- [3] A.G. Gurkovsky, S.E. Strigin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters A362, 91 (2007)

Применение методов теории рассеяния волн для акустических сред с отрицательным показателем преломления

Дмитриев Константин Вячеславович

студент 5 курса кафедры акустики

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

kdmitrie@aesc.msu.ru

В последнее время возрос интерес к средам с отрицательным показателем преломления - "левыми" средам, что связано с появлением сообщений об их создании. Впервые электромагнитные левые среды были рассмотрены в [1]; там же были отмечены основные "необычные" физические эффекты, делающие левые среды, в случае их осуществления, крайне перспективными для различных применений.

В работе рассматривается рассеяние волн на акустических средах с отрицательным показателем преломления. Прямой аналог с электромагнитными волнами оказывается невозможным ввиду различной поляризации: поперечная для электромагнитных волн и продольная в рассматриваемых задачах. По этой причине понятие акустической левой среды вводится по аналогии с эффектами распространения волны в электродинамических левых средах: разнонаправленность фазовой и групповой скоростей. Показано, что для осуществления такой среды в акустике необходимо наличие внутренних резонаторов в среде.

Делается попытка применить методы теории рассеяния на такие среды. С этой целью рассматривается уравнение Липпмана-Швингера для систем, содержащих включения из левых и правых сред. Для этого оно выводится для системы исходных уравнений гидродинамики, а не для уравнения Гельмгольца, как это обычно делается. Получены аналитические результаты для рассеянного поля в общем виде. Осуществлено численное моделирование волнового рассеяния на телах простой формы: плоскопараллельной пластинке, цилиндре, изготовленных из сред с отрицательным показателем преломления. Особое внимание уделено рассмотрению частного случая рассеяния на включениях из так называемых "идеальных" левых сред, рассмотрение электромагнитного аналога которых в литературе проведено наиболее полно, что позволяет использовать известные результаты для сравнения с полученными результатами. Так, в случае падения волны на плоскопараллельную пластинку из акустической левой среды наблюдалась фокусировка прошедшей волны.

Основными результатами проделанной работы можно считать построение аппарата для расчёта рассеянного поля на включениях из сред с произвольным по величине и знаку показателем преломления и результаты численного моделирования такого рассеяния.

Литература

1. Веселаго В.Г. "Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ " // УФН, том 92, вып.3, июль 1967
2. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. "Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света" // УФН, том 176, №10, октябрь 2006
3. Блюх К.Ю., Блюх Ю.П. "Что такое левые среды и чем они интересны?" // УФН, том 174, №4, апрель 2004

Исследование невзаимного эффекта при коллинеарном акустооптическом взаимодействии

Дьяконов Евгений Алексеевич

студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: volosh@phys.msu.ru

Введение

В последнее время всё большее значение для науки и техники стали приобретать акустооптические приборы и устройства. Принцип их действия заключается во взаимодействии светового луча с пространственными неоднородностями показателя преломления вещества, вызванными распространением в нём ультразвуковой волны. Одним из видов акустооптических приборов являются так называемые акустооптические фильтры. Они обладают свойством избирательности по длине волны света или по частоте ультразвука. Наибольшая избирательность может быть достигнута при реализации коллинеарного акустооптического взаимодействия, когда волны света и ультразвука распространяются в веществе вдоль одной прямой. Это объясняется тем, что при таком режиме взаимодействия луч света пересекает наибольшее число периодов ультразвукового столба.

Невзаимный эффект в акустооптике

Интенсивное развитие техники позволило в последнее время создать акустооптические фильтры с исключительно высокой избирательностью, поэтому возникла необходимость учитывать при их разработке такие малые по величине эффекты, которыми раньше можно было пренебречь. Одним из ярких примеров малых эффектов является "невзаимный" эффект. Он заключается в следующем. При акустооптическом взаимодействии длина волны света на выходе из устройства отличается от длины волны света при входе в устройство. Это различие обусловлено эффектом Доплера. Изменение частоты электромагнитных колебаний световой волны численно равно частоте ультразвука, взятой с положительным или отрицательным знаком в зависимости от того, распространяется свет навстречу ультразвуку или вслед ему. Очевидно, что при достаточно большой избирательности акустооптического фильтра он может зафиксировать подобное изменение частоты. Это объясняется тем, что условие, при котором наблюдается акустооптическое взаимодействие, жёстко связывает длину волны света с той частотой ультразвука, который может взаимодействовать со световой волной. Следовательно, при изменении взаимного направления распространения света и ультразвука акустооптическое взаимодействие будет наблюдаться при различных частотах ультразвука. Именно в этом и заключается невзаимность акустооптического взаимодействия.

Численные оценки невзаимного эффекта

Для анализа невзаимного эффекта была проведена численная оценка параметров акустооптического фильтра, в котором может наблюдаться этот эффект. Частота электромагнитных колебаний красного света (длина волны 632,8 нм) равна 500 ТГц, а

частота ультразвука оказывается равной приблизительно 900 МГц. Следовательно, относительная величина эффекта имеет порядок 1:100 000. Таким образом, избирательность прибора должна иметь близкую к этому значению величину, для того чтобы был замечен невзаимный эффект.

Экспериментальное исследование эффекта

В эксперименте использовался прибор с шириной полосы пропускания по частоте ультразвука 150 кГц, соответствующей ширине спектрального интервала фильтра 0,1 нм при красном свете. Тем самым, избирательность подобного прибора имеет порядок 1:10 000, что доказывает возможность наблюдения невзаимного эффекта. В докладе представлены материалы о проведённом эксперименте по обнаружению невзаимного эффекта с указанием значений всех измеренных величин, а также сделано сравнение данных эксперимента с теорией. В докладе приводится расчёт характеристик коллинеарного акустооптического фильтра на основе кристалла ниобата лития. Проведено сравнение параметров фильтрации на длинах волн света 632,8 нм и 532 нм. Показано, что переход на более короткую длину волны света сопровождается усилением невзаимного эффекта в 1,3 раза. Как показал эксперимент, частота ультразвука, необходимая для реализации коллинеарного взаимодействия в кристалле ниобата лития, при этом увеличивается с 900 МГц до 1100 МГц.

Литература

1. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков, Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Е.Р.Мустель и В.Н.Парыгин, Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.

Электродинамические характеристики выходной системы многолучевого клистронного усилителя

*Зайцев Константин Алексеевич*¹

сотрудник

Центр Информационных Средств и Технологий, физический факультет,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: zaitsevka@list.ru

Создание широкополосных многолучевых клистронных усилителей (МЛК) [1] представляет собой сложную научно-техническую задачу. Предложен метод расчета параметров выходной системы МЛК: резонансной частоты, добротностей, волновых сопротивлений и коэффициентов взаимодействия. Исследования проводились с помощью программного комплекса CST Microwave Studio [2]. Цель работы - создание «виртуального прибора», воспроизводящего все те же характеристики, которые наблюдает экспериментатор на реальном измерительном оборудовании.

На рис. 1 представлена схема исследуемого выходного двухзазорного резонатора многолучевого клистрона. Он состоит из резонатора, согласующей диафрагмы, системы согласования и выходного волновода.

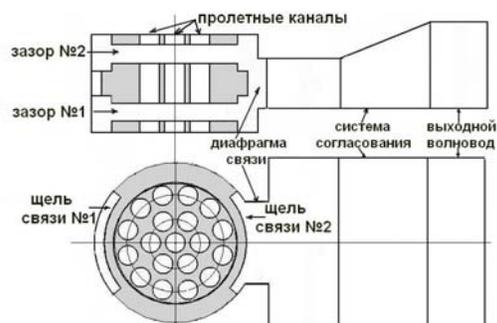


таблица 1. Частоты и добротности исследуемых мод

мода	f, МГц откр.	f, МГц закр.	Q ₀	Q _{ext}	Q _L
π	5120	5091	2500	16000	2160
2π	5700	5491	3600	107-150	104-144
E ₁₁₀ π	6950	7033	2500	1700	1010
щелевая	8340	8664	2800	450	390
E ₁₁₀ 2π	9276	10047	4100	1250	960

При решении краевых задач электродинамики отдельно изучалась закрытая система, состоящая из уединенного резонатора, и открытая система с волноводом. Определены резонансные частоты и объяснено наличие резонансных пиков для открытой системы. Для открытой выходной структуры многолучевого клистрона получены амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики методом матриц рассеяния [3]. При построении АЧХ исследовалось изменение амплитуд электрических полей в каждом зазоре выходного резонатора в зависимости от частоты волны H₀₁ выходного волновода, падающей на порт.

При проведении исследований были получены значения резонансных частот открытой и закрытой систем, собственные, внешние добротности (табл. 1), а также коэффициенты взаимодействия и волновые сопротивления, влияющие на самовозбуждение паразитных колебаний. Оценено влияние размера диафрагмы связи на полосу усиления многолучевого клистронного усилителя.

¹ Автор выражает благодарность д.ф.м.н. Сандалову А.Н. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. [Shen, B.](#), [Ding, Y.G.](#), [Sandalov, A.N.](#), [Rodjakin, V.E.](#), [Chashurina, A.N.](#) Theoretical investigations of the super broadband multiple beam klystron amplifier. 2006 Journal of Electronics and Information Technology 28 (1), pp. 180.
2. Becker U. Recent Developments in 3D Electromagnetic and Charged Particle Simulation, IVEC 2007
3. Никольский В.В. «Электродинамика и распространение радиоволн», М.

Влияние ионосферы на разрешающую способность РСА по дальности.

Захаров Владимир Дмитриевич, Яковлев Александр Михайлович

студент

Московский Физико-технический Институт(университет), факультет аэрокосмических исследований

zaharovv@gmail.com

Использование радиолокаторов синтезированной апертуры (РСА) получило широкое распространение в мире (высокая разрешающая способность, всепогодность). Функция отклика РСА на точечную цель по наклонной дальности может быть представлена в виде.

$$I_{0Д}(r) = \left| \sin\left(\frac{\mu\tau_u r}{c}\right) / \left(\frac{\mu\tau_u r}{c}\right) \right|,$$

где $\mu = 2\pi\Delta f/\tau_u$ – индекс частотной модуляции, Δf – полоса частот зондирующего сигнала, τ_u – длительность несжатого импульса, r – наклонная дальность.

Учитывая, что $\sin(x)/x = 0,707$ (минус 3 дБ по мощности) при $x \approx 1,39$, для зондирующего сигнала с ЛЧМ модуляцией) из выражения можем записать:

$$\delta r \approx 2,78 \frac{c}{\mu\tau_u} = 0,89 \frac{c}{2\Delta f} = \frac{132}{\Delta f_{МГц}},$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с - скорость света, $\Delta f_{МГц}$ – ширина спектра зондирующего сигнала в мегагерцах.

Одним из факторов, влияющих на разрешающую способность РСА, являются изменение диэлектрической проницаемости и дисперсионные явления в ионосфере. Эти явления влияют на определение максимальной ширины спектра зондирующего сигнала.

$$\Delta f_{\max} = \sqrt{\frac{\nu c H f_0^3}{161,6 R_H N_0}},$$

где R_H - наклонная дальность, H - высота КА над земной поверхностью, N_0 - интегральная концентрация электронов в вертикальном столбе ионосферы высотой H , f_0 – несущая частота.

Тогда разрешающая способность по дальности будет определяться выражением

$$\delta y = \frac{\delta r}{\cos \gamma} = \frac{\delta r}{\left(1 + \frac{H}{R_s}\right) \sin \beta} = \frac{150}{\left(1 + \frac{H}{R_s}\right) \sin \beta \sqrt{\frac{\nu c H f_0^3}{161,6 R_H N_0}}}$$

где $\gamma = \arccos\left[\left(1 + \frac{H}{R_s}\right) \sin \beta\right]$ - угол падения, β - угол обзора.

Используя международную модель ионосферы IRI2001, получены оценки разрешающей способности РСА в различных диапазонах зондирующего сигнала (P, L, S, C, X). Из полученных данных следует, что ионосфера существенно влияет на разрешающую способность спутниковых РСА (особенно в диапазонах выше P и L). Следует учитывать влияние ионосферы при разработке и использовании РСА.

Литература

1. Неронский Л.Б., Михайлов В.Ф., Брагин И.В. “Микроволновая аппаратура дистанционного зондирования поверхности Земли и атмосферы”, 1999г.
2. Сенин А.И., Косолапов А.С., “Исследование согласованного фильтра”, издательство МГТУ, 1993
3. Dieter Bilitza, “International Reference Ionosphere”, 2001.
<http://modelweb.gsfc.nasa.gov/ionos/iri.html>

Регистрация сдвиговых волн методом лазерной доплеровской виброметрии
Изосимова Мария Юрьевна¹, Прохорова Екатерина Вячеславовна²
¹ аспирант, ² студент

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова
физический факультет, Москва, Россия
¹ maria.izossimova@mail.ru

Известно, что при поражении биологическая ткань меняет свои физические свойства, в том числе и упругие. Упругость пораженных мягких биологических тканей значительно отличается от упругости здоровой ткани. Особенно сильно возрастает (в несколько раз) величина сдвигового модуля [1]. Поэтому разработка экспериментальных методов, для определения модуля сдвига в биологических тканях является актуальной задачей медицинской диагностики.

В работе предложена методика определения модуля сдвига на основе регистрации сдвиговых колебаниях образца методами доплеровской виброметрии. В качестве образцов использовались так называемые фантомы биологических тканей, изготовленные из резиноподобного полимерного материала, обладающего свойствами мягких тканей.

Для экспериментального исследования сдвиговых колебаний фантома нами использовалась автоматизированная экспериментальная установка (рис. 1), основным измерительным прибором которой служит сканирующий лазерный доплеровский виброметр фирмы Polytec PSV-300. Виброметр позволяет регистрировать только нормальную компоненту колебательной скорости поверхности, поэтому его использование для прямой регистрации распространяющейся сдвиговой волны невозможно [2].

Для возбуждения сдвиговых волн использовались два линейных источника колебаний, расположенных параллельно друг другу. Выбор подобной формы источника обусловлен диаграммой направленности (рис. 2) в дальнем поле линейного источника конечной толщины, колебания которого происходят по направлению нормали к поверхности среды.

Источники возбуждались с одинаковыми фазой и амплитудой (Рис.1) с помощью вибростола, сигнал на который подавался через усилитель мощности с функционального генератора. Линейные источники колебаний располагались на расстоянии 4,7 см друг от друга. Максимумы диаграммы направленности источников для сдвиговой волны перекрывались на противоположной стороне образца. В результате сложения векторов поляризации сдвиговых волн в образце возникали нормальные смещения, которые могут регистрироваться

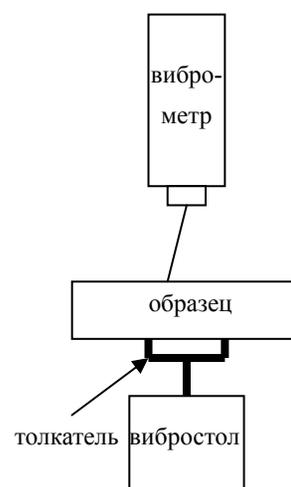


Рис. 1 Схема экспериментальной установки

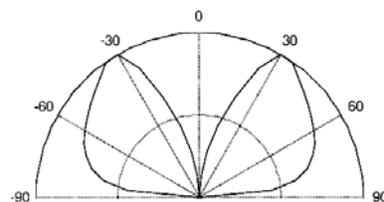


Рис. 2 Диаграмма направленности линейного источника конечной толщины

виброметром (Рис.3). Образец имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $(2,8 \times 4,5 \times 6,3) \text{ см}^3$ и размещался на источниках возбуждения.

Для определения модуля сдвига данного материала были проведены следующие эксперименты. На вибростол от генератора подавался один период частоты 300 Гц (что соответствует 3.3 мс) с частотой следования 1 Гц (рис. 4а). Измерение скорости поверхности проводилось в узлах прямоугольной сетки размером 21×29 , вертикальный и горизонтальный шаги были одинаковы и составляли $d_x = d_y = 3.7 \text{ мм}$ (рис. 4б). Временное окно для измерения 160 мс, число точек записи 4096, т.е. шаг дискретизации составлял 39.06 мкс.

Рассмотрим распространение волнового фронта от источника до поверхности образца. Первый минимум это сигнал на вибраторе. Первые минимумы штрихпунктирной и сплошной кривых относятся к волнам, возбуждаемым ножками толкателя. Глубокий минимум на точечной кривой соответствует времени выхода сдвиговой волны, являющейся результатом взаимодействия двух сдвиговых волн от источников возбуждения в области перекрытия двух лепестков диаграмм направленности. Для боковых точек, которые расположены напротив толкающих пластин, задержка порядка $\tau_1 \approx 6 \text{ мм}$, а для центральной точки $\tau_2 \approx 8 \text{ мм}$.

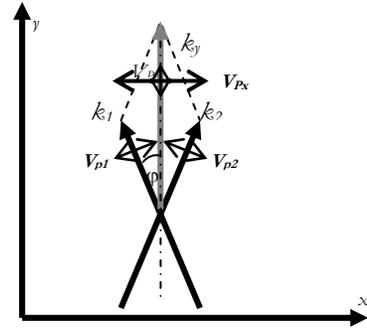


Рис. 3 Схема взаимодействия двух сдвиговых волн

Зная толщину образца ($h=25 \text{ мм}$), можно оценить с какой скоростью распространялся фронт волны.

$$c = h_1 / \tau = 4,2 \text{ м/с} \quad (1)$$

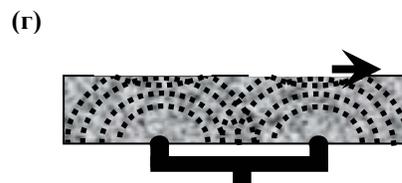
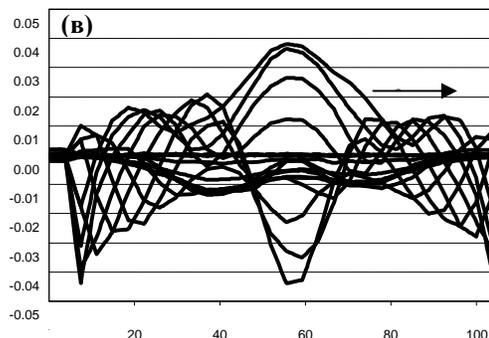
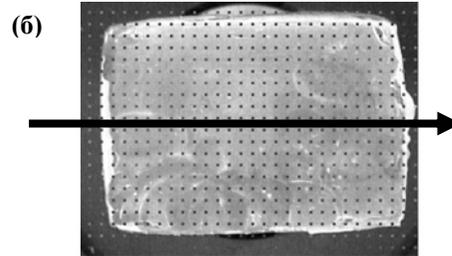
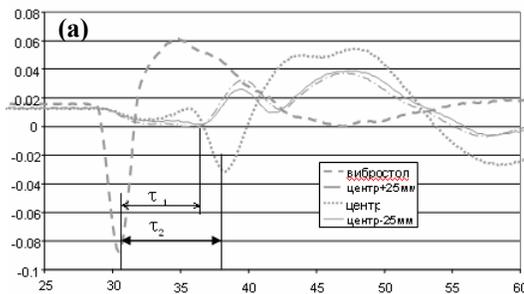


Рис. 4 (а) Скорость колебаний поверхности (м/с) от времени (мс); **(б)** Область сканирования поверхности образца; **(в)** Распределение скорости поверхности вдоль центральной линии; **(г)** Распространение следа волны по поверхности образца

Эту скорость можно также оценить по времени распространения следа волны по поверхности образца. Для этого было рассмотрено распределение скорости поверхности (м/с) вдоль центральной линии O_y (мм) в различные моменты времени t (мс) (рис. 4в-г). Импульсный режим позволяет измерить скорость сдвиговых волн по времени прихода фронта сигнала. Скорость следа волны около края образца = 4 м/с. Точность измерения сдвиговой волны не превышала 5%. Поэтому величины скорости этих волн, измеренная с использованием различных методик в пределах ошибки измерений совпадают.

Литература

1. K.J. Parker, S.P. Huang, R.A. Musulin, R.M. Lerner (1990)// *Ultrasound in Med. and Biol.* V. 16. № 3. PP.241.
2. Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Прохорова Е.В.(2006) Исследование колебаний биологических тканей и их фантомов с модельными дефектами// *Известия РАН. Серия физическая.* Т. 70. № 12. С. 1830-1832.

Электрические характеристики разряда над поверхностью воды¹.

Ильченко Даниил Сергеевич

Студент 5-ого курса, кафедра физической электроники
МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия.

E-mail: danila_il@inbox.ru

В работе приводятся некоторые результаты экспериментальных исследований импульсного разряда над поверхностью воды. Эксперименты проводились по следующей схеме. Техническая вода наливалась в кювету, над которой располагался высоковольтный отрицательный электрод (катод) в виде заостренного стержня. Плоский заземленный электрод (анод) размещался непосредственно в жидкости у противоположной стенки кюветы. Для создания разряда использовался высоковольтный импульсный источник питания. Последовательно с разрядом включались балластные сопротивления. В экспериментах варьировались расстояние между электродами по горизонтали ($L = 15-50$ мм), высота катода над жидкостью ($H = 3-9$ мм), начальное напряжение источника ($U_0 = 7 - 25$ кВ), балластное сопротивление ($R = 1-8$ кОм) и длительность импульса разряда ($\tau = 50 - 800$ мкс). На рис.1 представлены типичные осциллограммы тока и напряжения разряда (а) и его фотография (б), полученная с открытым затвором.

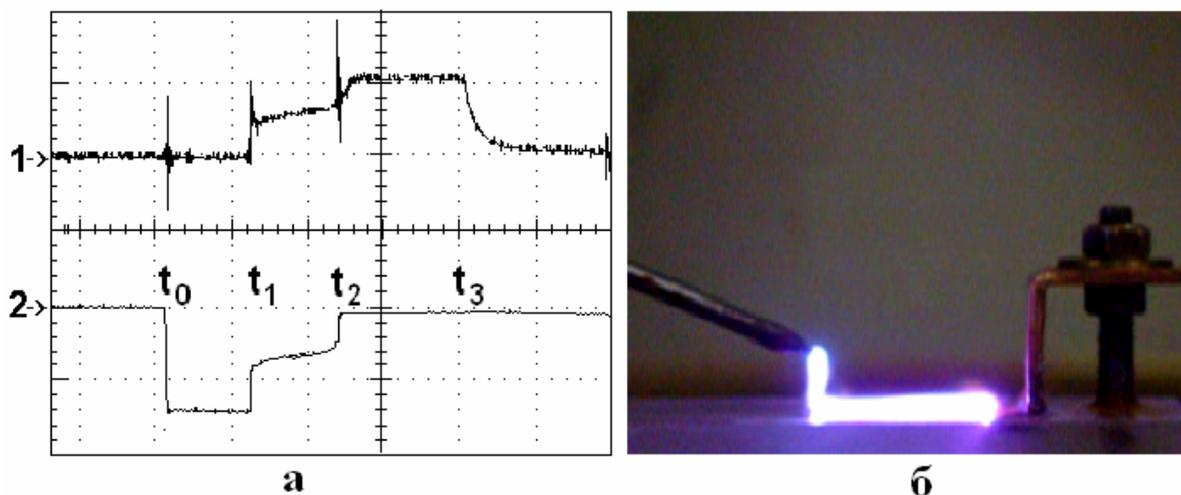


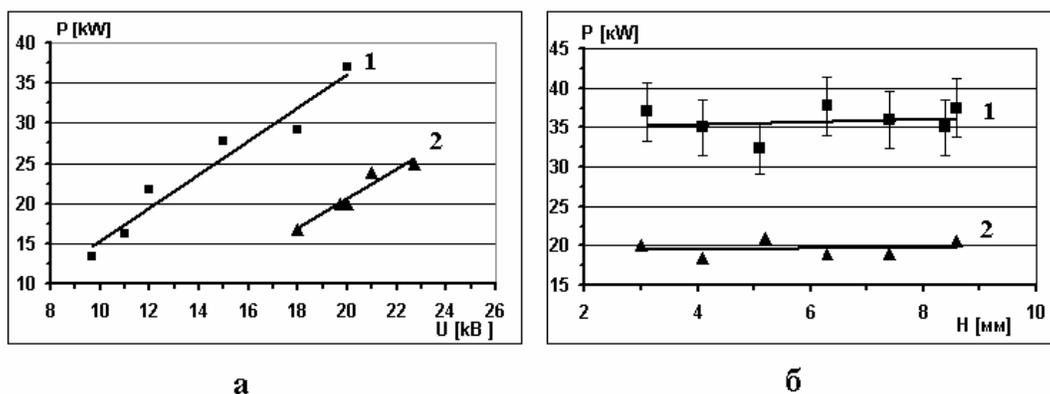
Рис.1.

а - Осциллограммы тока (1) и напряжения (2) разряда над поверхностью воды
б) – фотография разряда $L = 34$ мм, $H = 5,5$ мм, $U_0 = 15$ кВ, $\tau = 100$ мкс, $R = 3$ кОм.

Анализ осциллограмм и фотографий показал, что исследуемый разряд имеет три характерные стадии развития. После подачи напряжения на электроды (t_0) в течение интервала времени $t_1 - t_0$ (типичного времени запаздывания разряда) разрядный ток отсутствует. В момент t_1 происходит пробой воздуха между верхним электродом и поверхностью воды, возникает разрядный ток, сопровождающийся падением напряжения на электродах. Как известно, после обычного (между металлическими остриями) искрового пробоя величина разрядного тока и напряжение на межэлектродном промежутке

остаются постоянными независимо от длительности импульса. В случае же пробоя на поверхность воды, в интервале времени $t_2 - t_1$ происходит слабое нарастание разрядного тока, сопровождающееся слабым же уменьшением напряжения на электродах разряда. При этом разрядный канал вытягивается вдоль поверхности воды в сторону металлического анода, что демонстрируют фотографии разряда, полученные последовательным увеличением длительности импульса. Плазменный канал развивается вдоль поверхности воды до тех пор, пока не достигнет металлического анода. Этот момент (t_2) соответствует резким скачкам тока и падения напряжения на разряде. После этого величина разрядного тока определяется балластным сопротивлением внешней цепи, а напряжение на разряде малым сопротивлением разрядного канала, которые и остаются постоянными до конца импульса независимо от его длительности ($\tau = t_3 - t_0$).

Таким образом, во временном интервале $T = t_2 - t_1$ реализуется переходная стадия разряда, в течение которой плазменный канал в виде волны ионизации распространяется над поверхностью воды. Обработка осциллограмм показала, что во время этой стадии мощность, выделяемая в разряде, остается практически постоянной, но ее величина зависит от напряжения источника питания. Постоянство мощности во время переходной фазы разряда свидетельствует о том, что в течение этой стадии напряжение изменяется обратно пропорционально разрядному току. На рис. 2 приведены зависимости этой



мощности от начального напряжения (а) и от высоты расположения катода над поверхностью воды (б).

Рис. 2.

$R = 3 \text{ кОм}$, а) $H = 3,1 \text{ мм}$, 1- $L = 34 \text{ мм}$, 2- $L = 50 \text{ мм}$, б) $U_0 = 20 \text{ кВ}$, 1- $L = 34 \text{ мм}$, 2- $L = 50 \text{ мм}$.

Как следует из приведенных графиков мощность, выделяемая в разряде в течение стадии распространения волны ионизации, растет с увеличением напряжения источника питания и остается практически постоянной при изменении расстояния между катодом и поверхностью воды.

Время переходной стадии разряда зависит от скорости волны ионизации, распространяющейся над поверхностью воды, и от расстояния между электродами, поэтому, определяя из осциллограмм это время, можно для данного расстояния между

электродами найти среднюю скорость волны ионизации и найти ее зависимость от начальных параметров разряда. Кроме того, измеряя падение напряжения на разряде в начале переходной стадии, можно рассчитать среднюю напряженность электрического поля для этого момента, как отношение величины напряжения к длине разрядного промежутка. В результате обработки осциллограмм, соответствующих различным U_0 , L , H и R показано, что основным фактором, определяющим временную длительность переходной стадии и, следовательно, среднюю скорость распространения волны ионизации, является средняя величина напряженности электрического поля в пространстве между электродами. При этом в зависимости от величины этого поля, значения средней скорости движения волны ионизации могут изменяться в довольно широком диапазоне: от 100 м/с до 10 км/с.

¹Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» Подпрограмма 2 «Фундаментальные аспекты магнитоплазменной аэродинамики».

Изучение электронно-оптических свойств анализатора с квадрупольно-цилиндрическим полем

Камбарова Жанар Турсыновна, Кутум Баян, преподаватели

*Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова,
Караганда, Казахстан*

e-mail: kambarova@bk.ru

Одна из возможностей повышения экспрессности энергоанализа в электронной спектроскопии состоит в использовании спектрографов, работающих в режиме одновременной фокусировки в широком интервале энергий. Хорошо известный электростатический цилиндрический анализатор, обеспечивающий пространственную фокусировку и высокую светосилу, работает только в спектроскопическом режиме. В цилиндрическом зеркальном анализаторе фокальная поверхность коническая, образуемая вращением линии фокусов вокруг оси симметрии. Сама линия фокусов имеет сложную форму, причем условие угловой фокусировки второго порядка выполняется только в одной ее точке. Ваннберг предпринял попытку спрямить линию фокусов, модифицируя отклоняющее поле изменением формы внешнего электрода цилиндрического зеркала, рассмотрен случай угловой фокусировки пучков различной энергии вблизи поверхности внутреннего цилиндрического электрода. В цилиндрическом зеркале электроны с энергией, большей основной, должны прийти к фокусу несколько раньше, а электроны с меньшей энергией несколько позже, это значит, что необходимо увеличить силу поля с удалением от источника. Потенциальная функция, удовлетворяющая, этому условию относится к простейшему квадрупольно-цилиндрическому полю, имеющему небольшое отклонение от цилиндрического поля

$$U(r, z) = \frac{U_0}{\ln(r_1/r_0)} (1 - AZ/r_0) \ln(r/r_0), \quad (1)$$

где A – малый безразмерный параметр. Поле формируется в пространстве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний из которых имеет цилиндрическую форму (радиуса r_0) и находится под потенциалом Земли, на внешний электрод, имеющий криволинейный профиль, подается отклоняющий потенциал U_0 .

В данной работе проведен поиск условий перевода анализатора с квадрупольно-цилиндрическим полем в режим спектрографа. Был проведен расчет и анализ характеристик поля, выполненный на основе приближенно-аналитического метода расчета траекторий.

Из расчетов следует, что спрямление линии фокусов в электростатическом зеркале с квадрупольно-цилиндрическим полем, возможно, только в электронно-оптических схемах с мнимым кольцевым источником. Это значит, что в реальном квадрупольно-цилиндрическом зеркале не реализуется условие спрямления линии фокусов и перевод его в режим спектрографа невозможен. Но с другой стороны этот зеркальный анализатор остается лучшим по сравнению с обычным цилиндрическим зеркалом, так как имеет выигрыш в разрешении и светосиле в спектроскопическом режиме работы.

Литература

1. Зашквара В.В., Редькин В.С. К вопросу о фокусировке пучка заряженных частиц электростатическим зеркалом в цилиндрическом поле // Жур.тех.физики. –1969.- Т. 39, № 8. – С. 1452-1456.

2. Benka O. Cylindrical mirror photoelectron spectrometers with position – sensitive detector used for X-ray analysis // Nuclear Instruments and Methods B. – 1982. - №203. – P. 547-550.

Wannberg B. An electrostatic mirror spectrometer with coaxial electrodes for multidetector operation //Nuclear Instr. & Meth. – 1973. –V.107. –P. 549-5

Трехмерное моделирование электронных потоков многолучевой электронной пушки.

*Козлов Сергей Владимирович*²

аспирант

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова E-mail:

kozlov@phys.msu.ru

Разработан программный комплекс MBEG-MSU 3D, позволяющий проводить численный анализ многолучевых электронных пушек мощных многолучевых клистронных усилителей [1]. Проведены результаты исследования электронной пушки 18-лучевого широкополосного клистронного усилителя и реверсной магнитной системы [2]

Показано, что в области между фокусирующим электродом и анодом структура линий уровня электрического поля не аксиально-симметричная. Обнаружен «эффект ограничения тока эмиссии с внешнего ряда эмиттеров», приводящий к разнице токов электронных пучков с внешнего и внутреннего рядов. Выравнивание значений токов достигнуто увеличением радиуса отверстия в фокусирующем электроде для внешнего ряда пролетных каналов. При учете пространственного заряда рассчитаны траектории движения электронов, микропервееанс пушки, ток и радиусы электронных пучков. Обнаружена нелинейная самофокусировка электронных пучков.

Исследована реверсная магнитная система МЛК. Показано, что в двумерном приближении амплитуда поперечной компоненты магнитного поля на внутреннем ряду пролетных каналов достигает значения в 3 раза больше продольной компоненты, а на внешнем ряду – почти в 6 раз больше. В трехмерном приближении распределения радиальной и азимутальной компонент магнитного поля по пролетным каналам являются неоднородным. Максимальные амплитуды поперечной компоненты достигают 60% от продольной. Область реверса магнитного поля включает в себя толщину магнитопровода и область около его краев до расстояния примерно в два радиуса от краев магнитопровода.

В аксиально-симметричном магнитном поле без учета поперечной компоненты магнитного поля токопрохождение электронного потока составляет 100%. При учете неоднородной поперечной компоненты токопрохождение составляет 32% для электронных потоков с внутреннего ряда и 23% для внешнего. Увеличение радиуса апертуры магнитопровода уменьшает максимальные амплитуды радиальной и азимутальной компонент магнитного поля. Увеличение радиуса внутреннего магнитопровода на 50 мм уменьшает максимальную амплитуду поперечной компоненты магнитного поля в апертуре магнитопровода в два раза. Токопрохождение в данной системе составляет 58% для электронных потоков с внутреннего ряда и 43% для внешнего.

Литература

1. [Shen, B.](#), [Ding, Y.G.](#), [Sandalov, A.N.](#), [Rodjakin, V.E.](#), [Chashurina, A.N.](#) Theoretical investigations of the super broadband multiple beam klystron amplifier. 2006 Journal of Electronics and Information Technology 28 (1), pp. 180.
2. Козлов С.В., Пикунов В.М., Сандалов А.Н. Численное моделирование многолучевой электронной пушки (Кинематический режим). "Журнал Радиоэлектроники РАН" № 3, 2007, <http://jre.cplire.ru/jre/mar07/5/text.html>

² Автор выражает благодарность д.ф.м.н. Сандалову А.Н. за помощь в подготовке тезисов.

Исследование спектральных характеристик туннельного тока в присутствии примесных атомов на поверхности монокристалла InAs (110) методом сканирующей туннельной микроскопии.

Манцевич Владимир Николаевич**, *Маслова Наталья Сергеевна**, *Орешкин Андрей Иванович**, *Орешкин Сергей Иванович⁺*, *Музыченко

Дмитрий Анатольевич**, *Савинов Сергей Валентинович**, *Панов Владимир Иванович*

аспирант, д.ф.-м.н., доцент к.ф.-м.н., ст.науч. сотр., науч. сотр.,мл. науч. сотр.

к.ф.-м.н., ст.науч. сотр., д.ф.-м.н., профессор

** МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

+ Государственный астрономический институт имени Штернберга, Москва, Россия

spm@spmlab.phys.msu.ru

Работа посвящена изучению низкочастотной составляющей спектральной плотности туннельного тока вида $1/f$ на чистой поверхности легированных полупроводников типа A_3B_5 и над изолированными примесными атомами на сколотой поверхности кристалла в условиях сверхвысокого вакуума методом сканирующей туннельной микроскопии. Для объяснения экспериментальных результатов предложена теоретическая модель, учитывающая многочастичное взаимодействие электронов проводимости с внезапно включающимися потенциалами Кулона на примесном атоме и на зондирующем острие СТМ.

В работе получены следующие результаты:

Разработано и создано устройство для скалывания монокристаллов полупроводников *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума. Методом сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии показано что: для монокристалла InAs, легированного серой (**n**-тип), показатель степени составляющей спектра туннельного тока вида $1/f^\alpha$, измеренный над примесным атомом, превосходит его значение, измеренное над чистой поверхностью. Для монокристалла InAs, легированного марганцем (**p**-тип), показатель степени составляющей спектра туннельного тока вида $1/f^\alpha$, измеренный над примесным атомом, меньше его значения, измеренного над чистой поверхностью. Предложенная теоретическая модель, учитывающая многочастичное взаимодействие электронов проводимости с внезапно включающимися потенциалами Кулона на примесном атоме и на зондирующем острие СТМ позволяет объяснить сингулярное поведение низкочастотной составляющей спектра туннельного тока вида $1/f^\alpha$.

Литература:

1. A.I. Oreshkin, V.N. Mantsevich, N.S. Maslova, D.A. Muzychenko, S.I. Oreshkin, V.I. Panov, S.V. Savinov, P.I. Arseev, JETP Letters. V.85(1), p 46-51 2007.

2. Манцевич В.Н., Музыкаченко Д.А., Орешкин А.И., Орешкин С.И., Панов В.И., Радченко И.В., Instruments and experimental technique. №6, p. 1-4, 2006.

3. A.I. Oreshkin, D.A. Muzychenko, I.V. Radchenko, V.N. Mantsevich, V.I. Panov and S.I. Oreshkin, Review of scientific instruments. V.77, issue 11, p. 116116, 2006.

Коллинеарная фильтрация расходящихся световых пучков

Манцевич Сергей Николаевич

студент

Балакший Владимир Иванович

профессор, доктор наук

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

E-mail: manboxx@mail.ru

Работа посвящена теоретическому изучению особенностей коллинеарного акустооптического взаимодействия, возникающих, когда расходящийся световой пучок рассеивается на фазовой дифракционной решетке в оптически анизотропной среде. Дифракционная решетка образуется в кристаллической среде при возбуждении в ней ультразвуковой волны, изменяющей показатель преломления среды [1]. Предметом анализа являются характеристики коллинеарных акустооптических фильтров, изготовленных на основе двух одноосных кристаллов, широко используемых в акустооптике: кристаллов молибдата кальция (CaMoO_4) и парателлуриата (TeO_2). Такие фильтры демонстрируют кардинально разные дифракционные характеристики, что обусловлено индивидуальными особенностями оптической и акустооптической анизотропии кристаллов.

В работе рассчитаны передаточные функции акустооптического взаимодействия для различных направлений распространения взаимодействующих акустических и световых волн относительно кристаллографических осей. Рассмотрено два варианта коллинеарного взаимодействия, возможных в анизотропной среде: низкочастотная дифракция, когда свет рассеивается в направлении распространения падающего пучка, и высокочастотная дифракция с рассеянием света навстречу падающему пучку [2]. Проанализирована зависимость формы двумерной передаточной функции от геометрии взаимодействия, длины волны света, акустической мощности и частоты ультразвука. Решена задача коллинеарной акустооптической дифракции расходящегося светового пучка. Исследована зависимость интегральной эффективности дифракции и полосы пропускания коллинеарного акустооптического фильтра от угла расходимости оптического пучка. Показано, что с увеличением расходимости света полоса пропускания фильтра увеличивается, а интегральная эффективность дифракции падает, но при этом произведение относительной полосы пропускания и эффективности дифракции остается постоянным и независимым от оптической длины волны и длины акустооптического взаимодействия.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), грант 06-07-89309.

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. (1985) Физические основы акустооптики. / М.: Радио и связь.
2. Балакший В.И., Манцевич С.Н. (2007) Влияние расходимости светового пучка на характеристики коллинеарной дифракции. // Оптика и спектроскопия, т.103, №5, с.831-837.

Автоматизированный измерительный комплекс нестационарной емкостной спектроскопии

Николаев Андрей Владимирович

студент

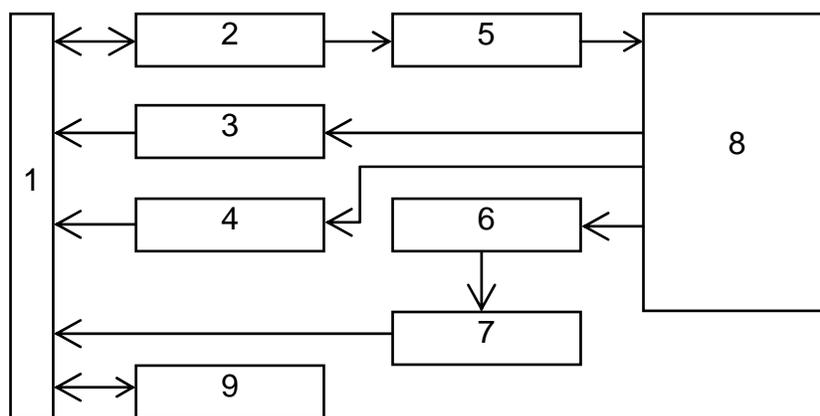
Ульяновский государственный технический университет, радиотехнический факультет,

Ульяновск, Россия

E-mail: to0ok@mail.ru

Современная микро-, опто- и наноэлектроника в значительной степени базируется на использовании границ раздела разнородных сред. От качества их изготовления в конечном итоге зависит способность изделия выполнять заданные при разработке функции. Среди известных методов контроля электрофизических свойств границ раздела нашел широкое применение емкостной метод. Основой метода является измерение в реальном масштабе времени изменения емкости структуры под воздействием внешних факторов (напряжения, температуры, излучения т.д.).

В настоящей работе предлагается частотный метод измерения приращения емкости структуры под воздействием тех или иных внешних жестко контролируемых воздействий. Блок-схема измерительного комплекса показана на рисунке.



Где обозначено: 1 - интерфейсная шина; 2 - блок задания температуры; 3 - термометр; 4 - программируемый источник напряжения; 5 - источник нагрева; 6 - измеритель емкости; 7 - частотомер; 8 - термостат; 9 - ЭВМ.

Для вычисления приращения емкости используется соотношение:

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{F_0^2 \cdot (F_1^2 - F_2^2)}{F_2^2 \cdot (F_0^2 - F_1^2)},$$

где F_0^2 - собственная частота генератора измерителя емкости без исследуемого объекта; F_1^2 - частота генератора при подключении структуры без внешнего воздействия; F_2^2 - текущая частота генератора при изменении режима на структуре.

Процедура измерения приращения емкости исследуемой структуры состоит в следующем: структура помещается в термостат, задается необходимый режим по напряжению и температуре, измеряется начальная емкость с помощью измерителя емкости

и частотомера, на RS выходе которого напряжение пропорционально частоте. При изменении либо температуры, либо напряжения изменяется емкость структуры и, как следствие, частота сигнала на выходе измерителя емкости, которая поступает на вход частотомера и через интерфейсную шину на вход ЭВМ, где осуществляется количественная оценка приращения емкости. Проведенные предварительные исследования чувствительности предлагаемого метода показали, что удастся уверенно измерять изменения емкости не хуже 10^{-3} от ее исходного значения.

Шумы в приемно-передающих системах связи с космическими аппаратами.

Онищенко Варвара Игоревна

студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия.

E-mail: varvara8@mail.ru.

При обработке сигналов во время связи спутника и наземного пункта наблюдаются помехи. При прохождении через атмосферу радиоволны испытывают влияние среды, в результате чего происходят флуктуации амплитуды, рефракция, запаздывание, вариации частоты, фазы и изменение поляризации волн. Степень влияния среды определяется частотой волн, поэтому границы диапазона радиочастот, которые могут использоваться для связи со спутниками, определяются атмосферой и ионосферой Земли.

Ионосфера определяет верхнюю границу прозрачности атмосферы для радиоволн. В задачах космической радиосвязи поглощением можно пренебречь, однако при радиофизических исследованиях, осуществляемых в метровом диапазоне, влияние поглощения может быть заметным. На амплитуду радиоволны влияют также неоднородности электронной концентрации, увлекаемые ветрами. Их влияние выражается в появлении нерегулярных замираний, однако среднее значение потока энергии радиоволн при этом остается постоянным.

Важным явлением при прохождении радиоволн через атмосферу является рефракция.

Расстояние между космическим аппаратом и приемным пунктом L измеряют с помощью модулированных сигналов путем определения времени распространения радиоволн Δt . Атмосфера и ионосфера Земли вносит заметную погрешность при определении дальности. Из-за того, что лучевые линии искривлены истинное расстояние L_0 между передающим и приемным пунктами будет меньше измеренного на величину ΔL . Необходимость учета влияния атмосферы и ионосферы на расстояния возникает при высокочастотных определениях траектории спутника и при навигационных определениях координат наземных объектов по сигналам спутников.

При распространении радиоволн через атмосферу и ионосферу наблюдаются нерегулярные вариации фазы. Этот эффект влияет на работу больших антенн и интерферометров, он ухудшает фазовую стабильности в системах связи и вносит погрешности в определение координат спутников.

При движении спутника происходит изменение частоты, обусловленное эффектом Доплера. Влияние атмосферы на частоту приводит к появлению дополнительной составляющей ΔF , так что общее изменение частоты Δf определяется суммарным эффектом $\Delta f = \Delta f_0 + \Delta F$.

Флуктуации радиоволн используются для изучения неоднородностей ионосферной плазмы. Спутниковая радиотомография ионосферы позволяет получать двумерные сечения концентрации плазмы, а также определять потоки плазмы, рассматривая последовательные во времени сечения.

Более двадцати лет тому назад по спутниковым данным был обнаружен эффект резкого возрастания интенсивности низкочастотных электромагнитных излучений в верхней

ионосфере при пролете спутника над зоной готовящегося или происходящего землетрясения с амплитудой 5 баллов и выше.

Литература:

1. В. Е. Куницын, Е. Д. Терещенко, Е. С. Андреева. Радиотомография ионосферы.– М.:ФИЗМАТЛИТ, 2007.
2. Основы радиофизики: _ М.: УРСС, 1996. Белокопытов Г.В., Ржевкин К.С., Белов А.А., Логгинов А.С., Кузнецов Ю.И., Иванов И.В. Под редакцией профессора А.С. Логгинова.
3. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. _ М.: «Научная книга». 1998.

Применение клиновидных пьезоэлектрических преобразователей для возбуждения ультразвука в акустооптических ячейках

Ревенко Артем Викторович, Балакший Владимир Иванович

студент 4-го курса, профессор

E-mail: ludwig@soundlove.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию особенностей возбуждения ультразвуковых волн пьезоэлектрическими пластинками, толщина которых меняется по линейному закону. Известны работы [1,2], в которых преобразователи такой клиновидной формы исследовались в контексте решения проблемы расширения полосы рабочих частот преобразователя или создания акустического пучка со сканирующей диаграммой направленности. Однако применение таких преобразователей в акустооптике имеет ряд особенностей [3]. Здесь знание интегральных характеристик преобразователя, таких как полоса частот и коэффициент преобразования электрической мощности в акустическую, недостаточно для оценки качества и пригодности преобразователя для решения акустооптических задач. Важно также знать структуру акустического поля в акустооптической ячейке и ее изменение с частотой ультразвука. В этой связи задача решалась в два этапа: сначала были рассчитаны акустические характеристики пьезопреобразователя, а затем рассчитывались характеристики акустооптической дифракции.

Показано, что клиновидные преобразователи позволяют существенно расширить полосу возбуждаемых акустических частот без заметного ухудшения эффективности преобразования электрической мощности в акустическую. Возбуждаемый акустический пучок имеет сложную структуру, характеризуемую как амплитудной, так и фазовой неоднородностью. Важно, что эта структура меняется при изменении частоты ультразвука. Поэтому характеристики акустооптического взаимодействия заметно отличаются от характеристик акустооптических ячеек с однородными по толщине преобразователями.

Исследована проблема возбуждения ультразвука на гармониках пьезоэлектрической пластинки. Установлено, что благодаря клиновидной форме преобразователя полоса частот в области третьей гармоники оказывается существенно шире, чем в области основной частоты, а форма частотной характеристики приближается к П-образной. Подключение к преобразователю катушки индуктивности определенной величины позволяет получить значения коэффициента преобразования, близкие к 100%.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 06-07-89309.

1. M.A. Breazeale, G. Du, and D. Joharapurkar, Analysis of the ultrasonic beam produced by a wedge transducer, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **88**, p. S167, 1990.
2. L. German and J.D.N. Cheeke, Electronic scanning in ultrasonic imaging using a wedge transducer, *IEEE Trans.*, **UFFC-40**, pp.140-148, 1993.
3. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков, Физические основы акустооптики, М., Радио и связь, 1985.

Интерферометрические эксперименты в неинерциальных системах отсчета

Тарабрин Сергей Павлович

аспирант

*Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия*

E-mail: tarabrin@phys.msu.ru

Введение

В настоящее время в литературе обсуждается возможность создания лазерных интерферометрических гравитационно-волновых детекторов, полностью или частично свободных от шумов, связанных с флуктуационными смещениями пробных масс (зеркал, лазеров и детекторов). Одной из наиболее важных особенностей таких детекторов является возможность преодоления так называемого стандартного квантового предела чувствительности без применения сложных оптических схем квантово-неразрушающих измерений, чрезвычайно чувствительных к уровню потерь. Кроме того, “бесшумные” гравитационно-волновые детекторы имеют гораздо более широкий рабочий частотный диапазон, не ограниченный снизу так называемой “сейсмической стеной”.

Поскольку экспериментально наблюдаемая величина (фототок) генерируется одной из пробных масс – детектором, – то анализ взаимодействия интерферометра с гравитационными волнами, строго говоря, необходимо производить в системе отсчета, связанной с детектором. Последний подвержен действию случайных внешних сил, и поэтому его система отсчета в общем случае является неинерциальной.

Методы и результаты

Известно, что неинерциальная система отсчета эквивалентна некоторому гравитационному полю, которое в рамках общей теории относительности задается метрикой пространства-времени. В работах [1, 2] был вычислен метрический тензор пространства-времени в окрестности ускоренно-движущегося наблюдателя, падающего (несвободно) в гравитационном поле. Было показано, что в первом порядке теории возмущений эффекты гравитационного поля и инерциальные эффекты, связанные с ускорением системы отсчета, можно учитывать независимо. Так как взаимодействие интерферометров со слабыми гравитационными волнами в системе отсчета свободно падающего детектора было рассмотрено ранее в работе [3], то в данном исследовании мы ограничились расчетом отклика простейшего оптического измерителя смещений на флуктуационное движение единственной пробной массы (зеркала) в системе отсчета неинерциального детектора в отсутствие гравитационной волны. В первом приближении теории возмущений нами были получены и решены уравнение геодезических и волновое уравнение электромагнитного поля в пространстве-времени ускоренного наблюдателя, а также поставлена и решена граничная задача, описывающая отражение световой волны от подвижного зеркала. Полученные результаты были проинтерпретированы с точки зрения наблюдателя в лабораторной (инерциальной) системе отсчета.

Разработанный нами метод позволяет строго учитывать флуктуационные движения всех пробных масс, включая лазеры и детекторы, при анализе гравитационно-волновых антенн, что является критичным при рассмотрении “бесшумных” детекторов.

Литература

1. W.-T. Ni and M. Zimmermann, Phys. Rev. D **17**, 1473 (1978).
2. K.-P. Marzlin, Phys. Rev. D **50**, 888 (1994).
3. S.P. Tarabrin, Phys. Rev. D **75**, 102002 (2007).

**Акустическое детектирование амплитудно-модулированного сигнала
в алюминиевом диске с дефектами**

Тоцов Сергей Алексеевич¹, Изосимова Мария Юрьевна²

¹ студент 3-го курса, ² аспирант

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: toshovsergey@mail.ru

За последние 50 лет, в рамках сложившегося направления – нелинейной акустики, большой интерес вызывают исследования упругих нелинейных свойств и нелинейных волн в твердых телах с дефектами. Дефекты являются источниками нелинейности, которая может значительно превышать решеточную нелинейность [1]. Упругие нелинейные свойства твердых тел позволяют реализовать акустическим путем ряд известных в радиотехнике нелинейных преобразований сигналов, одним из которых является детектирование амплитудно-модулированного (АМ) сигнала. Использование образцов с высокой акустической добротностью делает этот метод весьма чувствительным и позволяет наблюдать нелинейное взаимодействие при интенсивностях ультразвука, которые раньше считались областью линейной акустики [2]. Целью данной работы является исследования возможности использования детектирование АМ-сигнала в тонком диске из сплава алюминия Д16 для диагностики дефектов в нем.

Для осуществления демодуляции колебаний в радиотехнике разработаны различные методы. Одним из самых простейших и наглядных является демодуляция (детектирование) с помощью кристаллического детектора.

Поступающий на детектор АМ-сигнал можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} A &= \frac{A_0}{2} (1 + m \cos(\Omega t)) \cos(\omega t) = \\ &= \frac{A_0}{2} \sin(\omega t) + \frac{1}{4} m A_0 \cos((\omega - \Omega)t) - \frac{1}{4} m A_0 \cos((\omega + \Omega)t) \end{aligned} \quad (1)$$

Из уравнения следует, что модулированное по амплитуде колебания высокой частоты ω гармоническим сигналом частоты Ω представляет собой сумму 3-х колебаний: на несущей частоте ω , и на боковых частотах $\omega \pm \Omega$ ($\omega \gg \Omega$).

При прохождении такого сигнала через диод, сигнал на выходе содержит помимо основной и боковых частот колебания на частоте модуляции Ω . Для выделения сигнала частоты Ω на выходе детектора используется фильтр низких частот, который в простейшем случае состоит из сопротивления и конденсатора.

В качестве образца использовался тонкий диск из алюминиевого сплава Д16. Поликристаллическая структура диска предполагает наличие межзеренных границ, которые являются источниками структурной нелинейности [1]. В отличие от физической нелинейности, обусловленной ангармонизмом кристаллической решетки, структурная (или неклассическая) нелинейность имеет локальный характер, что при наличии источника такой нелинейности позволяет определить его координаты.

Для проведения экспериментов использовалась установка (рис. 1), основным измерительным прибором которой является сканирующий лазерный виброметр (1) PSV-300 (Polytec) [3]. Диск (2) жестко закреплялся по центру на вибраторе (3), на который подавались усиленные колебания с внутреннего генератора виброметра.

В первой части эксперимента исследовались собственные колебания диска, в диапазоне частот 10 Гц до 20 кГц. Для эксперимента были выбраны моды с частотой 42,5 Гц (низшая мода) и 6,05 кГц (рис.2).

Затем на вибратор подавался АМ-сигнал, несущая частота которого $\omega=6,05$ кГц и частота модуляции $\Omega =42,5$ Гц совпадали с собственными (резонансными) частотами диска. Виброметр позволял визуализировать колебания диска на всех частотах, вызванных АМ-сигналом: наблюдались колебания на несущей и ее боковых частотах, а также вследствие упругой нелинейности на гармониках этих частот и на частоте модуляции Ω . Амплитуда колебаний диска в каждой точке его поверхности зависит от амплитуды

несущей частоты ω , глубины модуляции m (в нашем случае $m=0,75$) и величины нелинейности в исследуемой точке диска. Это позволяет по распределению амплитуды колебаний по поверхности диска на частоте Ω , возникших в результате нелинейного взаимодействия спектральных компонент АМ-сигнала, получить пространственное распределение нелинейности в образце и, как следствие, распределение дефектов в нем. На рис 2(в) представлен сегмент диска, колебания которого на частоте Ω вызваны нелинейным взаимодействием компонент АМ-сигнала, которое происходило за счет акустической нелинейности диска. Из рис 2 видно, что распределение амплитуды колебаний по диску на частоте Ω вызванное колебаниями вибратора (рис 2а), значительно отличается от распределения амплитуд колебаний диска, вызванное нелинейным взаимодействием спектральных компонент АМ-сигнала (рис 2в). В последнем случае амплитуда колебаний по диску распределена неравномерно: имеются относительные максимумы амплитуды колебаний. Это по нашему мнению связано с особенностями распределения структурной нелинейности, вызванное остаточными напряжениями и дефектами в исследуемом образце.

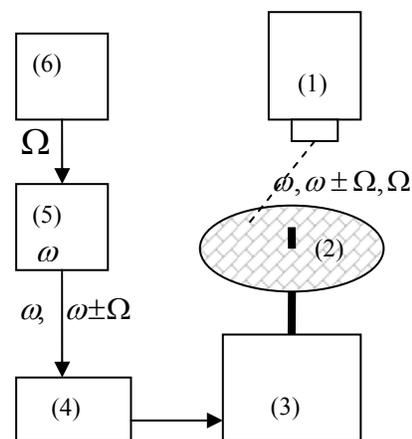


Рис. 1. Блок-схема установки

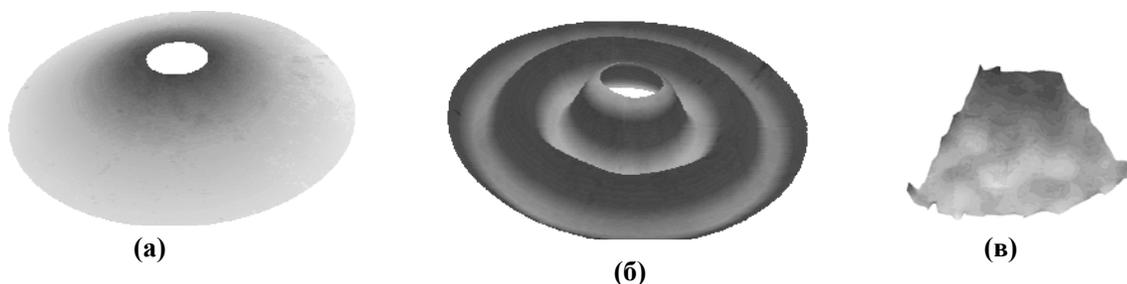


Рис. 2. Колебания диска на собственных частотах: (а)-42,5 Гц, (б) – 6,05 кГц. Колебания диска (фрагмент) на частоте модуляции (в).

Проведенные эксперименты показали принципиальную возможность определения распределения остаточных напряжений в образце с использованием детектирования АМ-сигнала на акустической нелинейности.

Литература

1. Руденко О.В. (2006) Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики// Успехи физических наук. Т.176, № 1. С. 77-95.
2. Зарембо Л.К., Красильников В.А., Случ В.Н., Сухаревская О.Ю. (1966) О некоторых явлениях при вынужденных нелинейных колебаниях акустических резонаторов// Акустический журнал. Выпуск 4, С. 486-487.
3. Коробов А.И., Изосимова М.Ю. (2006) Нелинейные волны Лэмба в металлической пластине с дефектами// Акустический журнал. Т. 52, №5. С.683-692.

Комплексные спектры поверхностных волн неоднородного плазменного волновода.

Кузелев Михаил Викторович, профессор, доктор физ.-мат. наук,

Хунджуга Нино Григорьевна, студентка 5 курса

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

E-mail: sinus_85@mail.ru

Для определения комплексных спектров $\omega(k_z)$ поверхностных волн неоднородного плазменного волновода используется следующее уравнение

$$\frac{d}{dx} [\omega^2 - \omega_p^2(x)] \frac{d\varphi}{dx} - k_z^2 [\omega^2 - \omega_p^2(x)] \varphi = 0 \quad (1)$$

где плазменная частота является следующей линейно-постоянной функцией пространственной координаты x :

$$\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2 \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ x/\tilde{L}, & 0 < x < \tilde{L} \\ 1, & \tilde{L} \leq x \end{cases} \quad (2)$$

где ω_{p0} и \tilde{L} - постоянные. Особенность уравнения (1) в том, что в точке плазменного резонанса $\omega = \omega_p(x)$ обращается в ноль коэффициент при старшей производной.

При наличии у плазмы (2) границ в направлении неоднородности, свойства поверхностных волн существенно изменяются, вплоть до полного исчезновения этих волн. Именно такому исследованию и посвящена данная работа, в которой рассмотрены волны в плазме с профилем плотности (2), находящейся в плоском волноводе, образованном проводящими плоскостями $x = -L_0$ и $x = \tilde{L} + L_0$, где $L_0 \geq 0$. Кроме того, даны некоторые обобщения на случай плазмы с произвольной неоднородностью плотности.

Дисперсионное уравнение для определения спектров частот поверхностных ленгмюровских волн в волноводе с неоднородной плазмой (2):

$$\begin{aligned} & [I_0(\kappa \tilde{\omega}^2) + \text{th}(\kappa \xi_0) I_1(\kappa \tilde{\omega}^2)] * \\ & * \left\{ [\text{th}(\kappa \xi_0) K_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] - K_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)]] + i\pi [\text{th}(\kappa \xi_0) I_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] + I_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)]] \right\} = \quad (3) \\ & = -[K_0(\kappa \tilde{\omega}^2) - \text{th}(\kappa \xi_0) K_1(\kappa \tilde{\omega}^2)] \left\{ I_0[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] + \text{th}(\kappa \xi_0) I_1[\kappa(1 - \tilde{\omega}^2)] \right\}. \end{aligned}$$

Каждому значению безразмерного волнового числа $\kappa = kL$ соответствуют две безразмерные комплексные частоты $\tilde{\omega}_{1,2}(\kappa)$. Причем имеются две области значений κ , в пределах которых зависимости $\tilde{\omega}_{1,2}(\kappa)$ качественно различны. Таким образом в неоднородной плазме с профилем (2) существуют четыре поверхностные волны. Бесстолкновительное затухание волн обусловлено резонансным возбуждением в точке плазменного резонанса локальной объемной плазменной волны. Это затухание аналогично

известному затуханию Ландау, обусловленному тепловым движением.

Литература

1. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе. Физика плазмы, 2001, т. 27, № 3, с. 260.
2. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе. Физика плазмы, 2005, т.31, №2, с.172.
3. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе, Н.Г. Хунджуа. Физика плазмы, 2007, т. 33, №11, с.1.
4. А.В. Тимофеев. К теории альфвеновских колебаний неоднородной плазмы. В сб. Вопросы теории плазмы, 1979, вып. 9, с. 205.
5. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988, 424 с.
6. А.В. Тимофеев. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000, 224 с.
7. Б.Б. Кадомцев. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976, 238 с.

Джиттер импульсов генерации твердотельных лазеров с диодной накачкой при пассивной модуляции добротности резонатора

Шаталов Андрей Федорович, Беловолов Михаил Иванович

аспирант, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н.

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: shatalov@fo.gpi.ru

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по созданию компактных неодимовых твердотельных лазеров (ТТЛ) с диодной накачкой. В качестве активных элементов в таких ТТЛ используются как хорошо известные кристаллы $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ (YAG:Nd), так и относительно новые кристаллы гранатов, например $Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}:Nd^{3+}$ (CGGG:Nd).

При создании импульсного ТТЛ представляет интерес нестабильность частоты F (или периода $T=1/F$) следования импульсов генерации лазера, под которой понимаются регулярные (детерминированные) и нерегулярные (случайные) изменения частоты F (или периода T). Величина нерегулярной составляющей нестабильности частоты F определяется величиной σ джиттера импульсов генерации лазера.

В настоящей работе исследован джиттер импульсов генерации ТТЛ на кристаллах YAG:Nd и CGGG:Nd с диодной накачкой при пассивной модуляции добротности резонатора.

Длина волны излучения лазеров равнялась 1,06 мкм, а накачка на длине волны 805 нм производилась вдоль оптической оси резонатора от лазерного диода с оптоволоконным выходом. Концентрации неодима в кристаллах YAG:Nd и CGGG:Nd составляли $0,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $2,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Входные диэлектрические зеркала на кристаллах и выходное сферическое зеркало ($R = 5 \text{ см}$, $T = 1\%$) образовывали резонатор лазера. Внутри резонатора в качестве модулятора использовался кристалл YAG:Cr⁴⁺.

Типичные значения длительности и энергии импульсов составляли 14,3 нс и 2,1 мкДж для YAG:Nd-лазера и 11,8 нс и 2,5 мкДж для CGGG:Nd-лазера, а частота F следования импульсов генерации изменялась, соответственно, в диапазонах (4÷35) кГц и (3÷13) кГц.

Обнаружено, что джиттер импульсов генерации YAG:Nd и CGGG:Nd лазеров зависит от частоты F следования импульсов как $1/F^\gamma$, где $\gamma = 1,3 \div 1,4$. Джиттер и, соответственно, нестабильность частоты F уменьшались с увеличением мощности генерации и частоты F до величины меньшей 10% на верхних частотах диапазона генерации импульсов YAG:Nd и CGGG:Nd лазерами.