

СЕКЦИЯ 7
“СПЕКТРОСКОПИЯ, ДИАГНОСТИКА И
ТОМОГРАФИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД”

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО МАСС-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДАТЧИКА Ю.К. Алешин, О.С. Соколова	5
ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ДЛЯ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ А.С. Венецкий, В.А. Калошин	7
РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА НАД МОСКВОЙ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ А.Н. Игнатьев, Е.П. Кропоткина, Ю.А. Пирогов, С.Б. Розанов, С.В. Соломонов	10
АНИЗОТРОПНОЕ УШИРЕНИЕ ИК ЛУЧА СВЕТА В МОНОКЛИННЫХ КРИСТАЛЛАХ $Zn_{1-x}Cd_xAs_2$ В.А. Морозова, С.Ф. Маренкин, О.Г. Кошелев, Д.В. Черногузов, С.Г. Михайлов, А.В. Молчанов	13
ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НАНОСЕКУНДНЫМИ СВЧ ИМПУЛЬСАМИ В.Г. Андреев, В.А. Вдовин	16
ВЕЙВЛЕТ-ПРОИЗВОДНАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ СЛОЖНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Е.А. Бондарева, Д.З. Галимуллин, Г.В. Фролова, М.Х. Салахов	19
ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛАЗЕРНАЯ ТЕРАПИЯ И ДИАГНОСТИКА ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ НОВЫХ ТИПОВ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К. Н. Каплевский, Д.Г. Мельников, Л.С. Ляшенко	22
ДВУХВОЛНОВОЙ ГЕТЕРОДИННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР НА БАЗЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СИЛЬНО РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ В.М. Гордиенко, А.Н. Коновалов, А.С. Хоменко	25

О ВЛИЯНИИ ДВУМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА КОНВЕРСИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОД В БЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ Е.Д. Господчиков, Е.В. Суворов, А.Г. Шалашов	28
АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СРЕД И.Н. Диденкулов, С.А. Лобастов, В.В.Чернов	31
РЕГИОНАЛЬНЫЙ МОНИТОРИНГ ИОНОСФЕРЫ НА БАЗЕ РАДИОЗАТМЕННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ GPS/GLONASS В.И. Захаров, В.Е. Куницын	34
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМПЕНИЯ И МЕТЕОПАРАМЕТРОВ В РАДИОЗАТМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ, СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ РАДИОЗОНДОВ В.И. Захаров, А.М. Падохин, Е.А. Леонтьева	37
ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ А.А. Карабутов, Н.Б. Подымова	40
ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ И ИХ ФАНТОМОВ С МОДЕЛЬНЫМИ ДЕФЕКТАМИ А.И. Коробов, М.Ю. Изосимова, Е.В. Прохорова	43
ЭЛЕКТРОННО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ТИТАНЕ А.И. Коробов, Н.И. Одина, А.Н. Экономов, А.Н. Бадулина, Т.В. Агеева	46
ИЗМЕРЕНИЕ СДВИГОВОГО МОДУЛЯ УПРУГОСТИ РЕЗИНОПОДОБНОГО ПОЛИМЕРА МЕТОДОМ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ Т.Б. Крит, С.А. Цысарь, В.Г. Андреев	49
РАДИОТОМОГРАФИЯ ИОНОСФЕРЫ НА БАЗЕ ДЕЙСТВУЮЩИХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ В.Е. Куницын, Е.Д. Терещенко, Е.С. Андреева, М.А. Кожарин, И.А. Нестеров	52

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЭХО НА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКАХ В ЖИДКОСТИ И.И. Попов, В.А. Николаев	55
ИЗБЫТОЧНЫЙ РАВНОВЕСНЫЙ ШУМ В ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ЯЧЕЙКАХ А.В. Степанов, С.В. Халтурин, В.М. Шахпаронов	57
КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ГРУППОВОГО ПУТИ И ВРЕМЕНИ ГРУППОВОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ СИГНАЛА ПРИ НАКЛОННОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ А.Г Вологдин, Л.И. Приходько	60
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ Г.В. Фролова, М.Э. Сибгатуллин, Е.А. Бондарева, М.Х. Салахов	63
ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В ФАНТОМАХ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ С.А. Цысарь, С.М. Бобкова, Т.Б. Крит, В.А. Хохлова, В.Г. Андреев	66
ФОТОННОЕ ЭХО КАК МЕТОД КОНТРОЛЯ ДИСТАНЦИИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЕЕ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ К.Ш. Газизов, И.И. Попов	69
МНОГОДИПОЛЬНЫЕ АНТЕННЫ В СИСТЕМАХ МИКРОВОЛНОВОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В.Л. Саввин, Ян Чунь	72
СИНТЕЗ И АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ ФАЗОКОДИРОВАННЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ А.Н. Леухин, А.Ю. Тюкаев, С.А. Бахтин	75
РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ С.М. Бобкова, В.А. Хохлова	78

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ
[CoFeZr(t_m)/(a-Si(t_{si})]_n**

**С.А. Вызулин, Х.Н. Искандеров, Е.В. Лебедева, Н.С. Перов,
Н.Е. Сырьев, И.Т. Трофименко 81**

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО МАСС-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДАТЧИКА

Ю.К. Алешин, О.С. Соколова

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра радиофизики

Применение ПКР тесно связано с вопросом об их вариантах включения в измерительных преобразователях. Возбуждение управляемого пьезорезонатора может осуществляться в режимах автоколебаний, вынужденных колебаний и свободных колебаний. Изготовление ПРД по автогенераторной схеме позволяет наиболее просто осуществить высокоточное преобразование параметров управляемого резонатора в характеристики выходного сигнала.

Существует множество рабочих схем генераторов: транзисторных, на TTL-логике и т.д., которые применимы в различных условиях. Частота генерации совпадает с частотой минимума полного сопротивления ПКР только в транзисторных схемах типа емкостной «трехточки». Для генераторов на TTL-логике частота генерации сдвигается. На частоту автогенерации сильное влияние оказывают параметры микросхемы. Применение емкостной «трехточки» ограничено тем, что ее устойчивая генерация лежит в диапазоне частот ± 500 Гц от базовой частоты.

Еще одна проблема применения ПКР состоит, как ни странно, в высокой чувствительности метода, которая хоть и позволяет достичь высокой точности измерений, но в то же время усиливает влияние физических характеристик среды. Ведь изменение резонансной частоты датчика, зависящее от присоединенной массы, сравнимо с изменением частоты, вызванным влиянием среды. Решение этой проблемы чрезвычайно важно для применения пьезокварцевых датчиков в средах с высокими величинами вязкости, плотности и коэффициентов диэлектрической и магнитной проницаемости.

При помещении в вязкую среду происходит резкое уменьшение добротности ПКР за счет большой диссипации энергии колебаний. Если мы говорим о датчиках с нанесенными слоями, то каждый слой, как и любая присоединенная масса, вызывает понижение частоты колебаний пьезокварца. В нашей работе было проведено исследование рабочих диапазонов двух ПКР датчиков, созданных на различных генераторных схемах: емкостная «трехточка» - для измерений в газовой сфере; генератор на TTL - логике для решения конкретной задачи измерения концентрации белковых молекул, моделирующих целый класс биохимических веществ, в этом эксперименте измерения проходят в воде.

Во втором случае, на ПКР, погруженный в жидкость, проводилось последовательное наращивание слоев индивидуальных химических реактивов. Связь между слоями была ионной. Надо отметить, что отклик резонатора на каждое из присоединяемых веществ был различен по физической природе. В данном конкретном случае последовательно было нанесено шесть слоев, последний из которых представлял собой антиген, т.е. обладал избирательностью в отношении определенного класса веществ. Мы выбрали модель, при которой максимальный уход частоты составляет 150 кГц от базовой частоты. Выбор модели определялся предварительными измерениями

изменения добротности ПКР в похожих условиях. Чувствительность метода была взята из работ, в которых она определялась на основе осаждения массы при электролизе металлов. При этих условиях была произведена оценка максимального значения присоединенной массы, которую мы сможем измерить данным датчиком по конкретной методике. Она составила 20 мкг.

При измерениях в газовой фазе также была проведена работа по оценке рабочего диапазона датчика. Кроме этого, собранная установка, помимо исследований адсорбционных свойств ПКР, является еще и инструментом для получения изотерм адсорбции и исследования структурных характеристик тонких пленок, нанесенных на поверхность ПКР.

Так же приведены физические свойства слоев, наносимых на поверхность ПКР для дальнейшего адсорбирования паров и индивидуальных летучих веществ. Был проведен анализ совокупности данных характеристик, который позволил оценить толщины слоев. А соответственно теперь мы можем говорить о точности и правильности измерений, потому что в слоях, превышающих монослой, зависимость изменения частоты от присоединенной массы нелинейная, так как свой вклад в колебательный процесс неизбежно вносит эластичность слоев.

Динамические методы начали интенсивно развиваться в последние годы в связи с проведением газохроматографических измерений и определением структурных характеристик адсорбента, помещенного в хроматографическую колонку.

Предлагаемый в настоящей работе метод получения изотерм адсорбции по сути является гравиметрическим, с тем лишь отличием, что роль чувствительных микровесов выполняет ПКР.

К безусловным достоинствам предлагаемого метода, по нашему мнению, следует отнести высокую абсолютную чувствительность в измерении адсорбции (доли нг), что приблизительно на два порядка превосходит чувствительность, достигаемую лучшими весами в гравиметрических адсорбционных установках. С другой стороны, предложенная методика позволяет через измерение изотерм адсорбции исследовать структурные и адсорбционные характеристики тонких пленок, получаемых непосредственно на поверхности резонатора, что, как следует из литературы, представляет сложную и трудноразрешимую задачу при использовании традиционных методов исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Ю. Фадеев, Ю.К. Алешин, Г.В. Лисичкин // ЖФХ. 1994.Т. 68. № 3.
2. “Справочник по кварцевым резонаторам” Под ред. П.Г. Позднякова. М., 1978.

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ДЛЯ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ

А.С. Венецкий, В.А. Калошин

ИРЭ РАН, Москва

Задачи синтеза градиентных и слоистых линз, диагностики неоднородных сред с осевой симметрией приводят к необходимости решения соответствующих обратных задач в различной постановке. Ниже будут изложены методики решения этих задач в приближении геометрической оптики.

Пусть неоднородная среда, коэффициент преломления которой зависит только от расстояния r до оси симметрии x , имеет вид кругового цилиндра, ограниченного по оси x криволинейными поверхностями вращения с образующими $y=f(x)$ и $y=\varphi(x)$, (см. рис.1, где изображена половина сечения).

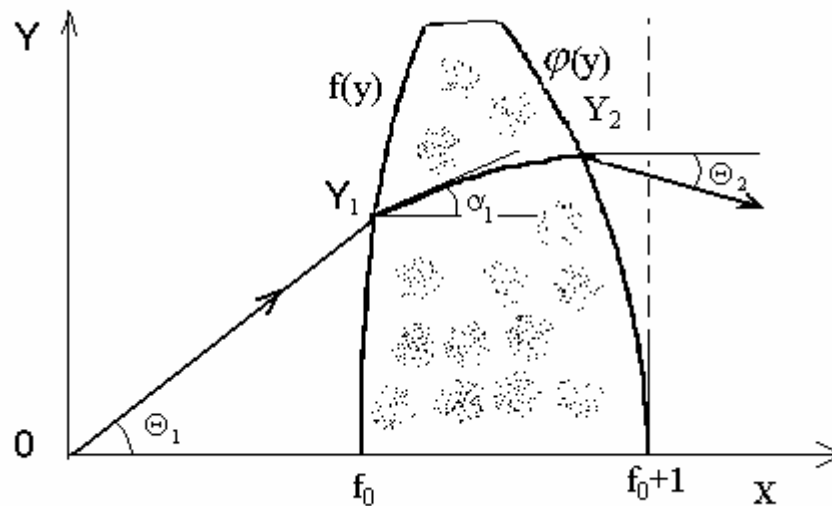


Рис.1.

Рассмотрим два случая расположения источника и приемника сигналов. В первом случае (рис.1) источник находится на оси x , а приемник в любой, содержащей эту ось, плоскости. Во втором – источник находится сбоку от цилиндра, а приемник – в ортогональной оси x плоскости, содержащей источник. Задача состоит в нахождении неизвестных функций $n(r)$, $f(x)$ и $\varphi(x)$ при известной геометрии лучей, фазовом, амплитудном или обоих распределении прошедшего через среду поля. В первом случае задача сводится к двумерной в декартовых координатах x, y . Во втором случае двумерная обратная задача для коэффициента преломления $n(r)$ в полярных координатах сводится к интегральному уравнению Абеля и имеет точное решение. Однако функции $f(x)$ и $\varphi(x)$ при этом остаются неизвестными, а однозначное решение для $n(r)$ получается только при отсутствии скачка коэффициента преломления на границе среды. Поэтому ниже основное внимание будет уделено первому случаю, для которого неизвестно точное решение. Будут изложены две методики приближенного решения обратных задач. Первая из них использует непрерывную модель изменения коэффициента преломления, разложение всех функций в ряды по четным степеням y (размер среды вдоль оси x при $y = 0$ здесь и далее будем полагать равным 1) и рекуррентное нахождение

коэффициентов разложения неизвестных функций. Вторая методика использует слоистую модель среды и рекуррентное нахождение значений неизвестных функций внутри слоев.

1. Начнем изложение с самой простой задачи, когда неизвестной является только одна функция. Предположим для определенности, что эта функция – $n(y)$ и известна зависимость угла выхода луча на второй границе среды. Также для простоты изложения будем предполагать, что фазовый фронт источника – сферический, лучи внутри среды описываются монотонными кривыми, а каустики - отсутствуют. Используя уравнение луча в среде и закон преломления на границах, нетрудно получить

$$\int_{y_1}^{y_2} \frac{ady}{\sqrt{n^2(y) - a^2}} = \varphi(y_2) - f(y_1) \quad (1)$$

$$[f'(y_1)(a - \cos \theta_1) - \sin \theta_1]^2 = n^2(y_1) - a^2, \quad [\varphi'(y_2)(a - \cos \theta_2) + \sin \theta_2]^2 = n^2(y_2) - a^2$$

Разлагая все функции в ряды по степеням y , и обеспечивая заданный угол выхода луча θ_2 , получаем бесконечную систему уравнений для определения неизвестных коэффициентов разложения n_i , которые находятся рекуррентно. Первое уравнение

$$\frac{n_0}{\sqrt{n_2}} (\arcsin \sqrt{n_2(n_2 + h_2(n_0))^{-1}} - \arcsin \sqrt{n_2(n_2 + g_2(n_0))^{-1}}) = 1 \quad (2)$$

$$h_2(a) = (2\varphi_2(a-1) + \theta_{21})^2, \quad g_2(a) = (2f_2(a-1) - \theta_{11})^2$$

относительно n_2 (коэффициента разложения при y^2) является трансцендентным и может быть решено численно при условии, что значение коэффициента преломления на оси n_0 - известно. Для задач синтеза градиентных линз эта величина задается, а для задач диагностики ее можно определить, если известны максимальный размер среды вдоль оси x и разность фаз центрального луча и луча, проходящего вне среды. Уравнения относительно следующих членов разложения $n(y)$ являются линейными.

Аналогично можно найти $n(y)$, если задано распределение мощности

$P(y)$ на выходном волновом фронте. В частности, уравнение для определения n_2 имеет вид

$$\frac{n_0}{\sqrt{c_2}} (\arcsin \sqrt{\frac{D_0}{P_0} f_0^2 n_2(n_2 + g_2(n_0))^{-1}} - \arcsin \sqrt{n_2(n_2 + g_2(n_0))^{-1}}) = 1. \quad (3)$$

где D_0 нулевой член диаграммы направленности источника. Уравнения относительно следующих членов разложения $n(y)$ являются линейными.

Точность степенных разложений быстро падает с увеличением y . Изложим другой метод нахождения $n(y)$. Будем полагать, что среда является слоистой (рис.2), а $n(y)$ - постоянная величина внутри каждого слоя. Предположим, что коэффициенты преломления в первых $i-1$ слоях уже найдены. Тогда значение коэффициента преломления в i слое $n_i = q / \cos \theta_i$,

$$\sin \mu = \frac{R}{\sqrt{Q^2 + R^2}}, \quad Q = W \sin \beta_i, \quad R = W \cos \beta_i + V, \quad U = 2 - W \sin \beta_i, \quad V = \Phi'(y_i) / q,$$

$$W = (\Phi(y_i) - A) / q(\varphi(y_i) - L_i) \sin \beta_i, \quad \beta_i = \pi / 2 - \arctg[-\varphi'(y_i)],$$

$$L_i = f(y_0) + (y_{k+1} - y_0) \operatorname{ctg} \theta_k + \sum_{j=k+1}^{i-1} h_j \operatorname{ctg} \theta_j, \quad A = \sqrt{y_0^2 + f^2(y_0)} + \frac{y_{k+1} - y_0}{\sin \theta_k} n_k + \sum_{j=k+1}^{i-1} \frac{h_j}{\sin \theta_j} n_j.$$

$\Phi(y)$ – распределение фазы на границе среды.

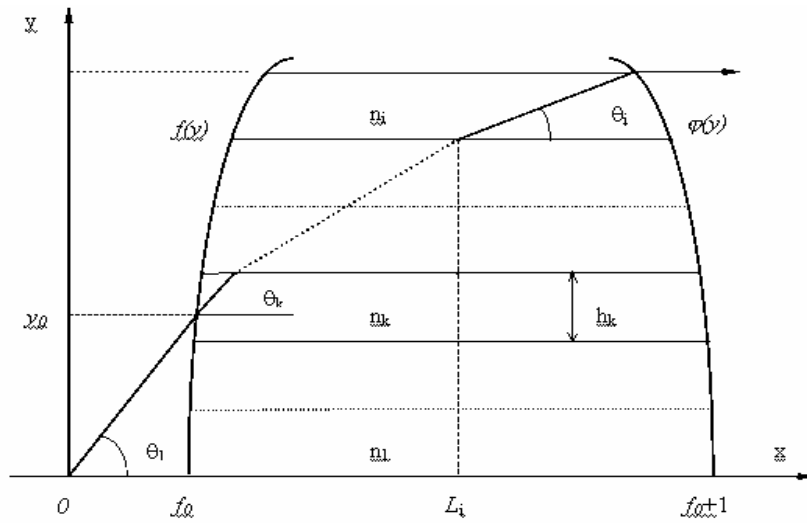


Рис.2.

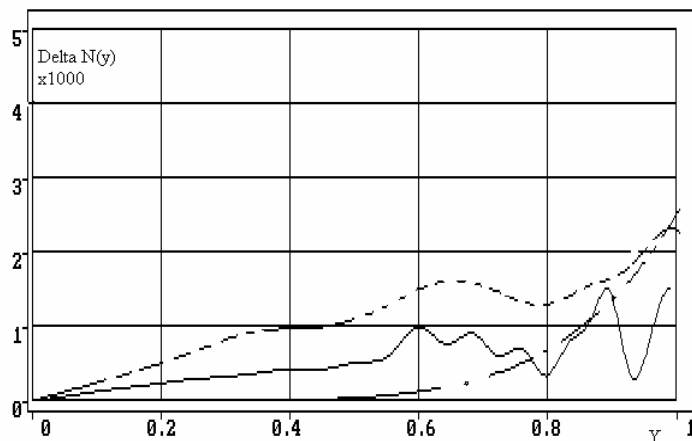


Рис. 3.

На рисунке 3 приведены значения разности восстановленного коэффициента преломления $n(y)$ и заданного для среды с 500 слоями (пунктиром), с 1000 слоев – сплошной линией. Штрих-пунктиром показана соответствующая разность, полученная с использованием трех членов степенного ряда. Видно, что точность восстановления коэффициента преломления с использованием степенного разложения быстро падает с увеличением y . Падение точности при использовании слоистой модели среды более медленное и имеет колебательный характер.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА НАД МОСКВОЙ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

А.Н. Игнатьев¹, Е.П. Кропоткина², Ю.А. Пирогов¹, С.Б. Розанов²,
С.В. Соломонов²

¹ – Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

² – Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Исследования озонного слоя Земли и аномальных явлений в нём являются одной из важнейших задач аэронауки, экологии и ряда смежных областей науки. Хотя изучению изменений атмосферного озона в нижней стратосфере на высотах 15–30 км посвящено большое количество исследований [1], вертикальное распределение озона (ВРО) выше 30 км, в труднодоступных для других методов слоях атмосферы, значительно менее изучено. Эффективным методом исследований ВРО на высотах стратосферы, мезосферы и нижней термосферы является дистанционное зондирование на миллиметровых волнах. Этот метод основан на регистрации спектра собственного теплового излучения озона на частотах одного из вращательных переходов молекулы озона. В ФИАН с 1987 г. проводятся регулярные наблюдения ВРО над Московским регионом на частотах линии озона 142,175 ГГц [2].

Анализ проведённых многолетних наблюдений ВРО показал, что наиболее значительные изменения в озоносфере происходят в холодное полугодие и связаны с перемещениями воздушных масс, с появлением в стратосфере над Москвой полярного воздуха с пониженным содержанием озона. Выявлен сезонный ход содержания озона и его вариации, амплитуда которых увеличивается при переходе от лета к зиме. Пример высотно-

временного распределения озона над Москвой в холодный период 2004-2005 гг. представлен на рис. 1 (изолиниями показано содержание озона в единицах отношения смеси ррт (10^{-6})). В период с конца ноября 2004 г. по начало февраля 2005 г. на высотах средней стратосферы

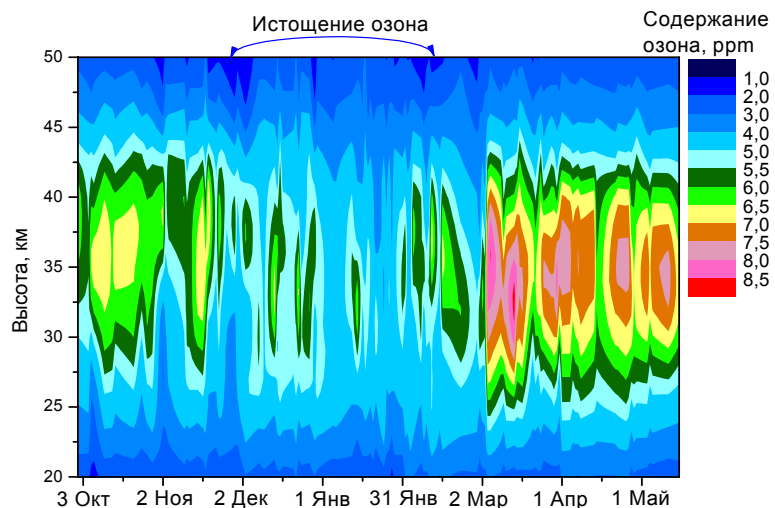


Рис. 1. Высотно-временное распределение озона над Москвой за холодный период 2004-2005 г.

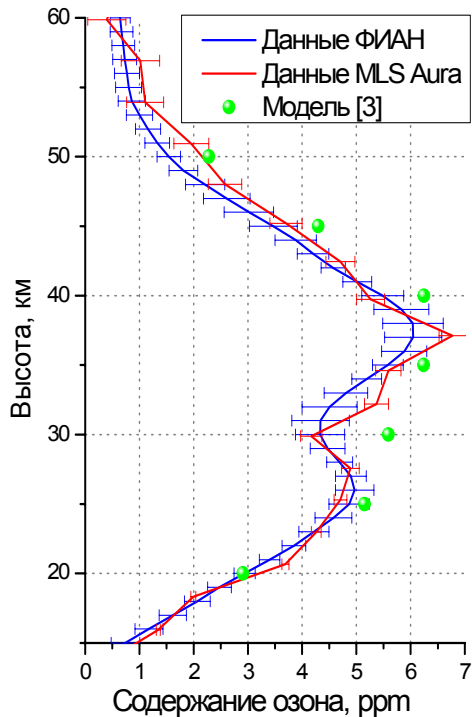


Рис. 2. Сравнение ВРО над Московским регионом от 3 декабря 2004 года по данным ФИАН и MLS Aura.

над Московским регионом, зарегистрированный прибором MLS [4], установленным на спутнике Aura, также подтверждает наличие этого локального минимума (см. рис. 2). Полученные результаты свидетельствуют о существовании слоистых структур в озоносфере Северного полушария и подтверждают эффективность наземного зондирования озоносферы на миллиметровых волнах для исследования таких структур.

Результаты подспутниковых наблюдений ВРО на миллиметровых волнах в ФИАН и наблюдений со спутника Aura показывают их хорошее согласие. Например, сравнение средних профилей озона, полученных в ФИАН и из космоса, за март 2005 года показало, что разница между этими профилями не превышает 7 % в средней и верхней стратосфере и составляет всего 2 % на 40 км. По данным ФИАН и MLS Aura среднее содержание озона над Московским регионом на высоте 40 км в марте 2005 года составляло 6,09 ppм и 6,22 ppм, соответственно, что ниже значения 7,2 ppм из справочной модели [3]. По-видимому, это отличие связано с глобальным отрицательным трендом содержания озона на этих высотах в период с конца 70-х - начала 80-х годов (время наблюдений, результаты которых положены в основу модели [3]) по 2005 год, вызванным разрушением озона в каталитическом цикле с участием хлора техногенного происхождения [1].

наблюдалось истощение озона по сравнению со справочной моделью [3] (этот период показан на рис.1 скобкой сверху).

Обнаружены значительные деформации в вертикальном распределении озона, в том числе образование локального минимума содержания озона на высотах около 30 км. Пример профиля ВРО с таким локальным минимумом, измеренный 3 декабря 2004 г., показан на рис. 2 (синяя линия). Москва в этот день находилась вблизи границы полярного стратосферного вихря на всех высотах средней стратосферы. При этом на высоте около 30 км возникло хорошо выраженное локальное истощение озона по сравнению со справочной моделью озоносферы [3], что и привело к появлению на профиле ВРО локального минимума на этой высоте. Профиль ВРО

Анализ результатов наблюдений ВРО в мезосфере и нижней термосфере над Москвой, проведенных в холодные периоды 1999-2006 гг., выявил ряд важных особенностей. Зарегистрирован суточный ход озона на этих высотах, характеризуемый значительным увеличением содержания

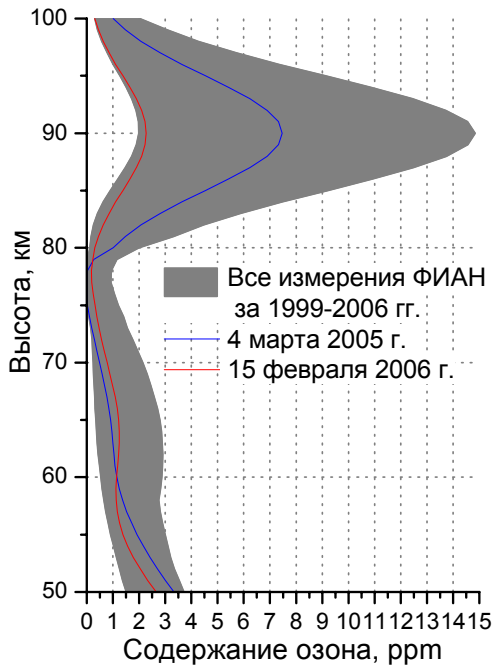


Рис. 3. Вариации озона в мезосфере и нижней термосфере.

озона ночью, что соответствует выводам фотохимической теории [5]. Обнаружены эффекты возникновения ночью максимумов в высотном распределении озона, расположенных соответственно в мезосфере и нижней термосфере. Диапазон вариаций ночного озона на высотах мезосферы и нижней термосферы за холодные периоды 1999-2005 гг. показан на рисунке 3 серым цветом. На этом рисунке в качестве примера также приведены профили озона, измеренные 4 марта 2005 г. и 15 февраля 2006 г. Точность измерения профилей ВРО составляет 0,3 ppmt на высотах 60-70 км и около 2 ppmt на высоте 90 км.

Обнаружена связь вариаций озона в мезосфере и нижней термосфере с крупномасштабными динамическими процессами в стратосфере. Значения коэффициентов корреляции содержания озона на 65 км и на 90 км с потенциальной завихренностью на уровне потенциальной температуры 850 К (высота около 30 км) могут достигать -0,6 и +0,9, соответственно.

Работа поддержана грантом РФФИ №03-02-17436 и Программами ОФН РАН «Проблемы радиофизики» и «Радиоэлектронные методы в исследовании окружающей среды и человека».

ЛИТЕРАТУРА

1. Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2002. World Meteorological Organization, Global Ozone Research and Monitoring Project, Report №.47, Geneva, 2003.
2. С.В. Соломонов // Успехи современной радиоэлектроники. 2003. № 1. С. 9.
3. G.M. Keating, L.S. Chiou, N.C. Hsu // Adv. Space Res. 1996. No 9/10. P. 11.
4. http://reason.gsfc.nasa.gov/OPS/Giovanni_mls3d/mls3d.mls12.2.shtml
5. M. Allen, J.I. Lunine, Y.L. Yung // J. Geop. Res. 1984. V. 89. No D3. P. 4841.

АНИЗОТРОПНОЕ УШИРЕНИЕ ИК ЛУЧА СВЕТА
В МОНОКЛИННЫХ КРИСТАЛЛАХ $Zn_{1-x}Cd_xAs_2$

В.А.Морозова¹, С.Ф.Маренкин², О.Г.Кошелев¹,
Д.В.Черногузов², С.Г.Михайлов², А.В.Молчанов²

¹ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

² Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва

Известно, что оптические неоднородности среды в зависимости от их характера по-разному влияют на распространение света. При наличии в среде градиента показателя преломления луч света, распространяющийся перпендикулярно градиенту, изгибается. На этом эффекте основан высокочувствительный метод определения спектров поглощения тонких пленок. В процессе измерений спектра пленка нагревается по-разному. Выделяющееся тепло передается в прилегающую к пленке жидкость, в которой возникает градиент температуры и, соответственно, градиента показателя преломления. В результате зондирующий луч света, направляемый по жидкости параллельно поверхности пленки, изгибается. Величину поглощения света пленкой определяют по отклонению зондирующего луча [1]. На этом же эффекте основан один из методов определения градиента концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниках. Градиент концентрации возникает при освещении полупроводника импульсом сильно поглощаемого света. По зависимости этого градиента от расстояния до освещаемой поверхности определяют различные фотоэлектрические параметры полупроводника [2]. Оптические неоднородности в кристалле могут создаваться также дислокациями, структурными дефектами, скоплениями примесей. Изучение пропускания света пластически деформированными кристаллами CdS показало, что полосы скольжения, создаваемые дислокациями, обладают свойствами световодов [3]. Фокусировка света такими световодами представляет интерес для нелинейной оптики и оптоэлектроники.

В анизотропных моноклинных кристаллах $ZnAs_2$ в области их прозрачности ($h\nu = 0.5 - 0.86$ эВ) мы наблюдали уширение луча, у которого вектор электрического поля был параллелен оси кристалла c ($E||c$); в случае же $E \perp c$ этот эффект не наблюдался [4]. Величина такой анизотропии зависела от $h\nu$ и толщины образца d .

Цель настоящей работы выяснить, наблюдается ли подобная анизотропная расходимость луча при его прохождении через более сложные моноклинные кристаллы - $Zn_{1-x}Cd_xAs_2$. Недавно нами были впервые получены монокристаллы $Zn_{0.97}Cd_{0.03}As_2$. Их коэффициент поглощения α для $h\nu < 0.86$ эВ, найденный путем совместных измерений спектров пропускания и фотопроводимости, не превышал 0.3 см^{-1} . Согласно данным рентгено-структурного анализа атомы Cd , располагаясь

в пустых зигзагообразных каналах, не оказывают заметного влияния на межатомные расстояния в структуре моноклинного $Zn_{1-x}Cd_xAs_2$. Изменение состава твердых растворов системы $ZnAs_2$ - $CdAs_2$ позволяет менять ширину запрещенной зоны, что представляет интерес для оптоэлектроники.

Измерения коэффициента пропускания T проводились на образцах $Zn_{0,97}Cd_{0,03}As_2$ с $d \leq 0,33$ см, изготовленных из одной пластины путем последовательной сошлифовки и последующей механической полировки. Ось кристалла c была параллельна освещаемой плоскости образца. Свет от выходной щели монохроматора с помощью двух линз фокусировался на образец, а затем на фотоприемник ФП₁ площадью 1×1 см². При смене образца ФП₁ смещался по оптической оси так, чтобы сохранить фокусировку. Измерялось отношение попавших на ФП₁ интенсивностей света при наличии образца I и без него I_0 : $T_{изм} = I / I_0$. Измерения проводились при 300 К в области $h\nu = 0,5 - 0,86$ эВ для $E \parallel c$ - $T_{изм}^{\parallel}$ и $E \perp c$ - $T_{изм}^{\perp}$. В этой области исследованные кристаллы прозрачны ($\alpha d \ll 1$) и T^{\perp} , T^{\parallel} не должны зависеть от $h\nu$ и d .

На рис. 1 кривая 1 соответствует спектрам $T_{изм}^{\perp}(h\nu)$ для всех образцов с $d \leq 0,33$ см, т.е. в области $h\nu = 0,5 - 0,86$ эВ, как и ожидалось, образцы прозрачны, $T_{изм}^{\perp} = T^{\perp}$ и не зависит от $h\nu$ и d . Кривые 2-6 соответствуют спектрам $T_{изм}^{\parallel}(h\nu)$ для тех же образцов с $d = 0,015$ (2), $0,03$ (3), $0,12$ (4), $0,2$ (5), $0,33$ (6) см. Несмотря на прозрачность кристаллов в области $0,5 - 0,86$ эВ величина $T_{изм}^{\parallel}$ экспоненциально падала с ростом $h\nu$ и d . В частности, для $h\nu = 0,85$ эВ при увеличении d от $0,015$ до $0,33$ см величина $T_{изм}^{\parallel}$ уменьшалась в 5 раз. Это можно объяснить тем, что апертура светового пучка в плоскости ФП₁ при $E \parallel c$ становилась больше приемной площадки ФП₁.

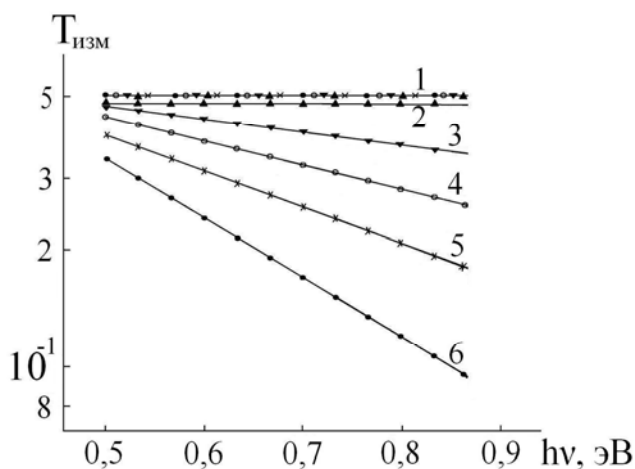


Рис. 1.

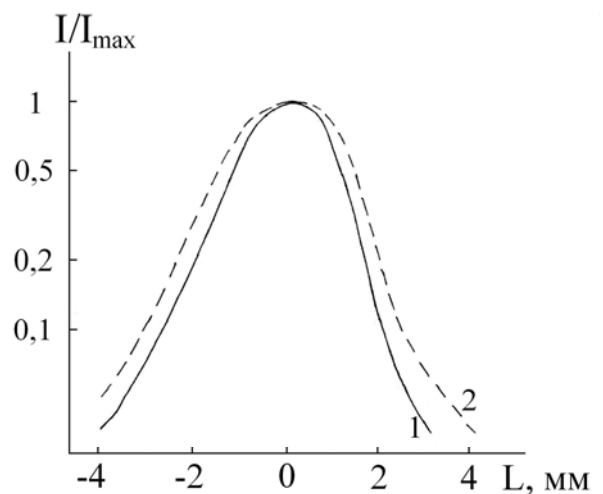


Рис. 2.

Для подтверждения этого были проведены дополнительные исследования, в которых ФП₁ располагался вблизи тыльной стороны

образца. Было показано, что при удалении ФП₁ от тыльной поверхности образца величина $T_{\text{изм}}^{\parallel}$ монотонно уменьшалась. Например, увеличение зазора между образцом толщиной 0.33 см и ФП₁ от 0.3 до 3 см приводило к уменьшению $T_{\text{изм}}^{\parallel}$ в 1.3 раза. При этом величина $T_{\text{изм}}^{\perp}$ оставалась постоянной, равной 0.5.

Для оценки величины уширения луча проводилось сканирование тыльной поверхности образца фотоприемником ФП₂ меньшей площади (0.2 x 0.2 см²). Изображение щели монохроматора размером 0.7 x 0.015 см² фокусировалось в центре образца с $d = 0.33$ см. ФП₂ перемещался вблизи тыльной поверхности пластины (площадью 1 x 1 см²) в направлении, перпендикулярном изображению световой щели и оси c . На рисунке 2 приведены зависимости интенсивностей I (нормированных на их максимальные значения I_{max}) от величины перемещения L при $h\nu = 0.85$ эВ. Из рисунка видно, что спад I / I_{max} с ростом $|L|$ в случае $E \parallel c$ (2) происходит заметно медленнее, чем в случае $E \perp c$ (1). Этот факт прямо указывает на уширение луча света при $E \parallel c$.

Таким образом, в случае $E \parallel c$ увеличение апертуры поляризованного луча света, проходящего через кристаллы моноклинной сингонии, является типичным. Мы полагаем, что этот эффект связан с упругими напряжениями, возникающими за счет особенностей кристаллической структуры таких кристаллов. Вряд ли эти напряжения вызваны дислокациями, поскольку их плотность в $ZnAs_2$ и $Zn_{1-x}Cd_xAs_2$ была невысока (менее 10^3 см⁻²). Вряд ли они связаны также с собственными дефектами или примесями, поскольку характер зависимости $T_{\text{изм}}^{\parallel}$ от $h\nu$ и d сохранялся, несмотря на сильное различие концентраций инородных атомов (Cd в твердых растворах). Более того, величина эффекта была заметно выше у $ZnAs_2$, чем у менее совершенных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xAs_2$ (при $h\nu = 0.85$ эВ, $d \cong 0.3$ см для этих кристаллов в аналогичных условиях $T^{\perp} / T_{\text{изм}}^{\parallel} \cong 17$ и 5 соответственно). В заключение отметим, что из-за большой величины эффекта моноклинные кристаллы представляют удобную модель для более детального исследования его природы.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.B. Jackson, N.M. Amer, A.C. Vocca, and D. Fournier //Appl. Optics. 1981. V. 20. № 8. P. 1333.
2. В.В. Григорьев, В.В. Зуев и др. //ФТП. 1990. Т. 24. № 11. С. 2031.
3. Н.В. Классен, Л.Л. Красильникова и др. //ФТТ. 1977. Т. 19. С. 521.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НАНОСЕКУНДНЫМИ СВЧ ИМПУЛЬСАМИ

В.Г. Андреев, В.А. Вдовин
ИРЭ РАН, Москва

Исследуются процессы возбуждения акустических сигналов в тонких металлических пленках. Рассматривается следующая задача. Импульс СВЧ излучения с длительностью порядка 10 нс падает на слоистую структуру, состоящую из радиопрозрачного стекла, поглотителя и жидкости. Постановка задачи соответствует работе [1]. В качестве поглотителя используются тонкие металлические пленки, контактирующие со слоем жидкости, толщина которого варьируется в пределах нескольких миллиметров. В пленке и граничащей с ней жидкости происходит преобразование СВЧ излучения в акустический импульс, который принимается широкополосным акустическим приемником и затем регистрируется цифровым осциллографом. Определим, что будем называть датчиком СВЧ импульсов устройство, объединяющее в себе акустический приемник и конструкцию слоистой структуры.

В экспериментах использовались алюминиевые пленки толщиной 1 – 10 нм, напыленные на кварцевую подложку. Воздействие осуществлялось импульсами излучения мощностью до 2 МВт на длине волны порядка 8 мм. Энергия в импульсе не превышала 1 мДж. Длительность огибающей СВЧ импульсов, измеренная по уровню 0.5 от пикового значения составляла 5.2 ± 0.4 нс. Для повышения плотности энергии на входе датчика использовались конические концентраторы с диаметрами выходного отверстия 10 и 20 мм. Акустический сигнал от датчика регистрировался цифровым осциллографом Tektronix 3032, синхронизация которого осуществлялась импульсом тока генератора СВЧ.

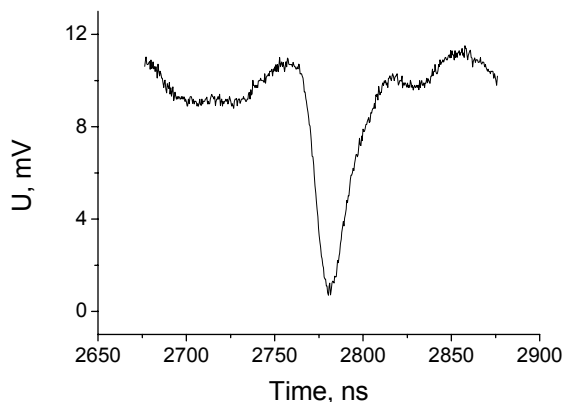


Рис.1. Импульс в системе кварцевая подложка – алюминиевая пленка (толщина 3.5 нм) – вода (4мм).

На рис. 1 показана осциллограмма сигнала, зарегистрированного датчиком на расстоянии 1 мм от плоскости выходного конуса СВЧ излучателя. Форма сигнала имеет вид однополярного акустического импульса с длительностью 18 нс. В качестве акустического приемника использовалась пленка ПВДФ толщиной 28 мкм.

Задержка акустического сигнала на 2.75 мкс

относительно СВЧ импульса соответствовала времени пробега звука по слою воды.

Ранее в работе [2] было показано, что коэффициент поглощения СВЧ волн имеет максимум при толщине пленки 2 - 3 нм, при этом величина этого максимума определяется диэлектрической проницаемостью граничащей с пленкой жидкости. Экспериментально были зарегистрированы профили акустических сигналов, возбужденные в алюминиевых пленках контактирующих с водой. Наиболее эффективное преобразование было отмечено при толщине алюминиевой пленки, равной 3.5 нм.

Теоретический анализ возбуждения акустического импульса в слоистой системе кварц - алюминиевая пленка – жидкость и расчеты для воды и этилового спирта показали, что генерация сигнала происходит в два этапа. На первом этапе происходит поглощение энергии СВЧ волны в пленке и выделение тепла. Затем тепло практически мгновенно диффундирует в жидкость, тепловое расширение которой и создает акустический сигнал.

Для проверки предложенного двухэтапного механизма термоакустической генерации в системе металлическая пленка – жидкость были проведены эксперименты с этиловым спиртом. На рис. 2 представлены осциллограммы линейного и нелинейного профилей акустического сигнала для этого случая. Использовался акустический приемник на основе пленки ПВДФ толщиной 28

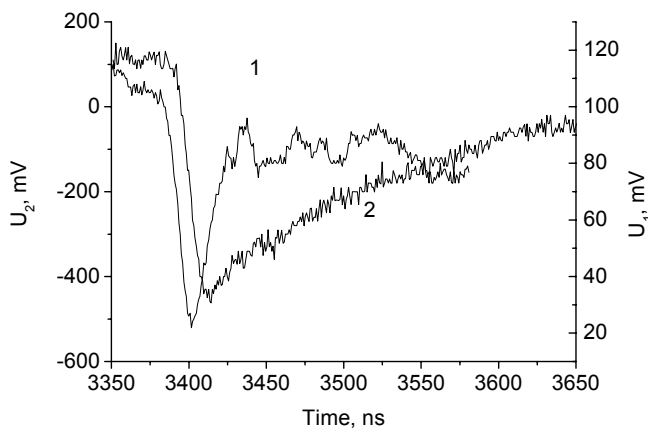


Рис.2. Линейный (1) и нелинейный (2) профили, возбужденные в системе кварцевая подложка – алюминиевая пленка (толщина 3.5 нм) – этиловый спирт (4мм).

мкм. Линейный импульс получен при расстоянии между источником СВЧ излучения (плоскость выходного окна) и датчиком равным 80 мм без использования конического концентратора.

Нелинейный – расстояние между торцом концентратора диаметром 20 мм (диаметр выходного окна СВЧ генератора 40 мм) и датчиком составляло 10 мм. Для проверки по задержке акустического сигнала

относительно СВЧ импульса определим скорость звука в спирте: $4 \text{ мм} / 3.4 \text{ мкс} = 1.18 \text{ мм} / \text{мкс}$ (табличное значение $1.2 \text{ мм} / \text{мкс}$). Чувствительность приемника 200 мВ/атм , тогда в нелинейном случае имеем 3 атм в максимуме, а в линейном 0.5 атм . Длительность фронта 16 -18 нс. При сравнении осциллограмм линейных акустических сигналов, генерируемых в воде (рис. 1) и в спирте (рис. 2, кривая 1), видно, что амплитуда импульса, возбужденного в спирте, во много раз превышает амплитуду импульса в воде. Следовательно, экспериментально зарегистрировано возрастание пикового давления акустического импульса, возбужденного в этиловом спирте. Это подтверждает двухэтапный механизм

термоакустической генерации в системе тонкая металлическая пленка – жидкость [2].

На рис.3 представлены осциллограммы нелинейных акустических сигналов для случая, когда в качестве приемника использовался кристалл ниобата лития, нагруженный на сопротивление 50 Ом. Кристалл ниобата лития обладает меньшей чувствительностью, по сравнению с приемником ПВДФ, но более широкой полосой пропускания до 100 МГц. Сигнал после прохождения по кабелю длиной порядка 10 м усиливался усилителем УЗ-33 и подавался на вход

цифрового осциллографа.

Использовалась

алюминиевая пленка толщиной 5 нм, граничащая со спиртом.

Интенсивность падающего СВЧ излучения повышалась с помощью конусного концентратора с выходным диаметром 10 мм. Импульс 1 был зарегистрирован в случае, когда датчик СВЧ излучения

находился на расстоянии 1 мм от торца концентратора, импульс 2 – датчик сдвинут на расстояние 3

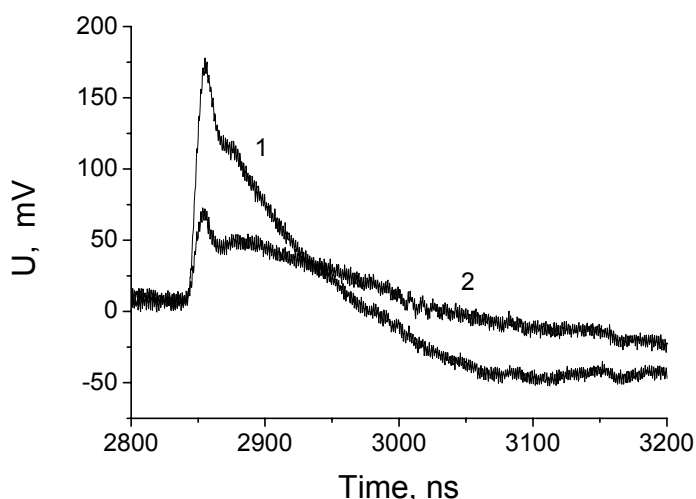


Рис. 3. Профили (1, 2) нелинейных сигналов, возбужденные в системе кварцевая подложка – алюминиевая пленка (толщина 5 нм) – этиловый спирт.

мм. Длительность фронта - 10 нс. Линейный профиль не регистрировался, сразу возникал импульс с длинным спадом. По виду нелинейных сигналов на рис. 2 и 3 можно предположить, что включается механизм релаксации среды (спирт). Для детального исследования этих процессов необходимо проведение дополнительных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 04-02-17462.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин, А.А. Карабутов //Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46. № 8-9. С. 787.
2. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин //Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т.48. № 10-11. С. 1006.

ВЕЙВЛЕТ-ПРОИЗВОДНАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ СЛОЖНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Е.А. Бондарева, Д.З. Галимуллин, Г.В. Фролова, М.Х. Салахов
Казанский Государственный Университет, физический факультет, кафедра оптики и спектроскопии

В спектроскопических исследованиях достаточно часто приходится сталкиваться со спектроскопическими контурами, у которых внутренняя структура является неразрешённой или плохоразрешённой. Такие спектры малоинформативны. Необходимую информацию можно получить, зная параметры отдельных полос, входящих в состав сложного спектра. Поэтому разложение сложного контура на элементарные составляющие является важной задачей прикладной спектроскопии и необходимо для дальнейшей интерпретации спектроскопических данных.

Для решения этой задачи разработано большое количество методов. Одним из самых эффективных и популярных является метод производной спектрометрии. Производная спектрометрия представляет собой мощный математический инструмент, позволяющий увеличить разрешение перекрытых линий за счет линейного преобразования исходного контура и определить его параметры. Однако следует отметить, что численное дифференцирование экспериментальных данных представляет собой некорректную задачу. Для получения устойчивой оценки производной необходима регуляризация решения.

В данной работе разрабатывается алгоритм численного дифференцирования на основе непрерывного вейвлет-преобразования. Поскольку операция дифференцирования коммутативна с операцией вейвлет-преобразования:

$$W(a, b)[\partial_n^t(f(t))] = (-1)^n \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot \partial_t^n[\psi_{ab}^*(t)] dt \quad (1)$$

то в вейвлет-пространстве дифференцирование иррегулярного сигнала можно свести к дифференцированию вейвлета, который задаётся в аналитическом виде. Таким образом, задача дифференцирования является корректной в вейвлет-области и нет необходимости в регуляризации решения.

Методика изначально апробировалась на модельном суммарном профиле, состоящем из дисперсионного и доплеровского контуров, с наброшенным шумом 5%. Применение методики вейвлет-производной спектрометрии дало хорошие результаты, чёткое разделение линий.

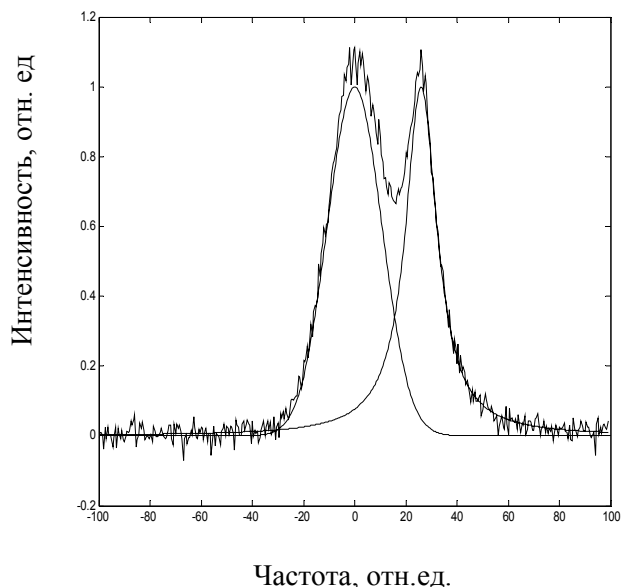


Рис. 1. Модельный профиль, состоящий из Гауссовского и Лоренцовского контуров, с наложенным шумом 5%.

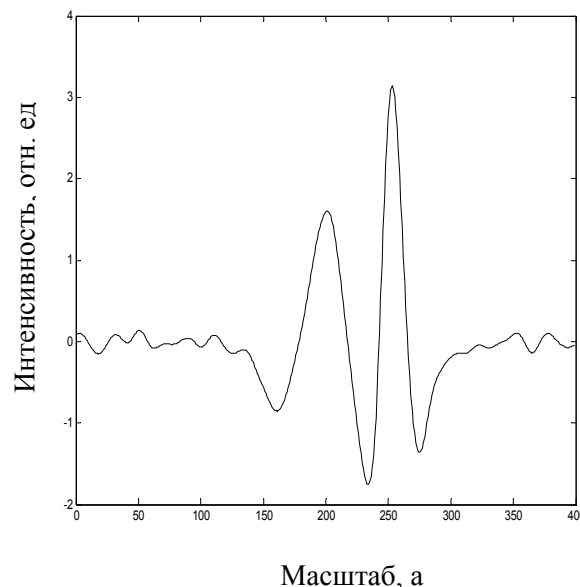


Рис. 2. Вейвлет-производная от модельного профиля 2-го порядка, 5 масштаб.

Алгоритм численного дифференцирования применяется для экспериментального ИК-спектра 1,2- бромфторэтана, который имеет конформационно неоднородный состав.

На рисунке 4 показаны результаты дифференцирования экспериментального спектра с использованием вейвлет-анализа. Из полученных результатов следует, что компоненты полос сложного спектра разрешаются. Следовательно, приложения этого алгоритма позволяют нам определять тонкую структуру полос 573 см^{-1} , содержащую две компоненты различных конформеров. В жидком состоянии 1,2-бромфторэтан представляет собой смесь транс- и гош- конформеров, которые соответствуют внутреннему вращению группы CH_2Br относительно связи $\text{C}-\text{C}$. Полосы поглощения, связанные с колебаниями $\text{C}-\text{Br}$ в диапазоне $400-700 \text{ см}^{-1}$ хорошо подходят для изучения внутреннего вращения молекул. Полоса 680 см^{-1} (транс-конформер) и 450 см^{-1} (гош-конформер) попадают в этот спектральный диапазон. Также в этом диапазоне находится полоса 573 см^{-1} , которая обладает некоторыми свойствами, позволяющими заключить, что она сложная (составная) и относится к разным конформерам. Это полоса асимметричная, ее полуширина примерно вдвое больше, чем полуширина вышеупомянутых полос. При изменении температуры и растворителя в спектре 1,2-бромфторэтана происходят перераспределение интенсивности компонент.

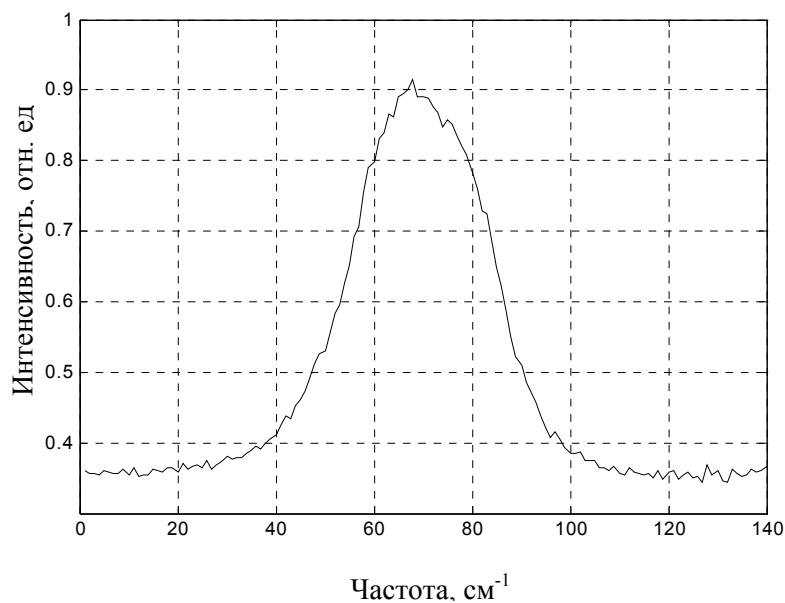


Рис. 3. Экспериментальный ИК спектр 1,2-бромфторэтана.

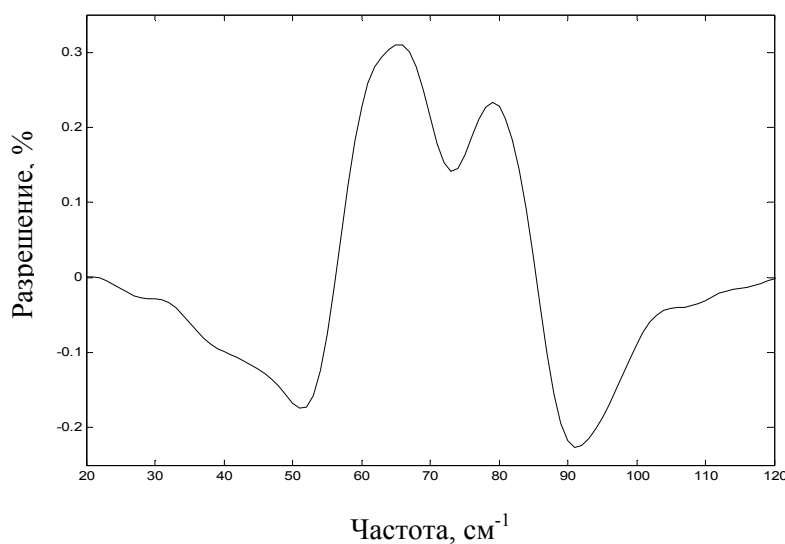


Рис. 4. Вейвлет-производная от экспериментального спектра 2-го порядка, 5 масштаб.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Х. Салахов, С.С. Харинцев “Математическая обработка и интерпретация спектроскопического эксперимента” Казань, 2001.
2. Н.М. Астафьева // Успехи физических наук. 1998. Т. 166. № 11.
- I. Daubechies “Ten lectures on wavelets” New York, 1992.
3. Г.Г. Ильин, М.Х. Салахов, Е.В. Сарандаев “Уширение спектральных линий в плазме и газах” Казань, 1998.

ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛАЗЕРНАЯ ТЕРАПИЯ И ДИАГНОСТИКА
ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ НОВЫХ ТИПОВ
ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ

Е.С. Воропай¹, М.П. Самцов², К. Н. Каплевский¹, Д.Г. Мельников¹,
Л.С. Ляшенко¹

¹ - Белорусский государственный университет

² - НИИ ПФП им. А.Н. Севченко

Фотодинамическая лазерная терапия (ФДТ) относится к числу нетрадиционных методов лечения. В настоящее время фототерапия злокачественных новообразований с использованием в качестве фотосенсибилизаторов в основном соединений порфиринового ряда широко используется во многих странах мира (в странах СНГ используется например фотофрин, фотосенс) [1-4]. Для большинства из порфириновых фотосенсибилизаторов соединений основным механизмом, обуславливающим фотоцитотоксическое действие связывается с участием синглетного кислорода, поэтому в условиях гипоксии эффективность таких препаратов может снижаться [4].

Данная работа посвящена изучению возможностей и перспектив применения в качестве фотосенсибилизаторов трикарбоцианиновых красителей, которые относятся к классу полиметиновых (цианиновых) красителей [5-10]. В работе исследовались синтезированные нами соединения, представляющие собой красители с тремя вениленовыми группами в полиметиновой цепочке и различными заместителями R_i. [8-9]. Проведены исследования спектрально-люминесцентных характеристик молекул в различных растворителях, отличающихся физическими свойствами (полярностью, вязкостью и др.). В работе проанализированы свойства ПК при изменении вида анионов (Br, I и BF₄). В качестве модельных биоструктур в работе использованы клетки штамма HeLa. Спектры поглощения и флуоресценции исследованных красителей в клетках при введении в диапазоне концентраций близки по форме к спектрам в органических растворителях и в сыворотке крови. При концентрации вводимого красителя 2÷10 мкг/мл содержание красителей в клетках колеблется в пределах от 10⁻¹⁰ до 1,5·10⁻⁸ моль на 10⁶ клеток. Положение максимумов полос в клетках близки к спектрам поглощения красителей в органических малополярных растворителях, таких как хлористый метилен (ХМ) и дихлорбензол (ДХБ). В целом на основании проведенного анализа спектров поглощения исследованных ПК в клетках HeLa и малополярных растворителях сделан вывод о том, что в клетках молекулы красителей локализованы в области с низкой диэлектрической проницаемостью и не контактируют с водой.

Для измерений использовалась серийная и разработанная аппаратура-спектрофотометр PV 1251A фирмы Solar, спектрофлуориметр Fluorolog

фирмы Spex и импульсный спектрофлуорометр[11]. Результаты измерений сгруппированы в нижеприводимой таблице для нескольких растворителей: дихлорбензола (ДХБ), этанола, физиологического раствора (ФР) и для клеточных структур HeLa.

Таблица 1. Спектрально-люминесцентные характеристики красителей

Среда	ФР	Этанол	ДХБ			HeLa	
Анион	Br, I, BF ₄	Br, I, BF ₄	Br	I	BF ₄	Br	BF ₄
$\lambda_{\text{макс}}^{\text{п}}$, нм	704	724	742	741	740	738	739
$\lambda_{\text{макс}}^{\text{фл}}$, нм	741	750	764	767	765	766	765
$\Delta\lambda_{1/2}^{\text{п}}$, нм	129	50	83	60	55	60	56
$\Delta\lambda_{1/2}^{\text{фл}}$, нм	102	52	66	59	54	66	60
$\varepsilon \times 10^{-5}$, М ⁻¹ ·см ⁻¹	0.7	2.8	1.5	1.6	1.7	2.0	2.0
$\phi_{\text{фл}}$ (20 ⁰ С)	0.02	0.22	0.45	0.42	0.38	0.23	0.22
<i>P</i> , % (15 ⁰ С)	-	24.9	16.0	16.1	17.5	36.2	36.4
τ , нс (20 ⁰ С)	0.5	1.1	1.9	1.8	1.6	1.4	1.4

Концентрация красителей 10⁻⁶М; $\lambda_{\text{макс}}^{\text{фл}}$ – длина волны максимума флуоресценции при $\lambda_{\text{возб}}=690$ нм; $\lambda_{\text{макс}}^{\text{п}}$ – длина волны максимума поглощения; $\phi_{\text{фл}}$ – квантовый выход флуоресценции при $\lambda_{\text{возб}}=690$ нм; *P* – степень поляризации флуоресценции при $\lambda_{\text{возб}}=\lambda_{\text{макс}}^{\text{п}}$ и $\lambda_{\text{рег}}=\lambda_{\text{макс}}^{\text{фл}}$; τ – время жизни молекул в первом возбужденном синглетном состоянии при $\lambda_{\text{рег}}=\lambda_{\text{макс}}^{\text{фл}}$.

Изучена фотоактивность ПК и с пониженным содержанием кислорода (гипоксии) в сравнении с фотосенсибилизатором порфиринового ряда хлорином еб, механизм фотоактивности которого связан с образованием синглетного кислорода. В ходе экспериментов *in vitro* обнаружена способность новых красителей повреждать опухолевые клетки в гипоксических условиях. При этом наибольшая доля погибших клеток (76±5 % при 10 мВт/см²) наблюдается для катионных аналогов красителя с анионом Br ($B=(4,8\pm 0,5)\cdot 10^{-2}$), тогда как для других соединений, более эффективно генерирующих ¹O₂ ($B=(7,7\pm 0,7)\cdot 10^{-2}$ и $(6,1\pm 0,6)\cdot 10^{-2}$), происходит повреждение только около 30% клеток. В тоже время при достигнутом уровне гипоксии фотоактивность известного фотосенсибилизатора хлорина еб практически исчезает.

Проведены эксперименты на животных *in vivo* по исследованию их флуоресценции и кинетики накопления. Коэффициент контрастности (отношение концентрации в опухоли к концентрации в здоровой мышечной ткани) для разных соединений лежит в пределах от 1.2 до 3.6, а для отдельных препаратов свыше 5. Для облучения использовалось излучение созданного лазерного источника (мощность ~ 1 Вт, $\lambda - 740$ нм), для диагностики комплекс с с лазерным источником возбуждения с $\lambda=682$ нм. В экспериментах на животных установлено, что новые препараты позволяют обеспечить тотальную гибель тканей опухолевых узлов на всю глубину (~20 мм) и полную излечиваемость после облучения. Показана работоспособность препаратов в условиях гипоксии с эффективностью аналогичной для клеточных структур. Показано, что при $\lambda_{возб}=682$ нм флуоресценцию фотосенсибилизатора ($\lambda_{max}=760$ нм) возможно регистрировать с глубины тела животных до 1,5-2,5 см. В целом проведенные исследования указывают на несомненную перспективность данных соединений для терапии и диагностики. В настоящее время мы ведем работу по оптимизации структуры соединений, а также методики и аппаратуры для фотодинамической лазерной терапии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Ф. Странадко // Лазерная медицина. 1997. Т.1. В.1 С. 13.
2. Е.Ф. Странадко // Российский онкологический журн. 2000. № 4. С. 52.
3. T.J. Dougherty // Photochem. Photobiol. 1993. V. 53. № 6. P. 895.
4. E. Delaey, A. Vandebogaerde, W. Merlevede et.al. // J. Photochem. and Photobiol. 2000. V. 56. P. 19.
5. E.S. Voropay, M.P. Samtsov, A.P. Lugovskiy et.al. // Proc. SPIE. 2002. V. 4749. P. 221.
6. Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский и др. // Вестн. БГУ. Сер. 1. Физ. Мат. Инф. 2000. Т. 2. С. 28.
7. Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский // Журн. прикл. спектр. 2003. Т. 70. С. 635.
8. Е.С. Воропай, А.П. Луговский, М.П. Самцов и др. // Патент РБ № 3569 от 15.05.2000 г. по заявке № 961036 от 04.11.1996 г.
9. Е.С. Воропай, А.П. Луговский, М.П. Самцов и др. // Патент РБ №7296 от 5 мая 2005 г. по заявке № 20020154 от 26 февраля 2002 г.
10. Yu.P. Istomin, E.N. Alexandrova, V.N. Chalov, E.A. Zhavrid, E.S. Voropay, M.P. Samtsov, A.P. Lugovsky, A.A. Lugovsky, I.S. Mikhailovsky // Experimental oncology. 2004. V.26. N 3. P. 226.
11. Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский, А.Е. Радько, К.А. Шевченко // Вестник БГУ. Серия 1: Физ. Мат. Информ. 2002. №3. С. 7.

ДВУХВОЛНОВОЙ ГЕТЕРОДИННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР НА БАЗЕ
ФЕМТОСЕКУНДНОГО ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ
ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ
ИМПУЛЬСОВ В СИЛЬНО РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

В.М. Гордиенко¹, А.Н. Коновалов², А.С. Хоменко¹
¹Физический факультет и МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова,
²ИПЛИТ РАН

Принципы работы лазерной гетеродинной рефлектометрии во многом аналогичны принципам работы ОКТ, которая является одним из высокоэффективных бесконтактных методов диагностики структуры сильно рассеивающих объектов с высоким пространственным разрешением [1]. При этом глубина проникновения фемтосекундного лазерного излучения внутрь среды зависит от её поглощающих и рассеивающих свойств. Поглощение для непрозрачных рассеивающих объектов в ИК-диапазоне, как правило, меньше по сравнению с видимым диапазоном. Использование излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера на длине волны 1.25 мкм является перспективным в качестве инструмента для исследования широкого класса объектов (биоткани, пористые полупроводники и др.). С другой стороны в диапазоне длин волн от 500 до 700 нм коэффициент поглощения для водосодержащих объектов гораздо меньше, чем в ИК-диапазоне [2]. Поэтому для исследования такого рода объектов выгоднее использовать вторую гармонику фемтосекундного хром-форстеритового лазера.

Целью работы является создание схемы двухволнового оптического гетеродинного рефлектометра, использующего основное фемтосекундное излучение и излучение на длине волны второй гармоники (0.625 мкм) для исследования динамики распространения сверхкоротких световых импульсов в сильно рассеивающей структурно-неоднородной среде.

Когерентный рефлектометр построен на базе гетеродинной схемы регистрации обратно рассеянного излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера [3]. Длина волны основного излучения 1.25 мкм, длительность импульса 50 фс, частота повторения импульсов 110 МГц, средняя мощность 100 мВт. В схему встроен также генератор второй гармоники на основе кристалла LBO. Эффективность преобразования основного излучения во 2-ую гармонику составляла около 8%.

Бумага является примером наиболее доступного пористого (структурно-неоднородного) сильно рассеивающего объекта. Изучение структуры бумаги представляет также интерес и в практическом плане. Нами решалась следующая задача - в рамках единого эксперимента

выполнить исследование динамики распространения сверхкоротких световых импульсов как в ИК (1.25 мкм), так и в видимом (0.625 мкм) диапазонах в сильно рассеивающей среде с высоким пространственным разрешением (~15 мкм, определяется длительностью светового импульса).

На экспериментальных реализациях полученных сигналов (см. Рис. 1) видно поведение гетеродинного сигнала, обусловленного интерференцией рассеянного и опорного излучения. Оно связано с наличием многократного рассеяния, приводящего к заметной задержке фотонов внутри бумаги. Видно быстрое возрастание сигнала от баллистических фотонов (t_1 и t_2 , фотоны отразившиеся от передней и задней границ и не испытавшие актов рассеяния) и длинный “хвост” многократно рассеянных в среде фотонов. В [4] показано, что при увеличении длины волны зондирующего излучения коэффициент отражения от бумаги практически не меняется. Причем коэффициент анизотропии g ($g = \langle \cos \theta \rangle$, где θ - угол рассеяния фотонов в среде) слабо связан с длиной волны, а среднее расстояние между рассеивающими поверхностями бумаги зависит только от её типа. Т.е. среднее расстояние между рассеивающими поверхностями бумаги обратно пропорционально её плотности. Поскольку коэффициент поглощения в бумаге в видимом (0.6 мкм) и в ближнем ИК-диапазоне (1.25 мкм) весьма мал, то им можно пренебречь [4].

Для длины волны зондирующего излучения 0.625 мкм (Рис. 1b.) реализация полученного нами сигнала является качественно другой. В полученной зависимости хвост многократно рассеянных фотонов появляется позже баллистических фотонов, что может быть связано с гораздо большей эффективностью процесса рассеяния внутри бумаги на длине волны 0.625 мкм по сравнению с аналогичной величиной на длине волны 1.25 мкм (Рис. 1a.). Поэтому сигнал от многократно рассеянных фотонов на длине волны 0.625 мкм запаздывает. В докладе обсуждается возможность оценки среднего времени жизни фотонов в рассеивающей среде. Из представленных зависимостей видно, что отношение сигнал/шум для объекта на длине волны второй гармоники ухудшается на порядок по сравнению с длиной волны основного излучения (1.25 мкм). Методы повышения отношения сигнал/шум в гетеродинном рефлектометре будут обсуждены в докладе.

Таким образом, нами был создан двухволновой гетеродинный рефлектометр на базе фемтосекундного хром-форстеритового лазера, работающий на длинах волн 1.25 и 0.625 мкм с высоким временным разрешением порядка 50 фс. На примере бумаги с помощью гетеродинного рефлектометра исследована динамика распространения сверхкоротких световых импульсов в структурно неоднородной сильно рассеивающей среде на длинах волн ближнего ИК (1.25 мкм) и видимого (0.625 мкм) диапазонов.

Двухволновой гетеродинный рефлектометр является перспективным при исследовании водосодержащих структурно-неоднородных рассеивающих сред.

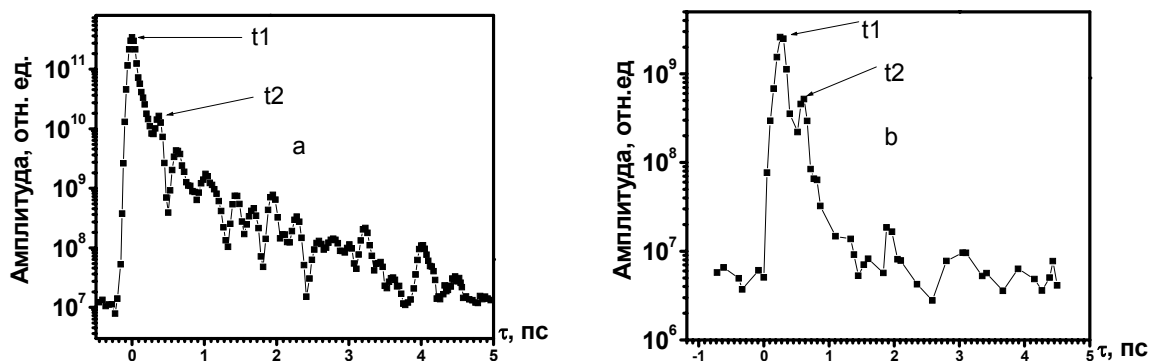


Рис. 1. График зависимости мощности многократно рассеянного излучения от времени задержки в бумаге для длин волны фемтосекундного лазерного излучения: а- 0.625 мкм, б-1.25 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Е. Brezinski, J.G. Fujimoto // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. 1999. V. 5. № 4. P. 1185.
2. “Прикладная лазерная медицина”, Редакторы Х.П.Берлиен, Г.Й.Мюллер, Н.И.Коротеев, О.С.Медведев, Центр Лазерной и Медицинской Технологии, Берлин, 1996.
3. К.П. Бестемьянов // Квантовая Электроника. 2004. Т. 34. № 7. С. 666.
4. J. Carlsson, P. Hellentin, L. Malmqvist, A. Persson, W. Persson, and C-G. Wahlstrom // Applied Optics. 1995. V. 34. № 9. P. 1528.

О ВЛИЯНИИ ДВУМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА КОНВЕРСИЮ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОД ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ
ПОВЕРХНОСТИ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.Д. Господчиков, Е.В. Суворов, А.Г. Шалашов
ИПФ РАН, Нижний Новгород

В последние годы интерес к проблеме линейной конверсии нормальных мод в плавнонеоднородной магнитоактивной плазме заметно усилился в связи с задачами высокочастотного нагрева и диагностики плазмы в тороидальных магнитных ловушках, используемых в исследованиях УТС. Это связано с достижением режимов с улучшенным удержанием в современных токамаках и с развитием альтернативных систем типа сферических токамаков и оптимизированных стеллараторов, для которых характерны сравнительно низкие магнитные поля при высокой плотности плазмы. Все чаще стали реализовываться режимы удержания, в которых плотность в центральных областях плазменного шнура превышает критическое значение для распространения электромагнитных мод, используемых в традиционных схемах ЭЦ-нагрева и диагностики плазмы (таких, как обыкновенная волна на первой ЭЦ-гармонике или необыкновенная волна на второй гармонике). Одна из возможностей по преодолению указанных трудностей связана с линейной трансформацией электромагнитных волн в электростатические бернштейновские волны, которые свободно распространяются в закритической плазме и эффективно взаимодействуют с плазмой в широком диапазоне циклотронных гармоник. В тороидальной плазме электронные бернштейновские волны могут эффективно возбуждаться в процессе так называемой О-Х-В трансформации, предсказанном теоретически в [1] и экспериментально реализованном на целом ряде установок [2]. В этом процессе введенная со стороны слабого магнитного

поля обыкновенная (О) волна вблизи поверхности критической плотности трансформируется в необыкновенную (Х) волну, которая, в свою очередь, в окрестности верхнего гибридного резонанса трансформируется в электронную бернштейновскую волну. Эффективность всего процесса в основном определяется эффективностью трансформации О-волны в Х-волну (О-Х трансформации).

Большинство теоретических результатов, относящихся к процессам линейной трансформации волн в ЭЦ-диапазоне, были получены в рамках одномерного приближения, в котором предполагалось, что плотность плазмы изменяется вдоль одного выделенного направления. Были найдены коэффициенты О-Х трансформации и законы преобразования проходящих через область трансформации волновых полей. Обзор современных результатов одномерной теории был дан в работе [3]. Важность неодномерных эффектов для трансформации электромагнитных волн в электронные бернштейновские волны вблизи верхнего гибридного резонанса была отмечена довольно давно [4], однако их роль в процессах О-Х трансформации долгое время оставалась неисследованной. В последнее время возникло понимание, что в реальных установках одномерное приближение может оказаться недостаточным и для описания О-Х трансформации. Так, например, было показано, что для сферического токамака MAST ширина области непрозрачности (основной параметр, характеризующий одномерную трансформацию) может варьироваться в пределах размера вводимого в плазму волнового пучка на величину порядка нескольких длин волн вследствие изменения магнитного поля на поверхности трансформации, что приводит к необходимости более точного анализа с учетом эффектов, связанных с неодномерной геометрией области трансформации.

В настоящей работе схема исследования процесса О-Х трансформации в двумерно-неоднородной геометрии токамака. Путем

ряда физически понятных упрощений было получено укороченное эталонное волновое уравнение, описывающее распределение волнового поля в области трансформации. Получено полное решение эталонного волнового уравнения, включающее как прошедшую, так и отраженную волну, с помощью этого решения были найдены выражения для коэффициентов трансформации и отражения волновых пучков, переходящие в предельном случае одномерной геометрии в известные выражения для коэффициентов в одномерном приближении. Проведен анализ распределений амплитуд полей с учетом фазовых соотношений. В результате сформулированы правила пересчета волновых полей, проходящих и отражающихся от области трансформации. В частности, для падающего, прошедшего и отраженного пучков определена процедура сшивки геометро- или квазиоптических решений вдали от области трансформации, что позволяет использовать стандартные (без учета взаимодействия) коды для моделирования процесса О-Х трансформации. Рассмотрено несколько конкретных примеров, в которых связь волновых полей до и после области линейного взаимодействия удается записать в достаточно компактном аналитическом виде.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Preinhalter and V. Kopecky // J. Plasma Phys. 1973. V. 10. P. 1.
 2. H.P. Laqua, V. Erckmann, H.J. Hartfuß et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3467.
 3. А.В. Тимофеев // УФН. 2004. Т. 174. № 6. С. 609.
- А.Д. Пилия, В.И. Федоров // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. № 1. С. 389.

АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ
ГРАНУЛИРОВАННЫХ СРЕД

И.Н. Диденкулов¹, С.А. Лобастов², В.В.Чернов¹

¹Институт прикладной физики РАН

²Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ

Акустические методы диагностики различных, в том числе природных сред, находят широкое применение. В последние годы все большее внимание уделяется изучению нелинейных акустических процессов с целью поисков путей их использования в задачах диагностики. Нелинейные эффекты в нормальных акустических средах хорошо изучены [1]. В последние годы большой интерес вызывают эффекты в средах с сильной нелинейностью и, в частности, медленные, так называемые логарифмически-временные процессы, отражающие медленную динамику среды под действием волновых явлений [2-4]. Такие процессы наиболее ярко проявляются в средах со сложной микроструктурой: грунтах, горных породах и т.п. [2-4].

В данной работе представлен акустический метод, позволяющий отслеживать изменение локальных физических параметров грунта. Рассмотрено воздействие сейсмических волновых импульсов, возникающих при подрыве малых зарядов, расположенных на поверхности грунта, на изменение параметров грунта.

Для регистрации этого воздействия мы использовали метод, основанный на «мешающем», с точки зрения качественных сейсмических измерений явлении установочного резонанса. Известно, что при установке сейсмических приборов – сейсмоприемников (СП) либо излучателей, на грунт, возникает механический резонанс системы датчик-грунт, зависящий от условий контакта, свойств грунта, массы датчика и т.д. Экспериментальному и теоретическому рассмотрению амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) сейсмоприемников (СП) массой M и радиусом основания r_0 , установленного на грунте с определенными параметрами, посвящен ряд работ, проанализированных в [5]. Для расчета АЧХ в них предложены различные модели системы «СП-упругий грунт», начиная с простейших систем с сосредоточенными параметрами (масса M на пружине с упругостью, соответствующей упругости грунта), и кончая моделью, рассчитанной численно. Из расчетов видно, что АЧХ СП на грунте имеет вид фильтра низких частот. Частота F , при которой достигается максимум АЧХ системы СП-грунт, имеет вид:

$$F = \frac{0,212V_p \sqrt{M \rho r_0}}{M + 0,82 \rho r_0^3},$$

где V_p - скорость продольных волн в грунте, ρ - плотность грунта, M - масса датчика, r_0 - характерный размер области контакта. На рис.1 показана типичная АЧХ датчика колебательной скорости типа СВ-10. Увеличение скорости распространения продольных волн в грунте, также как и увеличение его плотности, приводит к повышению частоты резонанса и увеличению ширины полосы пропускания. С увеличением радиуса основания или уменьшения массы СП частота резонанса смещается в область высоких частот. При этом резко снижается амплитуда резонансного пика и возрастает ширина полосы пропускания системы.

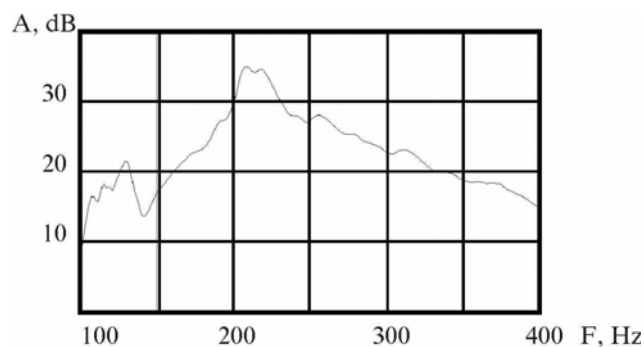


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика датчика вертикальной компоненты колебательной скорости, установленного на поверхности грунта типа суглинков.

Таким образом, если под действием каких-либо причин произойдет изменение упругих параметров грунта, то это отразится на изменении АЧХ и ФЧХ системы датчик-грунт. Регистрируя такие изменения можно отслеживать реакцию параметров грунта на внешние воздействия. Чувствительность метода позволяет регистрировать изменение свойств грунта как под действием естественных атмосферных условий, так и зондирующих внешних сейсмоакустических полей.

В данной работе исследовалось влияние на свойства грунта сейсмических волн, возникающих при подрыве небольших зарядов. Заряды располагались на глубине 30 см под поверхностью грунта на расстоянии 2м от точки измерения. Измерения АЧХ и ФЧХ системы проводились периодически в течение 5 часов. Полученная зависимость частоты максимума АЧХ от времени приведена на рис.2. Из данных на рис.2 можно видеть, что на начальном участке времени наблюдается постепенное возрастание частоты максимума. Это объясняется тем, что, несмотря на незначительную массу системы (около 100 г), после установки ее на грунт начинается процесс его уплотнения под действием веса измерительной системы. Начиная с 15,5 часов производились подрывы зарядов массой 10 г с интервалом 15-30 мин. Из рисунка видно, что возбуждаемая в грунте сейсмическая волна вызывает резкое уменьшение частоты максимума, которое затем возрастает в течение 5-10 минут до исходного значения. После очередного подрыва этот процесс повторяется.

Это свидетельствует о том, что на фоне процесса уплотнения грунта происходит кратковременное его разуплотнение под действием сейсмической волны от взрыва. Следует отметить, что сейсмическая волна от взрыва малых зарядов на расстоянии 2 м является слабой, то есть распространяется как линейная волна.

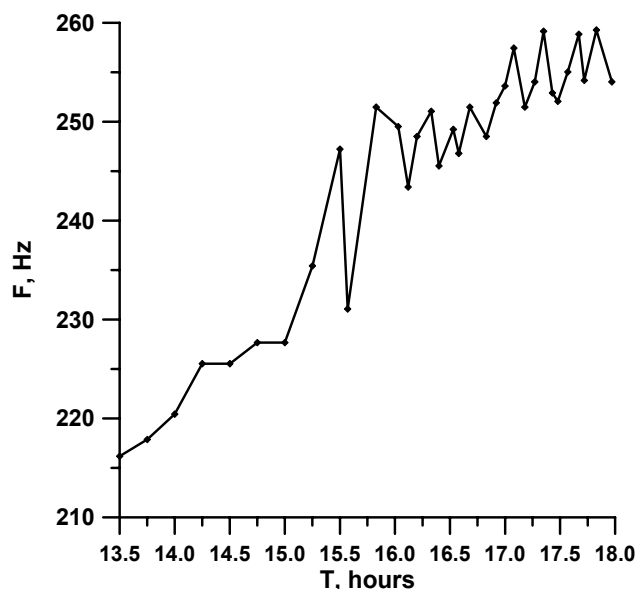


Рис. 2. Зависимость частоты максимума АЧХ системы датчик-грунт от времени.

Таким образом, рассмотренный метод позволяет осуществлять высокочувствительный контроль изменений параметров грунта под действием различных факторов окружающей среды, а также сейсмических волн от сторонних источников. Он может найти применение для изучения изменчивости свойств и других гранулированных сред.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (04-02-17187).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.К.Зарембо, В.А.Красильников “Введение в нелинейную акустику”. М.: Наука, 1966.
2. J. TenCate, J.E. Smith, R.A. Guer // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1020.
3. В.В. Чернов // Тр. 4 конф. по радиофиз. Н.Новгород. 2000. С. 279.
4. А.Г. Гамбурцев // В кн: Разработка концепции мониторинга природно-технических систем. Сб. науч.тр. Т.1, М.: ИФЗ РАН. 1993. С. 9.
5. В.В. Гуцин, В.В. Чернов // В кн: Физические технологии в машиноведении. Сб. науч. тр. Вып. 2. Н.Новгород: Интелсервис. 2000. С. 41.

РЕГИОНАЛЬНЫЙ МОНИТОРИНГ ИОНОСФЕРЫ НА БАЗЕ
РАДИОЗАТМЕННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
GPS/GLONASS

В.И. Захаров, В.Е. Куницын

Кафедра физики атмосферы Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Исследование атмосферы и ионосферы, изучение процессов в этих неоднородных средах объединяет большой ряд геофизических задач, включая и взаимосвязи в системе Земля – атмосфера - ближний космос. Динамики появления возмущений важна как для изучения проходящих в ионосферной плазме процессов, так и для ряда приложений, например, навигационных. Для оперативного получения данных используются дистанционные методы диагностики, особое место среди них занимают методы радиозондирования, имеющие развитую техническую базу (в том числе и с использованием различных спутников и систем).

В докладе обсуждаются возможности восстановления и интерпретации получаемых в модельных радиозатменных экспериментах данных о неоднородных ионосферных структурах разных типов – спорадические слои, ионосферный провал, экваториальная аномалия с различными пространственными характеристиками.

1. Радиозатменный (РЗ) или рафрактометрический метод зондирования как источник информации о высотном ходе коэффициента преломления (рефракции) в околопланетной среде известен давно [1-2].

В схеме эксперимента по РЗ просвечиванию один спутник наблюдает радиовосход (или заход) другого, на котором имеется передатчик электромагнитных волн. При движении спутников осуществляется разрез сред зондирования, причем ионосфера может исследоваться отдельно от атмосферы. В эксперименте регистрируются амплитуда и рефракционный сдвиг рабочих частот сигналов, связанные с углом рефракции зондирующей волны в среде. Для системы GPS рабочие частоты равны 1575.42 МГц и соответственно 1227.6 МГц .

В случае сферически слоистой среды вертикальный профиль показателя преломления связан с профилем угла рефракции преобразованием Абеля. Восстановленный профиль показателя преломления пересчитывают в профили электронной концентрации. Вертикальное разрешение в описываемом эксперименте для радиоволн дециметрового диапазона определяется размером первой зоны Френеля, которая составляет для ионосферы Земли порядка сотен м – нескольких км. Горизонтальное разрешение в плоскости просвечивания определяется длиной пути луча в слое толщиной порядка высоты максимума слоя F2 составляет порядка $L_{ion} \sim 2000 \dots 3000$ км.

2. Для земной атмосферы и ионосферы **интересны** прежде всего **вариации параметров этих сред**, что приводит к требованиям высокой точности определения самих параметров [2-7], которая потенциально была достигнута лишь в последние десять - пятнадцать лет. Вместе с тем, полученные серийные данные [4-5] и ряд оценок [6-9] показывают, что влияние сред распространения сигнала на точности восстановления параметров сравнимы или даже превосходят влияние аппаратных погрешностей. Динамика возмущений в изучаемых средах и возникающая в сложных случаях многолучевое распространение [7,9] сигналов, а взаимовлияние сред затрудняет интерпретацию получаемых результатов.

3. **Представленные в докладе результаты получены** в ходе вычислительного “end-to-end modeling” эксперимента для квазиреальных ионосферных ситуаций - рассматривались случаи горизонтально-неоднородной ионосферы с масштабами неоднородностей в несколько сотен км - тысяч км (а такой ионосфера бывает почти всегда). Методика моделирования описана, например, в [6,7]. **В ряде случаев восстановленные профили не имеют ряда характерных особенностей, заданных при моделировании конкретных ситуаций в ионосфере.**

- Структуры типа “**ионосферный провал**” плохо разрешаются радиозатменным методом. Дело в том, что неоднородность, в которой отмечено уменьшение электронной концентрации, восстанавливается по данным об угле рефракции (или оптическом пути) на фоне регулярного хода, который в характерных ионосферных условиях значительно больше вклада от провала. Поэтому, указанная структура начинает качественно походить на оригинал при большой протяженности – не менее 2000 км.

- Структуры типа “**спорадический слой**”, связанные с локальным превышением электронной концентрации над фоновым значением, уверенно локализируются по высоте своего местоположения. В этом случае характерным является “размазанность” структуры на область порядка L_{ion} и амплитудные значения восстанавливаются с большими ошибками, зависящими от размеров структуры.

- Для структур, имеющих наклон относительно местной горизонтали, например, ориентированных вдоль местного магнитного поля наряду с описанными особенностями восстановления в реконструкции характерно изменение указанного наклона. К таким структурам можно отнести **экваториальную ионосферную аномалию**, обладающую устойчивыми структурными особенностями и активно ныне изучаемую.

- Положение неоднородных структур может быть смещено вдоль поверхности Земли для ионосферы на величины порядка 50-200 км. Это связано с тем, что при решении обратной задачи положение восстановленного значения индекса рефракции приписывается точке перигея луча. Отметим, что величина этого смещения зависит от степени

возмущенности ионосферы, что также затрудняет интерпретацию получаемых результатов.

Подводя краткий итог применению РЗ методик к мониторингу ионосферы можно отметить, что они оказались весьма информативными и эффективными для плавных и глобальных структур с определенными характерными пространственными размерами для атмосферы и ионосферы. В случае присутствия в среде неоднородностей различной природы метод дает локально не нормированные ошибки, причем возможность независимой интерпретации только полученных этим методом данных резко ухудшается. Все перечисленное позволяет утверждать, что однозначная интерпретация наблюдаемых данных только для радиозатменных экспериментов в ионосфере невозможна.

Очевидна целесообразность использования радиотомографических (РТ) данных с наземным приемом и данных квазикасательного зондирования с трасс спутник–спутник, т.е. совместное использование РТ и РЗ методов. Проведенное ранее моделирование [10] показало, что комбинированное применения радиотомографических (РТ) и РЗ методов позволяет улучшить качество реконструкций, например, улучшается вертикальное разрешение радиотомографических реконструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.A. Phinney, D.L. Anderson // Jour. Geoph. Res. 1968. V. 73. № 5. P. 1819.
2. О.И. Яковлев // М.: РФФИ, 1998.
3. E.R. Kursinski, G.A. Hajj, W.I. Bertiger, et al. // Sci. 1996. V. 271. № 5252. P. 1107.
4. R. Ware, M. Exner, D. Feng, M. Gorbunov // Bull. Amer. Meteor. Soc. (BAMS), 1996. V. 77. № 1. P. 19.
5. “Earth observation with CHAMP. Results from three years in orbit.”
Editors : C. Reigberg, H. Luhr, P. Schwintzer, J. Wickert. Springer, 2005.
6. Захаров В.И., Куницын В.Е. // Вестн. МГУ. Сер.3 - Физ., Астроном., 1998. N 4. С.45.
7. В.И. Захаров, В.Е. Куницын // Вестн. МГУ. Сер.3 - Физ., Астроном. 1999. № 4. С. 46.
8. V.E. Kunitsyn, V.I. Zakharov, N.A. Berbeneva, et al. // Phys. Chem. Earth (A). 2001. V. 26. № 3. P. 131.
9. M.E. Gorbunov, A.S. Gurvich, L. Kornbluech // Rad. Sci. 2000. V. 35. № 4. P. 1025.
10. Е.С. Андреева, Н.А. Бербенева, В.И. Захаров, и др. // Радиотех. 2000. № 1. С. 74.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМПЕНИЯ И
МЕТЕОПАРАМЕТРОВ В РАДИОЗАТМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ,
СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ РАДИОЗОНДОВ

В.И. Захаров, А.М. Падохин, Е.А. Леонтьева
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Развитие различных дистанционных методов зондирования атмосферы требует разработки методов верификации получаемых данных, и, прежде всего, анализа точности контактных методов измерения метеопараметров, считающихся эталонными. Особенно это важно при формулировке требований, выдвигаемых метеорологической практикой к развивающимся дистанционным методам зондирования. В работе оценены погрешности определения метеопараметров с помощью радиозондов, а также рассмотрены несколько алгоритмов восстановления профилей метеорологических параметров из профилей показателя преломления и влияние априорной информации о состоянии атмосферы на точность такого восстановления.

Основой большинства радиофизических методов зондирования атмосферы являются различные спутниковые системы, например навигационные системы GPS и ГЛОНАСС. Достоинствами этих систем является покрытие всего земного шара, высокая точность, оперативность и непрерывность получаемой информации. Одним из таких методов является рефрактометрия атмосферы в радиозатменных экспериментах. В классической схеме эксперимента на низкоорбитальном ИСЗ осуществляется прием навигационных сигналов со спутников системы GPS, распространяющихся квазикасательно к поверхности Земли. Под влиянием атмосферы происходят изменения напряженности поля и частоты навигационных сигналов, эти эффекты регистрируются и дают информацию о показателе преломления в атмосфере и ионосфере. Для специального мониторинга Арктического региона, где существуют особые трудности при получении метеорологической информации, были разработаны и запущены два малых ИСЗ – ODIN и CHAMP, на которых установлены приемники GPS- сигналов. Получаемые этим методом данные весьма оперативны, а для указанного региона вообще не имеют альтернатив.

Основным источником ошибок восстановления показателя преломления в атмосфере при применении RO метода является наличие метеорологических структур, имеющих различные пространственные градиенты. Эти ошибки могут быть предварительно оценены и скорректированы при наличии априорной информации об атмосфере, например по данным трассировки региональных моделей высокого разрешения, таких как модели семейства NIRNAM [3].

Показатель преломления в свою очередь связан с метеопараметрами в нижней атмосфере и электронной концентрацией в ионосфере [1].

Система уравнений для восстановления метеопараметров (уравнение гидростатики, уравнение состояния и зависимость показателя преломления от метеопараметров) является незамкнутой. Следовательно, необходимы независимые данные для ее замыкания. В качестве такой информации может выступать предположение о незначительности вклада водяного пара в показатель преломления, априорная информация о приземном значении температуры или интегральном содержании водяного пара. К недостаткам данных методов можно отнести их неустойчивость по отношению к априорным данным. Так, смещение априорного температурного профиля от исходного на ± 3 °С, приводит к относительным ошибкам в восстановлении давления порядка 1%, и к ошибкам восстановления влажности порядка 45%÷50% на высотах до 4 км, (70% на высотах около 7 км). Изменение градиента априорного профиля на 3%÷10% приводит к средним по высотному диапазону ошибкам восстановления водяного пара равным 12%÷60% (до высот 4 км), и порядка 0.6%÷1.2% при восстановлении давления (до высоты 10 км).

Предложенный метод задания априорной информации об интегральном содержании водяного пара фактически эквивалентен методу задания априорной информации о приземном значении температуры, и таким образом дает сходные точности восстановления метеопараметров.

В целом, методика может применяться на небольших высотах, ~ 8 км, т.е. на высотах, где еще существенно содержание водяной пара.

Рассматриваемые алгоритмы тестировались на данных региональной модели Арктического региона NIRNAM4, а так же на данных о показателе преломления атмосферы, полученных в реальных радиозатменных экспериментах на ИСЗ CHAMP (GFZ-Potsdam).

Полученные результаты показывают, что в ряде случаев источником ошибок может служить поле влажности, не учет которого может приводить к относительным ошибкам порядка 10% для приземных значений температуры и порядка 5% для приземных значений давления. Наличие априорной информации позволяет уменьшить максимальные относительные ошибки восстановления давления до 1%, а также восстанавливать поле влажности с точностью порядка 10% для приземных значений. Полученные результаты могут быть использованы для прогноза возможных ошибок в реальных экспериментальных данных и для создания процедур коррекции этих данных.

Возникает задача сравнения точностей дистанционных методов, основанных на восстановлении высотных профилей метеопараметров из профиля показателя преломления, и традиционных методов получения метеоданных, например использующих данные радиозондов.

Так как радиозонд производит измерения непосредственно в той точке, в которой находится, то его высота может быть определена, используя полученные радиозондом профили метеопараметров, а также совершенно независимо она может быть зафиксирована наземными станциями. Разность этих высот dZ характеризует ошибку в определении геопотенциала и может быть пересчитана в ошибки определения метеопараметров. Для оценки ошибок определения метеопараметров с помощью радиозондов, использовались данные из архива УКМО за период с 19.07.01 по 09.07.03 (около 4 000 высотных профилей). Получено, что ошибка в определении высоты геопотенциала может достигать 150 м. на высотах порядка 10 км, и приводит к ошибкам в определении давления порядка 5 мбар, в определении температуры 7К и в определении влажности порядка 25 % на этих высотах. Проведено сравнение точности контактного метода и дистанционных методик. Получено, что на высотах до 6 км контактный метод в целом точнее дистанционного, особенно в определении относительной влажности (где точность контактного метода может быть выше в несколько раз). На высотах около 7-8 км методы дают примерно одинаковые точности определения давления и температуры. На больших высотах, где уже почти отсутствует водяной пар (9-20 км), относительные ошибки восстановления влажности в обоих методах могут быть не нормированы (т.е. достигать 100%). Точность дистанционного метода в измерении давления на таких высотах в несколько раз выше, а точности определения температуры примерно совпадают. Таким образом, показано, что на определенном интервале высот точности определения метеопараметров радиозондом и дистанционными методами примерно совпадают, причем дистанционные методики позволяют получать данные более оперативно, а также из более труднодоступных областей.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Е. Gorbunov and A.S. Gurvich // Radio Science. 1993. V. 28. № 4 P. 595.
2. О.И. Яковлев // Труды XI всероссийской школы-конференции по дифракции и распространению волн. Москва, 1998. С. 171.
3. V. Kunitsyn, V Zakharov, K. Dethloff, A. Weisheimer, M. Gerding, R. Neuber, A. Rinke, I. Hebestadt // Physics and Chemistry of the Earth. 2004. V. 29. P. 277.

ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.А. Карабутов, Н.Б. Подымова
Физический факультет МГУ

Введение.

В настоящее время существуют различные методы обнаружения и локализации поверхностных и объемных дефектов. Для нахождения поверхностных изъянов образца используется оптический и акустический методы микроскопии и профилометрии поверхности. Недостатком оптического метода является трудность работы с сильно шероховатыми и слабо отражающими поверхностями. В случае же использования стандартной акустической микроскопии для диагностики поверхности возникают проблемы из-за т.н. $V(z)$ эффекта, т.е. когда происходит интерференция падающей и вытекающих волн.

Для дефектоскопии объема используется более широкий набор методов. К ним относятся магнитный, вихревой, ультразвуковой и т.д. Каждый из них исследуется образец на предмет наличия искажений в переменном магнитном поле или в отраженном или прошедшем сигналах. Для исследования механических повреждений целесообразно использовать ультразвуковой метод. В ультразвуковой дефектоскопии исследование объектов происходит различными способами, которые делятся на категории по типу исследуемого сигнала (эхо импульс или прошедший сигнал), по способу генерации сигнала (пьезоэлектрический генератор, ударные волны и т.д.), по геометрии волнового фронта (сферический, плоский, цилиндрический).

В настоящей работе предлагается использовать оптико-акустический метод возбуждения ультразвукового импульса с последующей его фокусировкой сферической линзой. Он удобен тем, что за счет термооптического механизма возбуждается акустическая волна широкого спектра частот. Ультразвуковой сигнал представляет собой короткий видеоимпульс, что обеспечивает высокое пространственное разрешение (в продольном направлении). Поперечное разрешение и протяженность зоны обзора данной системы определяются соответственно диаметром перетяжки и длиной фокальной области ультразвукового пучка.

Экспериментальная установка.

Опто-акустический преобразователь представляет собой призму, пропускающую световые и акустические волны, с закрепленным на малом (верхнем) основании пьезоэлементом – приемником ультразвука. На большом основании находится ОА генератор. Ниже его располагается сферическая акустическая линза. Преобразователь закрепляется на

трехкоординатном трансляторе и вместе с объектом контроля помещается в иммерсионную жидкость (вода). В работе использовался YAG:Nd³⁺ лазер с диодной накачкой и модуляцией добротности, длительность 10 нс, энергия 100 мкДж и аналого-цифровой преобразователь с частотой дискретизации 100 МГц. Синхронизация работы установки производилась от лазерного импульса. Излучение лазера по оптоволокну доставлялось к оптико-акустическому преобразователю и направлялось через окошко призмы на ОА генератор. При поглощении лазерного импульса происходит тепловое расширение нагреваемого слоя ОА-генератора и возбуждение плоских ультразвуковых волн. Одна из них распространяется по призме к пьезоприемнику, а вторая фокусируется акустической линзой на поверхность образца. Проходя от поверхности линзы до фокуса и обратно, сигнал дважды дифференцируется и его форма изменяется по сравнению с первоначальной. После того как отраженный импульс проходит через линзу фронт ультразвуковой волны опять становится плоским. Далее плоская волна распространяется по ОА призме к приемнику. Подобная схема позволяет отделить отраженный от поверхности сигнал от опорного сигнала по времени прихода. Таким образом, не происходит наложения импульса, излучаемого ОА генератором, с сигналом от поверхности, содержащим информацию об объекте. Временной трек сигнала на приемнике через АЦП поступает на компьютер, который управляет трансляторами.

Проведение эксперимента.

Оси транслятора выбираются так, чтобы X и Y находились в средней плоскости образца, а ось Z выходила из нее, образуя с X, Y правую тройку. Для исследования объектов со сложной геометрией поверхности необходимо знать скорость звука в иммерсионной жидкости и фокусное расстояние в ней. Их измерение происходит за счет опускания преобразователя до поверхности образца вдоль оси Z на известное расстояние. Скорость звука рассчитывается как

$$c = \frac{\Delta l}{2\Delta\tau},$$

где Δl - расстояние между двумя положениями на трансляторе по оси Z, $\Delta\tau$ - временная задержка на треке сигнала между максимумами отраженных сигналов в этих положениях.

Для определения положения фокуса преобразователь тоже перемещается к поверхности образца маленькими шагами, между которыми происходит анализ положения максимума отраженного сигнала. Среди этих максимумов выбирается наибольшее значение, положение

которого и принимается за фокус, а сканирование прекращается в случае уменьшения отраженного сигнала по сравнению с ним в $\sqrt{2}$ раз.

После измерения значений скорости звук и положения фокуса преобразователь фокусируется на поверхности образца и начинается сканирование поверхности. Траекторией сканирования был выбран меандр. При переходе в новую точку сканирования проводилась фокусировка преобразователя. Изменение положение по оси Z сохранялось и в дальнейшем, исходя из него, строилась карта поверхности образца.

Характеристики фокусированного преобразователя.

Как отмечалось ранее, пространственное разрешение определяется диаметром и длиной фокальной области ультразвукового пучка. Исследование диаметра фокальной перетяжки производилось путем перемещения преобразователя через острый край вдоль оси, перпендикулярной к краю поверхности. Производилась фокусировка прибора на поверхности образца, а затем его смещение, при котором фиксировалась максимальная амплитуда отраженного сигнала. На основе этих данных строился график зависимости амплитуды сигнала от смещения и, после его дифференцирования, производилась аппроксимация гауссовой функцией. Диаметр фокальной перетяжки находился как ширина этой функции. Для осей X и Y они оказались близки и составили $0,52 \pm 0,02$ мм. Исходя из этого, можно утверждать, что форма фокальной перетяжки близка к круговой. Измерение зависимости амплитуды отраженного сигнала от высоты производилось аналогично процедуре нахождения фокального расстояния, рассмотренного выше, за тем лишь исключением, что сканирование начиналось тогда, когда фокус находился под поверхностью образца, а заканчивалось на фиксированном расстоянии от образца. Были измерены диаметры пучка при фокусировке на различных расстояниях от поверхности. Согласно этим измерениям площадь пучка увеличивается в 2 раза на расстояниях, при которых максимум отраженного сигнала уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с его значением при фокусировке на поверхность. Таким образом, длина перетяжки определяется как ширина на графике зависимости амплитуды отраженного сигнала от высоты на уровне $1/\sqrt{2}$ от максимального значения. Она составила $6,3 \pm 0,2$ мм.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ И ИХ ФАНТОМОВ С МОДЕЛЬНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

А.И. Коробов, М.Ю. Изосимова, Е.В. Прохорова

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет кафедра акустики

В настоящее время активно разрабатываются различные методы выявления пораженных участков тканей человека на самой ранней стадии развития болезни, когда лечение является еще сравнительно легким и эффективным [1-2]. На данный момент наиболее эффективным, а также самым дорогим способом обнаружения раковых опухолей является диагностика с помощью ЯМР-томографа, в то время как акустические медицинские приборы намного дешевле и, согласно современным медицинским стандартам, безвредны (в отличие от рентгеновской томографии) [1-2].

Целью нашей работы являлось обнаружение неоднородностей в фантомах биологических тканей. В основе были положены методы бесконтактного неразрушающего контроля материалов [3-4].

Для экспериментального исследования колебаний фантома биологических тканей нами использовалась автоматизированная экспериментальная установка (рис.1), основным измерительным прибором которой является сканирующий лазерный виброметр фирмы *Polytec PSV-300*. Виброметр позволяет просканировать колеблющуюся поверхность, восстановить форму ее колебаний на основной частоте и гармониках и провести спектральный анализ поступившего сигнала.

Для возбуждения колебаний в исследуемом образце использовался бесконтактный (дистанционный) метод. В этом случае колебания поверхности исследуемого объекта вызывалось с помощью акустического электродинамического динамика в диапазоне частот до 10 кГц. Также для возбуждения использовались пьезокерамические преобразователи, которые непосредственно крепились на исследуемом объекте. Следует отметить, что возбуждение колебаний в фантомах с помощью динамика оказалось более эффективным по сравнению с возбуждением пьезокерамикой.



Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

В качестве образцов использовались фантомы биологических тканей разной формы из резиноподобного материала с различными дефектами или включениями. Упругие свойства таких материалов подобны упругим свойствам мягких биологических тканей. В первом образце был сделан воздушный пузырек диаметром ~ 1.5 мм. Во втором образце включен твердый силикагелевый шарик диаметром 3 мм. В последнем образце был сделан визуально хорошо различимый воздушный пузырек диаметром ~ 8.5 мм, который, после того как из него был удален воздух, оставил расслоение в виде круглого пятна такого же диаметра.

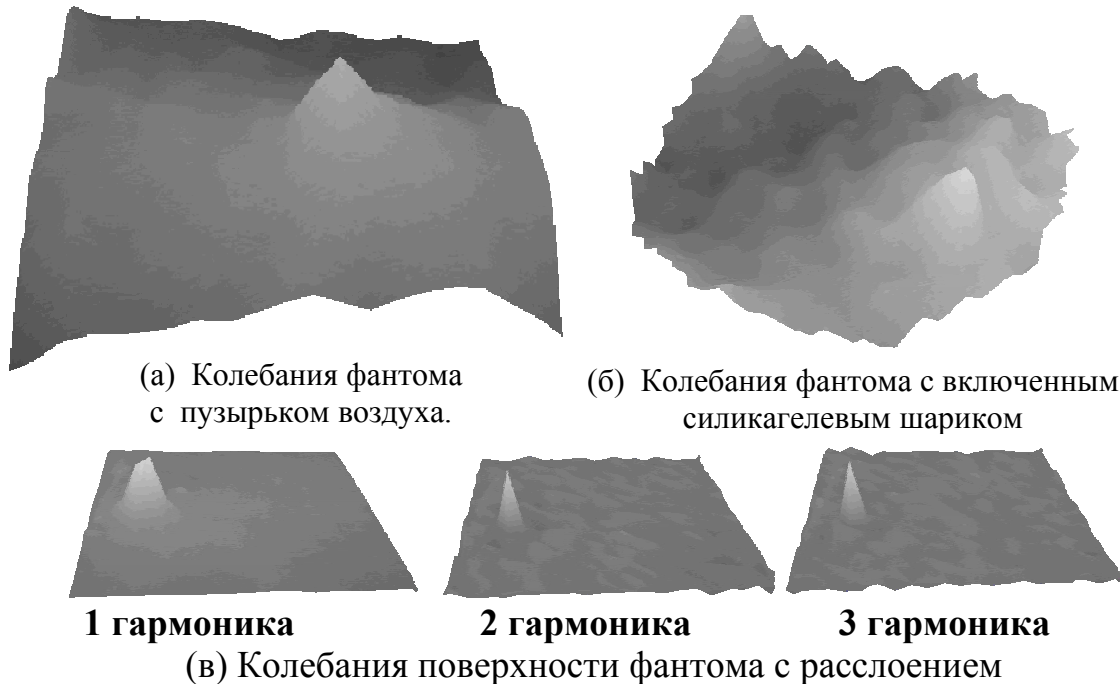


Рис. 2. Визуализация колебаний фантомов с модельными дефектами.

В результате визуализации колебаний фантомов на частоте 7кГц были локализованы пузырек воздуха (рис. 2а) и шарик (рис. 2б). Расслоение в последнем образце было обнаружено на частоте 4.225 кГц. В области дефекта наблюдалось резкое увеличение амплитуды колебаний поверхности на основной частоте. В образце с расслоением кроме основной частоты, дефект в фантоме наблюдался на второй и третьей гармониках основной частоты (рис. 2в). Следует отметить, что с течением времени сигнал в области дефекта на гармониках исчезал. Появление сигнала на частотах гармоник мы объясняем «хлопающей нелинейности», возникающей на границе расслоения. Исчезновения нелинейности мы связываем с «залечиванием» со временем расслоения. («Залечивание» полости можно было наблюдать визуально.)

Кроме того, нами были проведены исследования по визуализации пульсовых волн. В качестве объекта исследования была взята поверхность руки на месте разветвления одной из артерий. Сигнал периферического пульса лучевой артерии является одним из наиболее информативных

физиологических сигналов. Он несет в себе информацию о многих физиологических процессах, протекающих в организме. В частности, здесь находят свое отражение, как процессы высших уровней регуляции, так и чисто гемодинамические показатели сердечно-сосудистой системы. Основное назначение исследования сигнала пульсовой волны является диагностика ранней стадии гипертонии.

Было проведено сканирование в 155 точках участка ($2.5 \times 2 \text{ см}^2$) поверхности кисти левой руки. На рис. 3 видно место разветвления артерии и пульсовый характер распространения кровотока по ней.

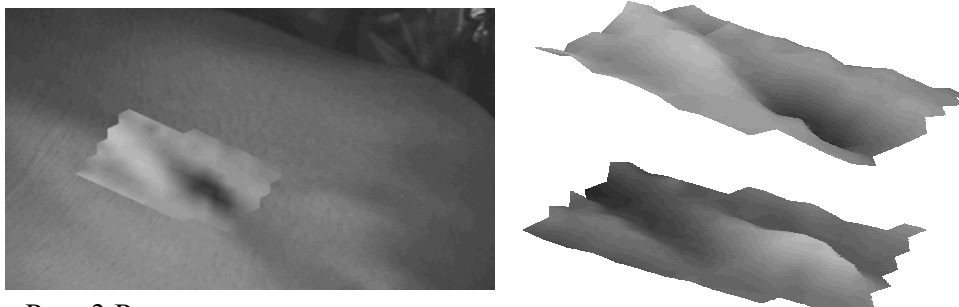


Рис. 3 Распространение пульсовых волн по артерии кисти руки.

Выполненные нами эксперименты показали, что методы нелинейной акустической вибродиагностики могут оказаться эффективными при диагностике биологических тканей.

Работа выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-4449.2006.2 и грантов РФФИ №05-02-16327-а и №06-02-16658-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Ремизов “Медицинская и биологическая физика” М.: Высшая школа, 1996.
2. “Применение ультразвука в медицине. Физические основы.” Под ред. К. Хилла. М.: Мир, 1989.
3. О.В. Руденко // Дефектоскопия. 1993. №8. С. 24.
4. А.И. Коробов, М.Ю. Изосимова // Акуст. Журн. 2006. № 3.

ЭЛЕКТРОННО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ТИТАНЕ

А.И. Коробов, Н.И. Одина, А.Н. Экономов, А.Н. Бадулина, Т.В. Агеева
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Под электронно-топологическим переходом (ЭТП) понимается изменение топологии поверхности Ферми (ПФ) металлов путем легирования или внешних воздействий [1]. При плавном изменении одного из параметров (температуры, давления или концентрации примесей) энергия Ферми может проходить через особенность в плотности электронных состояний, что вызывает аномальное поведение ряда физических величин, в частности, таких, как скорость звука и тепловое расширение [2]. Ранее электронно-топологический переход наблюдался как в монокристаллах ряда металлов, в том числе - титана [2], так и в монокристаллах сплавов (висмут-сурьма, магний-литий).

Об экспериментальном наблюдении ЭТП в поликристаллических металлах нам не известно. Поэтому представляют интерес экспериментальные исследования, связанные с наблюдением в поликристаллах титана аномалий в температурной зависимости термодинамических параметров, в частности, теплового расширения и скорости звука, связанных с электронно-топологическим переходом.

Как известно, введение примесей приводит к размытию поверхности Ферми [3]. Если аномалии, связанные с электронно-топологическим переходом, превышают величину этого размытия, то электронно-топологический переход наблюдается и в сплавах. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что во многих сплавах с близкими свойствами, в том числе в титане, концентрационное размытие достаточно мало и ЭТП сохраняется [3].

Вопрос о том, «выживают» ли связанные с ЭТП аномалии наблюдаемых параметров в поликристаллических металлах, рассматривался в теоретических исследованиях. В работе [4] теоретически был рассчитан поверхностный импеданс в условиях аномального скин-эффекта для поликристаллов, состоящих из кристаллитов с разными типами поверхностей Ферми, и было показано, что эффективный поверхностный импеданс поликристаллических металлов действительно выявляет особенности в окрестности электронно-топологического перехода. При этом было найдено, что в том случае, если для монокристалла в окрестностях критической точки импеданс не очень чувствителен к ориентации кристаллографических осей, в поликристалле особенность будет того же типа, если же зависимость сильная – то характер особенности может изменяться.

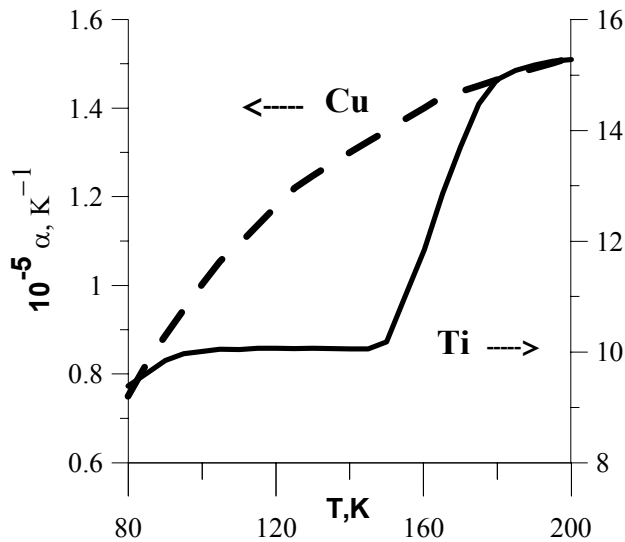


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплового расширения от температуры.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований электронно-топологического перехода в поликристаллическом титане, выполненных фотоакустическим (ФА) и акустическим методами. Фотоакустический эффект заключается в генерации акустических волн в твердом теле при поглощении им модулированного излучения. При этом термоупругое смещение поверхности, регистрируемое

пьезоэлектрическим датчиком как напряжение между его электродами и называемое ФА сигналом, прямо пропорционально коэффициенту теплового расширения исследуемого образца.

В работе [2] были приведены экспериментальные результаты исследования температурной зависимости двух главных компонент тензора теплового расширения монокристалла титана в ГПУ фазе и установлено, что поведение компоненты теплового расширения, параллельной гексагональной оси, аномально: она становится отрицательной при $T < 165\text{K}$. Наблюдаемые особенности связывались с близостью к электронно-топологическому переходу. Температурная зависимость рассчитанного по данным [2] эффективного коэффициента теплового расширения для поликристалла титана в предположении хаотического распределения кристаллитов приведена на рис 1. Видно, что аномалия коэффициента теплового расширения должна сохраняться и для поликристаллического образца. На этом же рисунке для сравнения

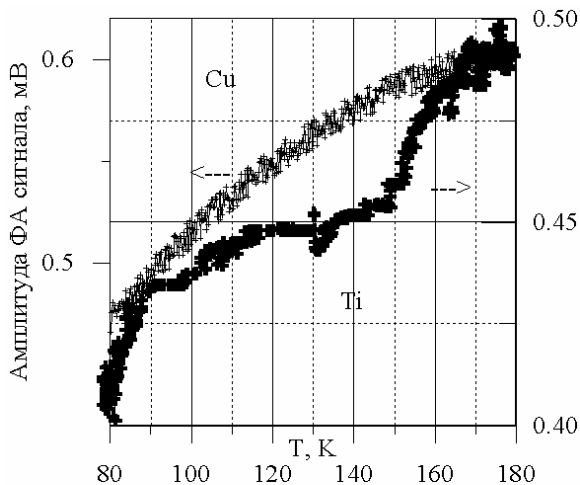


Рис.2. Зависимость амплитуды ФА сигнала от температуры.

приведена температурная зависимость коэффициента теплового расширения меди (которая не испытывает фазовых переходов в этом температурном интервале) по данным [5].

Результаты экспериментально исследования образца поликристаллического титана фотоакустическим методом представлены на рисунке 2. Измерялась поперечная компонента смещения с освещенной стороны

образца при непрерывном гармоническом возбуждении. В качестве контрольного образца использовалась фольга из поликристаллической меди (99,9%). Видно, что на температурной зависимости амплитуды ФА сигнала в области температур 150-160 К для титана присутствует аномалия в виде ступеньки, которой не наблюдается для меди. Видно хорошее соответствие между данными, полученными в настоящей работе (рис.2), и данными других авторов (рис.1).

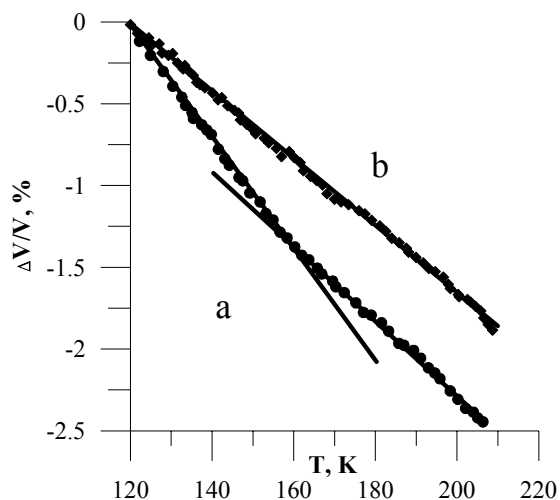


Рис. 3. Зависимость относительного изменения скорости звука от температуры.

а). На контрольном образце, выполненном из стали, такая аномалия отсутствует (кривая b).

Таким образом, проведенные исследования дают основания полагать, что наблюдавшиеся в образце поликристаллического титана при $T \sim 160$ К аномалии температурной зависимости амплитуды фотоакустического сигнала и скорости акустических волн могут быть связаны с электронно-топологическим переходом.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-4449.2006.2 и грантов РФФИ № 05-02-16327-а и 06-02-16658-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.М.Лифшиц // ЖЭТФ.1960. Т.38. №5. С. 1569.
2. В.И. Нижанковский, М.И.Кацнельсон, Г.В. Песчанских, А.В.Трефилов // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т.59. №10. С. 693.
3. Н.В. Башкатов, Н.Л.Сорокин // ФТТ, 1989. Т. 31. №5. С. 326.
4. I.M. Kaganova, M.I. Kaganov // Phys. Rev. B. 2001. V.63. No 5. P. 54202-1.
5. T.A.Nahn // J. Appl. Phys. 1970, V.41. No 13. P. 5096.

ИЗМЕРЕНИЕ СДВИГОВОГО МОДУЛЯ УПРУГОСТИ РЕЗИНОПОДОБНОГО ПОЛИМЕРА МЕТОДОМ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Т.Б. Крит, С.А. Цысарь, В.Г. Андреев

Кафедра акустики, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Измерение сдвигового модуля резиноподобных материалов, близких по своим теплофизическим и акустическим параметрам к мягкой биологической ткани является важной составляющей ряда задач по проведению экспериментов, относящихся к медицинской акустике. В работах [1, 2] предложен метод кратковременной эластографии, в работе [3] – метод вдавливания.

В настоящей работе проводилось измерение модуля сдвига методом крутильных колебаний. Также установка позволяла проводить измерения методом статической нагрузки. Измерения проводились в полимерном образце (производитель MF manufacturing Co), помещенном между двумя соосными цилиндрами разных радиусов. Внутренний цилиндр имеет возможность вращаться вокруг оси на подшипниках, установленных в нижней и верхней (съемной) части установки, что обеспечивает надежное центрирование внутреннего цилиндра. Внешний цилиндр неподвижен. Высота цилиндров $l = 6$ см, радиус внутреннего цилиндра $r = 1.5$ см, внешнего – $R = 2$ см, толщина слоя полимера $h = 0.5$ см. Поверхности цилиндров, обращенные к слою образца, изготавливались из специального деревянного покрытия для того, чтобы избежать отрыва образца от стенок при больших деформациях. На оси устанавливалось зеркало, жестко связанное с внутренним цилиндром. На зеркало направлялся луч лазера, отражался от него и попадал на измерительную

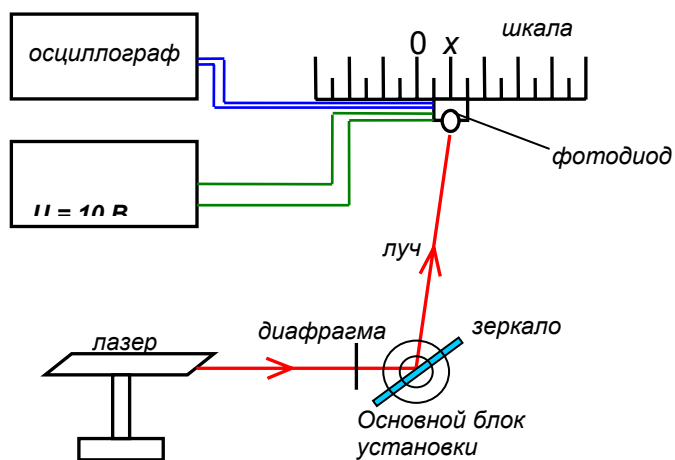


Рис. 1. Общая схема установки

шкалу. При повороте внутреннего цилиндра на угол φ отраженный луч поворачивался на удвоенный угол 2φ . По известному расстоянию зеркала от шкалы L (≈ 80 см) и отклонению отраженного луча x , рассчитывался угол поворота цилиндра, а впоследствии угол деформации элементарного объема образца α по формулам:

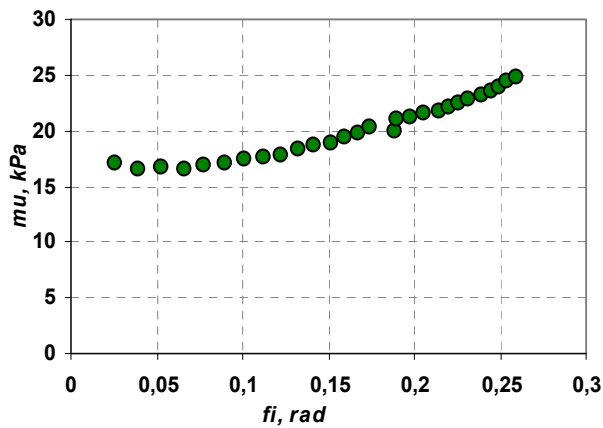


Рис. 2. Зависимость модуля сдвига от угла поворота внутреннего цилиндра

внутренний цилиндр. Зная отклонение отраженного луча по шкале x и параметры установки, находилось значение сдвигового модуля μ упругости образца по формуле:

$$\mu = \frac{mghl_n L}{\pi r^3 l x}$$

Значение сдвигового модуля, полученное данным методом при малых деформациях, составило $\mu = 19.0 \pm 0.7$ кПа. Зависимость модуля сдвига от угла поворота внутреннего цилиндра была нелинейной, она приведена на Рис. 2.

Измерения сдвигового модуля также осуществлялись с помощью возбуждения в системе крутильных колебаний. Для этого на оси внутреннего цилиндра закреплялись дополнительные цилиндры, что повышало момент инерции и снижало частоту колебаний для упрощения процедуры их регистрации. На шкале помещался фотодиод, связанный с

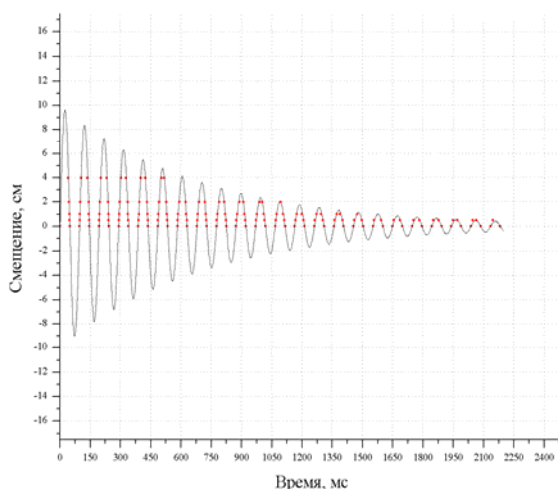


Рис. 3. Вид колебаний в системе. Точками показаны эксп. данные, линией - аппроксимация

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{x}{L} \right), \quad \alpha = \frac{r}{h} \varphi.$$

В статическом режиме измерений на плечи приложения отклоняющей силы (длина каждого плеча $l_n = 5.64$ см) прикладывалась симметричная нагрузка в виде резервуаров, наполняемых водой. Масса воды m создавала отклоняющую силу, которая определяла момент возвращающей силы, действующей от образца на

цифровым осциллографом (Tektronix 3032B) и регистрирующий момент прохождения отраженным лучом точки закрепления фотодиода. Система отклонялась на первоначальный угол A , а затем отпускалась. На осциллографе наблюдался ряд регистрируемых импульсов. Изменяя положение диода на шкале и сохраняя угол начального отклонения A

постоянным, был собран набор точек, которые впоследствии аппроксимировались кривой вида (Рис. 3)

$$\varphi = Ae^{-t\delta} \cos(t\omega + \xi),$$

по которой находилась частота колебаний ω , а также коэффициент затухания δ . По значению частоты и параметрам установки определялось значение модуля сдвига μ и коэффициента сдвиговой вязкости η по формулам:

$$\mu = \frac{Ih\omega^2}{2\pi r^3 l} = \frac{2\pi I h f^2}{r^3 l}, \quad \eta = \frac{Ih\delta}{l\pi r^3}.$$

Полученные значения составили: $\eta = 12.9 \pm 2.2$ Па·с, $\mu = 18.6 \pm 0.6$ кПа. Значение модуля сдвига, полученное для того же материала методом вдавливания [3], составляло $\mu = 4.0 \pm 0.1$ кПа. В ходе обсуждения первых результатов эксперимента было сделано предположение о зависимости механических свойств исследуемого образца от толщины слоя. Поэтому были проведены измерения при различных высотах слоя исследуемого образца. Для того, чтобы заливаемый образец полимеризовался, образуя цельный слой, был осуществлен нагрев всей установки до 80°C . Измерения при различных высотах слоя показали независимость значения сдвигового модуля от высоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Catheline, J.-L. Gennisson, M. Fink // J. Acoust. Soc. Am. Dec. 2003.V. 114(1). No 6. P. 3087.
2. S. Catheline, J.-L. Gennisson, M. Fink // J. Acoust. Soc. Am. July 2003. Vol. 114(1). P. 536.
3. В.Г. Андреев, А.В. Ведерников // Вестник Московского университета, Серия 3: Физика. Астрономия. 2006 (в печати).
4. Т.А. Бурлакова // Дипломная работа М.: МГУ, 2005.

РАДИОТОМОГРАФИЯ ИОНОСФЕРЫ НА БАЗЕ ДЕЙСТВУЮЩИХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ

В.Е. Куницын¹, Е.Д. Терещенко², Е.С. Андреева¹,
М.А. Кожарин¹, И.А. Нестеров¹

¹ Московский государственный университет им. М.Ломоносова, физический ф-т

² Полярный геофизический институт РАН

Рассмотрены методы радиотомографии (РТ) ионосферы с помощью низкоорбитальных навигационных систем (таких как российская «Цикада» или американский «Транзит») и РТ на основе высокоорбитальных навигационных систем таких как GPS/GLONASS. Представлены примеры использования систем низкоорбитальной РТ (НОРТ) и высокоорбитальной РТ (ВОРТ) отдельно и совместно.

Первые в мире экспериментальные НОРТ реконструкции ионосферы были получены в марте-апреле 1990г. сотрудниками МГУ и ПГИ РАН. С тех пор лучевая РТ стала одним из основных инструментов исследования распределений электронной плотности в ионосфере. Проведены и в настоящее время реализуются серии РТ - экспериментов в различных регионах мира: в Европе, Америке и Азии.

В настоящее время существует около десятка действующих систем НОРТ в различных регионах мира. Проведенные многочисленные НОРТ эксперименты позволили исследовать как известные ионосферные структуры (провалы, гребни экваториальной аномалии, перемещающиеся ионосферные возмущения, следы высыпаний и т.д.), так и исследовать ряд новых (квазиволновые структуры, наклонные провалы ионизации, язык экваториальной аномалии, пальцеобразные структуры, локализованные неоднородности и др.). Проведены исследования сильных возмущений ионосферной плазмы, вызванных антропогенными факторами, в частности, возмущений, вызванных стартами ракет, промышленными взрывами, мощным КВ излучением и т.д. НОРТ позволяет также определять потоки плазмы, рассматривая последовательные во времени РТ-сечения ионосферы.

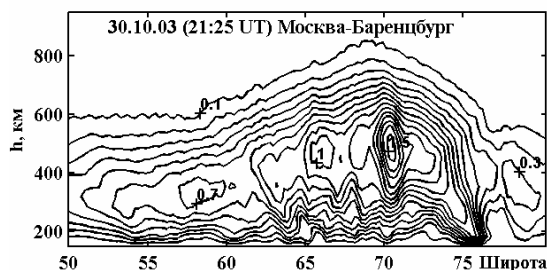


Рис.1. РТ-сечение ионосферы (в единицах 10^{12} м^{-3}) между Москвой и Баренцбургом в магнитную бурю 30.10.2003 - 21:25UT.

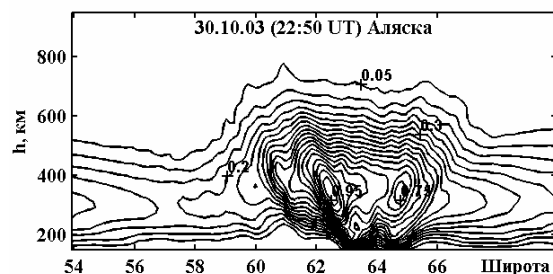


Рис.2. РТ-сечение ионосферы (в единицах 10^{12} м^{-3}) в районе Аляски в период магнитной бури 30.10.2003 - 22:50UT.

В качестве примера на рис.1 и 2 приведены РТ- сечения электронной плотности ионосферы в единицах 10^{12} м^{-3} по трассе Москва-Баренцбургом (Шпицберген) и в районе Аляски в период геомагнитной бури 2003г. На реконструкциях наблюдались сложные многоэкстремальные структуры с повышенной электронной концентрацией, большие градиенты и квазиволновые возмущения ионосферы.

Примеры НОРТ в области приэкваториальных широт приведены на рис.3-4. Был выявлен ряд структурных и динамических особенностей экваториальной аномалии (ЭА): ориентация сформировавшегося ядра ЭА вдоль направления магнитного поля Земли, существенная асимметрия краев ЭА, образование языка ЭА, а также характерное сжатие ионосферы севернее ядра ЭА. НОРТ позволяет также определять потоки плазмы, рассматривая последовательные во времени РТ-сечения ионосферы. На рис.4 приведен один из примеров определения потоков плазмы (произведения плотности и скорости плазмы), хорошо иллюстрирующий явление «фонтан-эффекта».

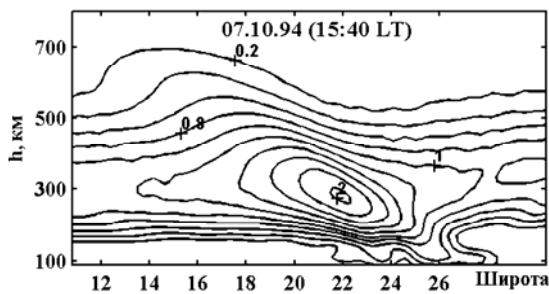


Рис.3. РТ реконструкция F- и E- областей гребня ЭА между Манилой и Шанхаем 07.10.94 в 15:40LT.

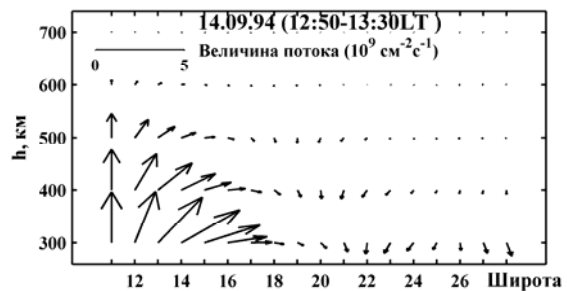


Рис.4. Пример реконструкции 2D потока ионосферной плазмы, иллюстрирующий «фонтан-эффект».

В ходе ряда экспериментов были проведены сопоставления РТ - результатов с данными ионозондов и радаров некогерентного рассеяния. Российско-американский эксперимент 1993г. показал высокое качество РТ - реконструкций и совпадение результатов РТ и радарных сечений в рамках точностей обоих методов. Аналогично следует констатировать совпадение данных ионозондов и РТ в рамках ограничений обоих методов.

С развертыванием глобальных навигационных систем GPS, GLONASS, Galileo появился новый исследовательский инструмент. Низкая угловая скорость движения спутников GPS делает принципиально необходимым учет временной изменчивости ионосферы, что неизбежно приводит к постановке задачи 4D томографии (три пространственные координаты и время). Однако, в отличие от двумерной НОРТ здесь необходима дополнительная процедура интерполяции найденных решений в области отсутствия данных. В докладе представлены примеры 4D реконструкций ионосферы по данным GPS и сопоставление

результатов ВОРТ с измерениями ионозондов. Проанализированы пространственно-временные особенности ионосферы в зависимости от различных гелиогеофизических условий. Приведены примеры сопоставления результатов ВОРТ с результатами НОРТ. Разрешение ВОРТ значительно хуже разрешения НОРТ. Как правило, горизонтальное разрешение около 100км в Европе и на большей части территории США. Показано, что совместное использование дает существенные преимущества, дает возможность получать 3D ионосферные структуры в больших регионах за счет ВОРТ и заметно улучшить разрешение за счет присутствия систем НОРТ.

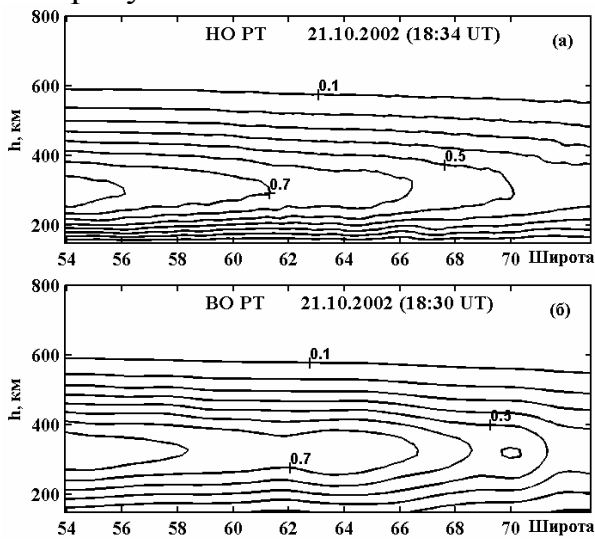


Рис.5. РТ - сечения ионосферы в районе Аляски, полученные с помощью НОРТ по данным от 22.10.2002, 18:34 UT (а) и ВОРТ в 18:30UT (б).

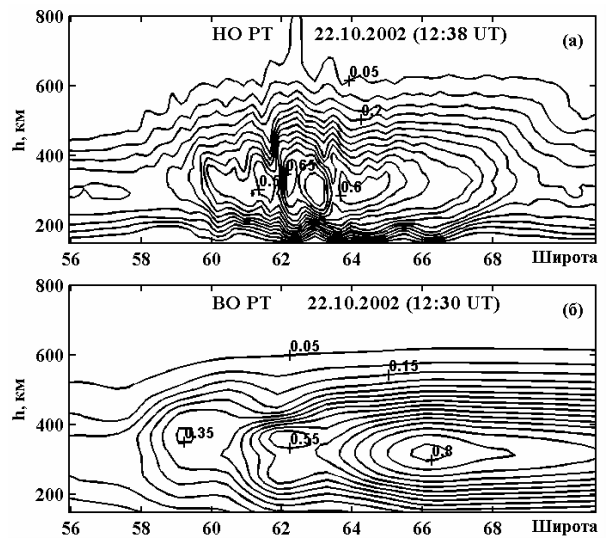


Рис.6 РТ сечения ионосферы в районе Аляски, полученные с помощью НОРТ по данным от 22.10.2002, 12:38 UT (а) и ВОРТ в 12:30 UT (б).

Было проведено сопоставление результатов ВОРТ с результатами НОРТ. В качестве примера на рис5а-6а представлены меридиональные НОРТ сечения ионосферы (в единицах 10^{12} м^{-3}) по данным от 21 октября 2002, 18:34UT и 22 октября 2002, 12:38UT в районе Аляски. На рис.5б-6б представлены меридиональные сечения, полученные с помощью ВОРТ. Видно, что квазирегулярная ионосфера (рис.5а) восстанавливается с высокой точностью (рис.5б). Сложная структура ионосферы с возмущениями (рис.6а) восстанавливается с помощью ВОРТ с более низким разрешением (рис.6б).

Таким образом, применение комбинации радиотомографических систем НОРТ и ВОРТ позволяет реализовать эффективный региональный и глобальный мониторинг околоземной среды.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЭХО НА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКАХ В ЖИДКОСТИ

И.И. Попов, В.А. Николаев

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола

Доклад посвящен исследованию взаимодействия неоднородностей солевых растворов путем регистрации параметров колебаний газовых пузырьков в ненасыщенном солевом водном растворе. Колебания частиц солевого раствора (ионов, ионных пар, молекул растворителя) и формы газовых пузырьков и вращательные их движения вдоль оси симметрии можно представить колебаниями соответствующей группы осцилляторов с разбросом их собственных частот в пределах определенного спектра. В дальнейшем частицы солевого раствора будем называть ЧСР. Эти колебания запускаются двумя длинными импульсами однородного электрического поля, прикладываемыми друг за другом к обкладкам управляющему конденсатора через временной интервал, соизмеримый с их длительностью. Информация о вращательных колебаниях ЧСР определялась путем регистрации эхо-отклика системы осцилляторов, определяемого фурье-образом функции их распределения по вращательным частотам с некоторым «весом», взятым в момент времени $t = (n+1)\Delta t$, где Δt – длительность импульсов электрического поля, $n = 0, 1, 2, \dots$. В нашем эксперименте момент регистрации эхо-сигнала зависел от значения n , т.е. от группы наиболее активных осцилляторов (локализованной коллективной моды колебаний). В этот момент регистрируемый параметр (диэлектрическая проницаемость регистрирующего конденсатора с изолированными обкладками, заполненного исследуемым солевым раствором) при прохождении через конденсатор переменного тока с частотой 1 кГц имел наибольшую величину. Причины наибольшего проявления изменений регистрируемого параметра на одной из коллективных мод колебаний группы неоднородностей среды являются предметом данных и последующих исследований. Эхо-сигнал регистрировался по резкому скачку емкости регистрирующего конденсатора. При постоянстве конструктивных параметров конденсатора этот скачок емкости соответствует скачку интегральной диэлектрической проницаемости изоляционного материала обкладок конденсатора и солевого раствора, расположенного между ними. Диэлектрическая проницаемость раствора регистрировалась в горизонтальной плоскости. Силовые линии однородного электрического поля подавались в вертикальном направлении. Обкладки регистрирующего конденсатора располагались в вертикальной плоскости. Они были помещены между расположенными в горизонтальных плоскостях обкладками управляющего воздушного конденсатора. Управляющий конденсатор предназначен для создания импульсов однородного электрического поля, прикладываемого к солевому раствору. Одной из основных причин изменения диэлектрической проницаемости у диэлектрика регистрирующего конденсатора является увеличение доли газовых пузырьков в сечении физиологического раствора, расположенного между обкладками

регистрирующего конденсатора. Это происходит из-за того, что фазы колебаний формы пузырьков под воздействием сфазирования колебательно-вращательного движения ЧСР оказались одинаковыми. Это резкое изменение диэлектрической проницаемости мы назвали Диэлектрическим эхом (ДЭ). Практически эхо формируется на ФСР, а газовые пузырьки являются средством преобразования их сфазированного движения в текущее значение диэлектрической проницаемости регистрирующего конденсатора. По-сути мы имеем дело с осциляторным эхом (ОЭ) на взвесах жидких капель в другой жидкости [1], регистрируемым оригинальным методом. Результаты первой регистрации подобного эхо-сигнала в растительном образце без указания модели, поясняющей протекающий процесс, приведены в работе [2].

Изменение диэлектрической проницаемости в момент приложения импульсов напряжения объясняется влиянием электрического поля на силу натяжения газовых пузырьков через воздействие его на ЧСР. На регистрируемой диаграмме с течением времени рисуется одновременно функция, описывающая форму и момент подачи возбуждающих импульсов однородного электрического поля, и кривая изменения емкости регистрирующего конденсатора, косвенно отражающая закономерность изменения во времени диэлектрической проницаемости. Уменьшение значения диэлектрической проницаемости в момент действия возбуждающих импульсов связано с влиянием электрического поля на силу натяжения газовых пузырьков и, соответственно, на их форму. Периодическое уменьшение диэлектрической проницаемости в течение временных интервалов, соизмеримых с длительностью возбуждающих импульсов и временным интервалом между ними связано с формированием осциляторного эха на группе осцилляторов, моды колебаний которых соответствуют разному значению n .

В докладе сообщается о модели ОЭ [1], о физических процессах, протекающих на ЧСР и газовых пузырьках, и их практической значимости.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность профессору В.В. Самарцеву за ценные советы при обсуждении полученных экспериментальных результатов, а именно, за предложение использовать работы по наблюдению ОЭ эха в газовых пузырьках, находящихся в жидкости, для построения модели процесса формирования сигнала ОЭ на компонентах физиологического раствора. Также благодарим А.Ф. Козлова и А.М. Гладышева за участие в создании экспериментальной установки.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-16416а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А. Манькин, В.В. Самарцев “Оптическая эхо-спектроскопи”. М.: Наука, 1984. 270 с.
2. И.И. Попов, А.С. Грачев //Изв. РАН, сер.физ. 1998. № 2. С. 433.

ИЗБЫТОЧНЫЙ РАВНОВЕСНЫЙ ШУМ В ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ЯЧЕЙКАХ

А.В. Степанов, С.В. Халтурин, В.М. Шахпаронов
 Физический факультет МГУ, кафедра физики колебаний

Изучение флуктуаций в электрохимических системах важно для определения шумовых характеристик различных приборов (напр., сенсоров, источников энергии), и дает информацию о динамике процессов, протекающих в жидкости и на межфазных границах. Это особенно актуально для микро- и нано- приборов, поскольку относительные флуктуации возрастают с уменьшением размеров системы.

В большинстве работ, посвященных шумам в электролитических системах (см. напр. [1,2]), принято считать, что в условиях электрического равновесия в системе генерируется только тепловой шум. Т.е. в отсутствие внешней э.д.с. и при нулевом постоянном токе в цепи, который может быть вызван внутренней э.д.с. электролитической ячейки, спектральная плотность флуктуаций напряжения на ячейке $S_U(f)$ полностью определяется ее импедансом $Z(f)$ и описывается формулой Найквиста:

$$S_U(f) = 4kT \operatorname{Re}\{Z(f)\}, \quad k - \text{постоянная Больцмана, } T - \text{температура.}$$

Наши эксперименты показывают, что в равновесных условиях наряду с тепловым шумом в ячейке генерируются дополнительные низкочастотные флуктуации напряжения (см. также [3]). Подобный избыточный равновесный шум наблюдался и в МОП структурах [4].

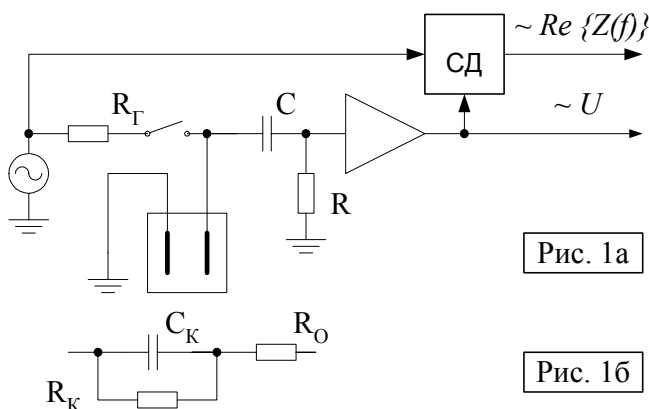


Рис. 1а

Рис. 1б

Электролитическая ячейка включалась по схеме на Рис.1а. Для измерения импеданса ячейки через нее пропускался небольшой переменный ток в линейной области ВАХ и регистрировалось напряжение, возникающее на ячейке. АЧХ ячейки соответствовала общепринятой эквивалентной схеме на Рис.1б. Здесь R_O –

объемное сопротивление среды, R_K и C_K – активное сопротивление и емкость контактных областей электрод-среда, которые характеризуют двойные электрические слои, образующиеся на электродах. По измеренной АЧХ определялись эквивалентные параметры ячейки и рассчитывалась действительная часть импеданса $\operatorname{Re}\{Z(f)\}$. Прямое измерение $\operatorname{Re}\{Z(f)\}$ проводилось с помощью синхронного детектирования. Напряжение на ячейке регистрировалось с помощью усилителя, собственный шум

которого был пренебрежимо мал по сравнению с шумом, генерируемым в ячейке. При измерении шума напряжение на ячейку не подавалось, и цепь ячейки была разомкнута по постоянному току с помощью RC цепочки на входе усилителя.

Ячейкой являлась цилиндрическая кювета, заполняемой исследуемой средой, в которую погружались два электрода из золота или электроды с золоченым покрытием. Измерения проводились с обычной водопроводной и дистиллированной водой, изотоническим (0.9%) раствором NaCl, средой Кратца-Маерса, 0,3 и 0,5 нормальными растворами солей кадмия и растворами этанола в воде, имеющими различную концентрацию. Во всех случаях наблюдался низкочастотный избыточный шум вида $1/f^\gamma$. Эффект имел стационарный характер, и в течение нескольких суток мощность шума практически не изменялась.

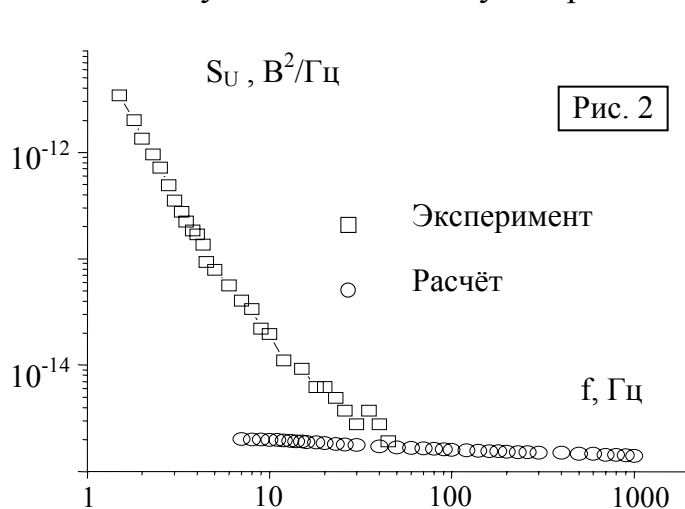


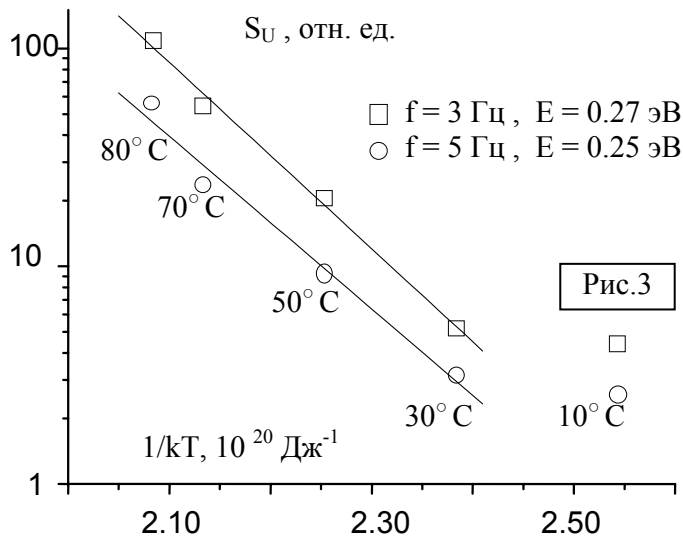
Рис. 2

Типичный вид спектральной плотности шума показывает график на Рис.2, полученный для изотонического раствора NaCl при температуре 30°C. В области низких частот величина измеренного шума превышает расчетный уровень шума Найквиста, и шум имеет частотную зависимость, отличную от ожидаемой.

Показатель спектра γ для различных сред варьируется в пределах от 1,3 до 2,7, зависит от ионной концентрации и слабо возрастает с увеличением температуры ячейки.

Измерения для различных сред показали, что частоты, на которых начинает проявляться избыточный равновесный шум, имеют примерно то же значение, что и частоты, на которых начинается низкочастотный рост импеданса ячейки, вызванный влиянием емкости контактных областей C_K . Отсюда можно сделать предположение, что избыточный шум генерируется в области двойного электрического слоя на границе электрод-электролит. Этот вывод также согласуется с результатами измерения шума для раствора этанола в воде при различных концентрациях. При концентрации, соответствующей наименее устойчивой структуре воды и двойного электрического слоя, наблюдается максимум избыточного шума (см. [3]).

Измерение температурной зависимости избыточного шума для дистиллированной воды и изотонического раствора NaCl показывает, что шум имеет термоактивационный характер. Температурная зависимость шума для раствора NaCl представлена на Рис.3.



Полученные значения энергии активации шума для раствора NaCl (0.25-0.27 эВ) и дистиллированной воды (0.27-0.31 эВ) по порядку величины соответствуют известным значениям энергии водородной связи воды (0.2 эВ) и энергии адсорбции молекул воды на золоте (0.2-0.3 эВ). Это указывает на то, что механизм шума может быть связан с

флуктуациями структуры межфазной границы электрод – электролит.

Представление о случайных процессах рождения, уничтожения и миграции дефектов структуры, вызывающих флуктуации сопротивления, лежит в основе многих моделей фликкерного шума в проводниках. Эти флуктуации обычно проявляются лишь при пропускании тока, а в условиях электрического равновесия приводят к флуктуациям мощности теплового шума [5]. Поскольку двойной электрический слой несет определенный заряд, флуктуации его структуры по-видимому должны приводить к соответствующим флуктуациям напряжения ячейки.

Главным достоинством метода исследования динамики систем, основанного на измерении характеристик равновесного шума, является то, что в изучаемую систему не вносятся возмущения. При этом нетривиальную информацию о системе (помимо импеданса системы) обычно могут содержать лишь высшие моменты шума, например, третий момент [2] и четвертый момент [5]. Наши измерения демонстрируют, что в электролитических ячейках второй момент равновесного шума также является информативной характеристикой системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hassibi, R. Navid, R.W. Dutton, T.H. Lee // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. No.2. P. 1074.
2. Б.М. Графов // Электрохимия. 2005. Т. 41. № 2. С. 131.
3. Д.В. Левин, А.В. Степанов, В.М. Шахпаронов // Мат-лы докладов Межд. научно-метод. сем-ра. “Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах”. М., 2004.
4. Г.П. Жигальский, А.С. Федоров // Изв. Вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. № 4. С. 453.
5. R.F. Voss., J. Clarke // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. No. 31. P. 42.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ГРУППОВОГО ПУТИ И ВРЕМЕНИ
ГРУППОВОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ СИГНАЛА ПРИ НАКЛОННОМ
ОТРАЖЕНИИ ОТ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

А.Г Вологдин, Л.И. Приходько

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

При распространении волн в случайно-неоднородных средах возникает необходимость нахождения различных вероятностных характеристик случайной волны. Весьма большое значение это имеет при решении как прямых, так и обратных задач статистической теории распространения волн в неоднородных средах, например, в ионосфере. В данной работе исследуются корреляционные свойства флуктуаций группового пути и соответственно времени группового запаздывания сигнала на выходе из случайно-неоднородной отражающей среды при наклонном зондировании.

Как известно, в реальных условиях, когда рассматривается распространение пакета волн, то есть ограниченного во времени сигнала в виде квазимонохроматической группы волн, вводят понятие групповой скорости, $u_{гр}$, которая характеризует скорость распространения огибающей высокочастотных колебаний. Соответственно этому, групповой путь сигнала (импульса), как некоторая эффективная длина пути распространения сигнала в неоднородной среде, в приближении геометрической оптики равен [1]

$$L = c \int_s \frac{ds}{u_{gp}} = \int_s \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \sqrt{\varepsilon}) ds, \quad (1)$$

здесь ω -- несущая частота сигнала, ε -- диэлектрическая проницаемость в заданной точке среды, c -- скорость света в свободном пространстве, интегрирование ведется вдоль траектории луча. Очевидно, что отношение L/c представляет собой время распространения сигнала; в отражающей неоднородной среде – это время группового запаздывания сигнала. В случайно-неоднородной среде с рефракцией групповой путь L , а, следовательно, и время группового запаздывания сигнала флуктуируют.

В полупространстве $z \geq 0$ диэлектрическую проницаемость плоскострой среды со случайными неоднородностями представим в виде среднего (регулярного) значения и флуктуационной составляющей

$$\varepsilon = \varepsilon_0(z) + \varepsilon_1(\vec{r}),$$

при этом стандартное отклонение флуктуаций диэлектрической проницаемости является малым параметром, а именно, $\sigma_\varepsilon \ll 1$. Ось z декартовой системы координат направим нормально к неоднородному слою. Ось x -- в плоскости падения, а ось y -- перпендикулярно ей.

Если разложить групповой путь (1) в ряд по малым флуктуациям $\varepsilon_1(\vec{r})$, то к «невозмущенному» значению группового пути получим поправку первого порядка

$$L_1 = \frac{1}{2} \int \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\omega \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \right) ds.$$

Интегрирование здесь ведется вдоль «невозмущенной» траектории луча $\vec{r}_0 = \vec{r}_0(s)$, при этом имеем зависимости $\varepsilon_0 = \varepsilon_0[\vec{r}_0(s)]$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_1[\vec{r}_0(s)]$, а ds – элемент длины луча. Используя дисперсионные свойства случайно-неоднородной изотропной ионосферы на высоких частотах флуктуационную составляющую группового пути можно представить как

$$L_1 = -\frac{1}{2} \int \frac{\varepsilon_1[\vec{r}_0(s)]}{\varepsilon_0^{3/2}[\vec{r}_0(s)]} ds.$$

Найдем автокорреляционную функцию для флуктуаций группового пути сигнала на выходе из линейного слоя при наклонном отражении

$$B_L = \langle L_1(x_{b1}, y_1, 0) L_1(x_{b2}, y_2, 0) \rangle = (2 \sin \vartheta_0 \cos^2 \vartheta_0)^{-2} \times \\ \times \int_0^{2\Delta} \int_0^{2\Delta} \frac{\left\langle \prod_{i=1}^2 \varepsilon_1[x_i + x_{bi} - 2\Delta, y_i, z_m \Delta^{-2} (\Delta^2 - (x_i - \Delta)^2)] \right\rangle}{\prod_{i=1}^2 [tg^2 \vartheta_0 + \Delta^{-2} (x_i - \Delta)^2]} dx_1 dx_2.$$

Здесь ϑ_0 -- угол входа луча в среду, x_a, x_b -- координаты точки входа и выхода луча из слоя, $\Delta = x_b - x_a = 2l \sin 2\vartheta_0$ - смещение луча при отражении от слоя, l – толщина отражающего слоя.

Дальнейший анализ проведен для изомерных флуктуаций с характерным масштабом a при гауссовой форме коэффициента автокорреляции случайного поля диэлектрической проницаемости. После приведения полученного выражения к виду, удобному для численного интегрирования, определены пространственные корреляционные свойства группового пути сигнала и найдены радиусы пространственной корреляции вдоль осей x и y для конкретных параметров, типичных для ионосферного слоя F_2 : размер регулярного градиента (толщина слоя) $l=100$ км, характерный размер неоднородностей $a=5$ км. При этом показано, что для направления y , перпендикулярного плоскости падения (x, z) , корреляционные свойства флуктуаций группового пути описываются, как и свойства диэлектрической проницаемости, гауссоидой с тем же масштабом корреляции a . В отличие от этого, в плоскости падения автокорреляционная функция группового пути вдоль оси x существенно отличается от гауссовской функции и зависит от угла входа луча ϑ_0 и параметров слоя. На рис. 1 приведены коэффициенты пространственной корреляции группового пути по оси x на выходе из случайно-неоднородной

среды в зависимости от относительного расстояния ρ/a . Коэффициент автокорреляции группового пути определяется по формуле

$$R_L(\rho, \eta, z=0) = B_L(\rho, \eta, z=0) / B_L(0, 0, 0),$$

а радиус корреляции равен: для угла $\vartheta_0 = 30^\circ$ -- $\rho_k = 4,02a$, для углов $\vartheta_0 = 45^\circ$ и 60° , соответственно, $\rho_k = 5,18a$ и $6,42a$. На рис. 2 приведен график зависимости относительного радиуса пространственной корреляции ρ_k/a от угла падения на отражающий слой.

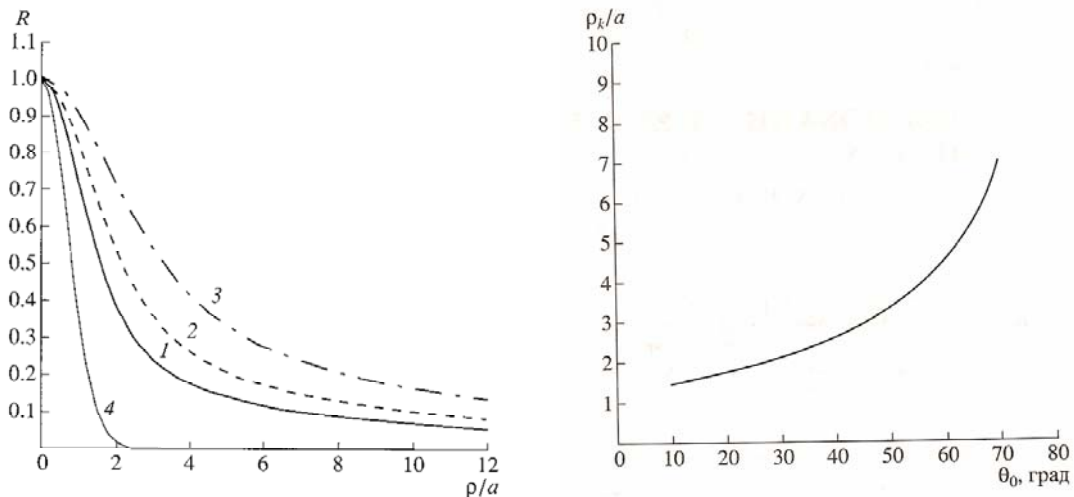


Рис. 1. Коэффициент пространственной автокорреляции группового пути по оси x на выходе из случайно-неоднородной среды в зависимости от ρ/a при различных углах падения волны. Кривые 1-3 соответствуют $\theta_0 = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$.

Рис. 2. Зависимость относительного радиуса пространственной корреляции группового пути от угла падения волны на среду.

Таким образом, различие свойств пространственной автокорреляции группового пути сигнала по осям x и y (вдоль и перпендикулярно плоскости падения) при наклонном отражении от случайно-неоднородного плоскостойкого слоя свидетельствует о том, что при рассеянии на изотропных неоднородностях регулярная рефракция приводит к анизотропии флуктуаций. При этом степень анизотропии растет с увеличением угла падения ϑ_0 . Эти же выводы можно сделать и относительно времени группового запаздывания.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля. М.: Наука, 1978.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ

Г.В. Фролова, М.Э. Сибгатуллин, Е.А. Бондарева, М.Х. Салахов
*Казанский государственный университет, физический факультет, кафедра оптики и
спектроскопии*

Одной из наиболее важных проблем в обработке изображений является выделение «истинного» сигнала из наблюдаемого. В большинстве случаев наблюдаемые данные - это искаженный шумом реальный сигнал. В общем, задача восстановления является обратной некорректной[1]. В данной работе рассматривается проблема первичной обработки сигналов - задача удаления шума, присутствующего в экспериментальных данных, с использованием дискретного вейвлет-анализа. Способность обеспечивать масштабную развертку исследуемого сигнала позволяет использовать вейвлет – анализ при удалении шума, искажающего сигнал. При вейвлет – преобразовании мы получаем набор вейвлет-проекций на разные масштабы. Процедура денойзинга в этом случае состоит в том, что при обратном вейвлет – преобразовании мы не учитываем те проекции, которые, как мы считаем, характеризуют шумовую составляющую сигнала, т.е. мы не учитываем какие-то определенные масштабы. В результате получается очищенный от шума сигнал. Основной проблемой является объективное определение масштабов, которые содержат шум.

Для решения этой задачи применяется каскадный алгоритм разложения сигнала. Основным критерием выбора порогового значения вейвлет-коэффициентов, по которому происходит удаление шума, является минимум спектра мощности вейвлет-преобразования.

На примере модельного контура Лоренца, искаженного белым гауссовским шумом с дисперсией 5% от уровня сигнала, проверена эффективность использования вейвлет-анализа для обработки сигналов. Проведенный эксперимент показал, что данный метод может быть успешно применен для удаления шума.

Для оценки эффективности денойзинга приводится график среднеквадратичной меры в зависимости от уровня шума.

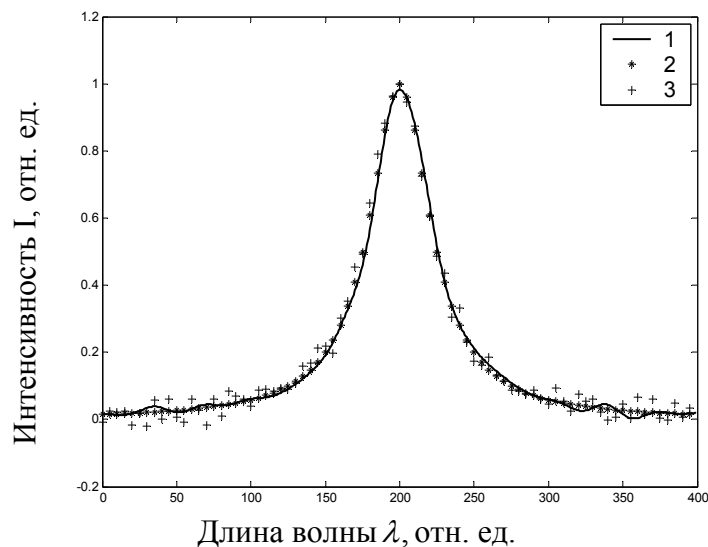


Рис. 1. Денойзинг модельного сигнала методом вейвлет-анализа:
1) очищенный сигнал; 2) чистый сигнал; 3) сигнал с шумом.

Методика применена к экспериментальному сигналу - спектру линии меди Cu I 330.79 нм ($4P^{14}F^0 - 4d^{14}G$). Спектр снимался для изучения штарковского уширения спектральных линий атомов и ионов при высокой электронной концентрации $n_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуре плазмы $T \approx 20000 \text{ К}$ с использованием капиллярного источника света. Полученные фотографии на спектрографе ДФС-8 позволяли зарегистрировать спектр излучения импульсного капиллярного разряда в диапазоне длин волн $300 \div 350 \text{ нм}$.

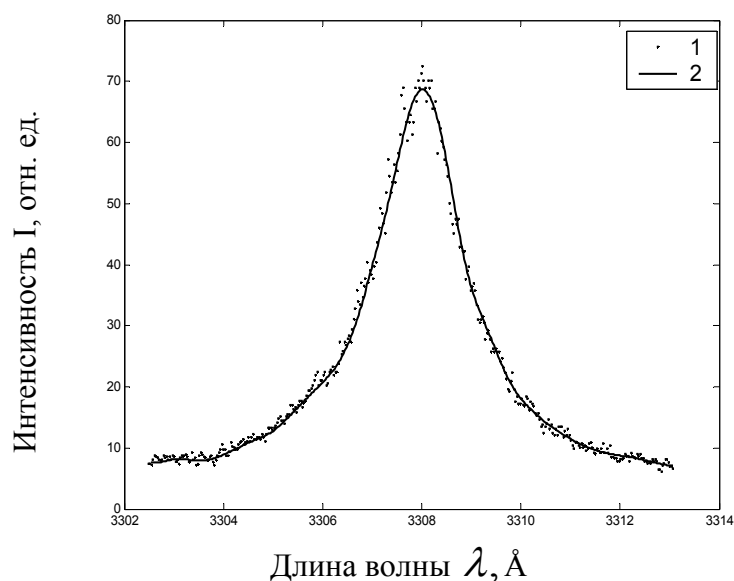


Рис. 2. Денойзинг экспериментального сигнала методом вейвлет-анализа:
1) сигнал с шумом; 2) очищенный сигнал.

В результате обработки наблюдается хорошее восстановление формы контура экспериментального сигнала по сравнению с исходным.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Daubechies, G. Teschke, Variational image restoration by means of wavelets: simultaneous decomposition, deblurring, and denoising, Applied and Computational Harmonic Analysis (2004)
2. Н.М. Астафьева // Успехи физических наук. 1998. Т. 166. № 11 () С. 1145.
3. М.Э. Сибгатуллин, А.А. Севастьянов, С.С. Харинцев, М.Х. Салахов // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия, сборник статей, Казань, 2002. С. 129.
4. Е.М. Бабина, Г.Г. Ильин, О.А. Коновалова, М.Х. Салахов и Е.В. Сарандаев // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия, сборник статей, Казань, 2003. С. 185.
5. М.Х. Салахов, С.С. Харинцев “Математическая обработка и интерпретация спектроскопического эксперимента” Казань, 2001, 240 с.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В ФАНТОМАХ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ

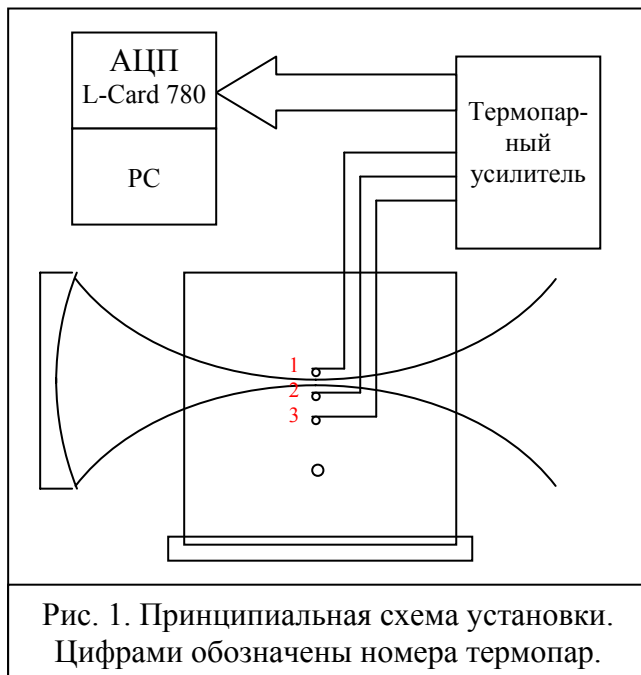
С.А. Цысарь, С.М. Бобкова, Т.Б. Крит, В.А. Хохлова, В.Г. Андреев
Кафедра акустики, Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Проведение измерений и контроля температуры в фокальной области греющего терапевтического ультразвукового (УЗ) излучателя является важной проблемой при проведении современных неинвазивных хирургических операций. Особенностью задачи является то, что нагрев ткани производится с помощью сфокусированного ультразвука до температур выше $70 - 90^{\circ}\text{C}$ за короткое время 1 – 2 сек, при этом характерный размер нагреваемой области достаточно мал: от нескольких единиц до нескольких десятков кубических миллиметров [1].

В настоящей работе предложен метод измерения температуры по измерению задержки зондирующего импульса, проходящего через нагретую область. Локальность измерения температуры обеспечивается фокусировкой пробного УЗ пучка в нагретую область. Сравнение результатов измерений по задержке зондирующего импульса осуществлялось с данными, полученными с использованием термопар, встроенных в образец.

Измерения проводились в образце, изготовленном из полимерного материала (пластисол, производитель: MF manufacturing Co) теплофизические и акустические параметры которого близки к характеристикам мягкой биологической ткани. Образец был изготовлен в форме прямоугольника со сторонами $6 \times 6.5 \times 6.5$ см. При проведении измерений образец помещался в гидробассейн, заполненный водой.

Внутри образца находились 3 термопары типа E (chromega/constantan) с размерами термочувствительной области 0.13 мм. Расстояние между соседними термопарами составляло 2 мм (№ 1 и 2) и 3 мм (№ 2 и 3) (Рис. 1). В плоскости расположения термопар помещалась отражающая ультразвук частица с размерами порядка 1 мм. Эта частица использовалась при юстировке фокусирующего излучателя и в



процессе совмещения фокусов зондирующего и греющего преобразователей. Сигналы термопар подавались на вход термопарного усилителя, усиливались и поступали в АЦП (L-Card 780M, разрядность 13 бит, частота оцифровки 300 кГц). Оцифрованные сигналы выводились на экран монитора и запоминались в памяти компьютера для последующей обработки. Градуировка термопар производилась по сравнению показаний напряжений на каждом входе АЦП с температурой, измеряемой ртутным термометром. В процессе градуировки термопара и термометр помещались в емкость с нагретой до 90 °С водой, которая впоследствии остывала. Измерения температуры и показаний термопар производились с шагом 1 градус. В результате были получены зависимости показаний термопар в мВ от температуры. В указанном диапазоне температур (27 – 90 °С) зависимость была линейной с коэффициентами 50.9 мВ/°С – термопара №1, 52.5 мВ/°С – термопара №2, 52.2 мВ/°С – термопара №3.

Нагрев полимера в фокальной области излучателя производился при различных режимах, позволяющих контролировать как температуру, так и размер нагретой области. Греющий пьезопреобразователь работал на частоте 2.032 МГц и имел размеры: диаметр 6.5 см и фокусное расстояние 7 см. Мощность излучения в зависимости от напряжения на излучателе была получена по результатам измерений силы радиационного давления УЗ пучка. Поглощение УЗ волны вызывало нагрев образца в фокальной области излучателя. После прекращения действия греющего пучка происходил диффузионный процесс переноса тепла от нагретой области к более холодной, что регистрировалось термопарами в течение заданного времени наблюдения. Производился пересчет показаний термопар в относительную температуру по полученным ранее градуировочным коэффициентам. По этим данным определялась временная зависимость распределения температуры на определенном расстоянии от оси УЗ пучка.

Оценки возрастания температуры полимера в фокальной области излучателя

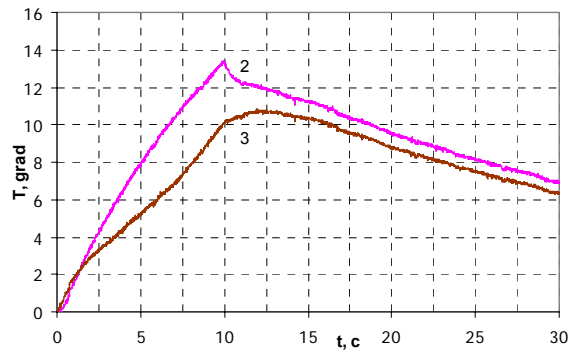


Рис. 2а. Экспериментальные данные температуры для пучка $W=5.88$ Вт, $\tau=10$ с

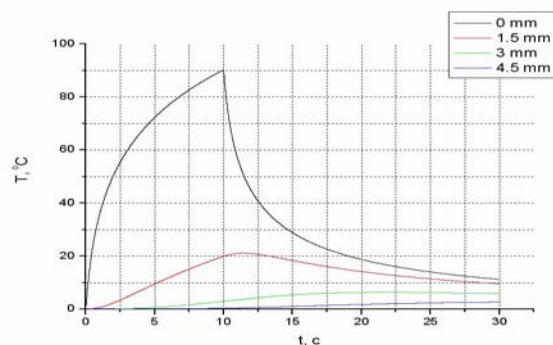


Рис. 2б. Теоретический расчет температуры для пучка $W = 5.88$ Вт, $\tau = 10$ с

при нагреве УЗ волной мощностью 16 Вт в течение 1 с без учета диффузии тепла выполнены для следующих параметров среды [2]: коэффициент поглощения на частоте 2 МГц $\alpha = (0.13 \pm 0.02) \text{ см}^{-1}$, скорость звука при комнатной температуре $c_0 = (1380 \pm 5) \text{ м/с}$, удельная теплоемкость $c_p = (1.9 \pm 0.2) \times 10^3 \text{ Дж}$, плотность 980 кг/м^3 . Используя параметры излучателя, был найден поперечный размер фокальной области греющего преобразователя $2r_{\perp} = 1.96 \text{ мм}$. Оценочное значение температуры в фокусе излучателя, без учета термодиффузии, составляет для указанной мощности $72 \text{ }^{\circ}\text{С}$. Полученные экспериментальные результаты показали, что процесс диффузии тепла сильно влияет на максимальное значение температуры, и полученные теоретические значения без учета диффузии можно использовать лишь для оценки температуры в области УЗ пучка. На рис. 2 приведены результаты измерений температуры термопарами 2 и 3, находящимися на расстоянии порядка 1.5 мм от оси пучка при облучении УЗ волной мощностью 5.88 Вт в течение 10 с (Рис. 2а) и результаты теоретического расчета для этого же режима излучения (Рис. 2б). Ход изменения температуры, зафиксированный термопарами, хорошо соответствует теоретическим расчетам. Изменений показаний термопары 1 не было зафиксировано, что объясняется ее сильным удалением от нагретой области ($\approx 4 \text{ мм}$) и нечувствительностью к нагреву до 4 градусов выше комнатной, связанной с конструктивными особенностями термопар и усилителя. Разность показаний термопар №2 и №3 объясняется тем, что при заливке образца произошло малое смещение термопар относительно их начального положения, что не учитывалось при наведении фокуса пучка. Таким образом, эти термопары оказались на разных расстояниях от области нагрева.

Отличием от работы, описанной в статье [2] является то, что в настоящей работе используются 3 (против 1) термопары значительно меньших размеров (0.13 мм по сравнению с 0.8 мм), а также в качестве греющего используется преобразователь с частотой 2 МГц, а в качестве зондирующего – преобразователь с частотой 3 МГц. Это обеспечивает меньшие размеры фокальной области зондирующего сигнала по сравнению с фокальной областью нагревающего импульса, что не было выполнено в работе [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Р. Бэйли, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников, С.Г. Каргл, Л.А. Крам // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437.
2. В.Г. Андреев, А.В. Ведерников, А.В. Морозов, В.А. Хохлова // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 2. С. 149.

**ФОТОННОЕ ЭХО КАК МЕТОД КОНТРОЛЯ ДИСТАНЦИИ
ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЕЕ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ
В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

К.Ш. Газизов, И.И. Попов

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола

При установке ускорительных установок на естественных грунтах имеет место проблема текущего контроля расстояния между магнитными линзами ускорителя и положения его магнитной оси. Поскольку при работе ускорителя вблизи его элементов создаются большие магнитные поля, то контроль вышеуказанных параметров датчиками, использующими в своей работе цепи электрического тока практически невозможен. Хорошими перспективами в решении обозначенной проблемы контроля дистанций и положения магнитной оси ускорителя обладают принципы, основанные на фотонном эхо в газе.

В данном докладе сообщается о результатах исследования нефарадеевского поворота вектора поляризации фотонного эха (ФЭ) с целью получения на его основе информации о дистанции между двумя объектами и контроля продольного магнитного поля в заданном диапазоне величин его напряженности. При формировании ФЭ в газе при наличии продольного магнитного поля вектор поляризации эхо-сигнала испытывает поворот на угол φ . Величина этого поворота зависит от напряженности приложенного магнитного поля, от временного интервала, разделяющего возбуждающие импульсы, и от типа ветви резонансной спектральной линии. Когда резонансная спектральная линия и напряженность магнитного поля не меняются, то временной интервал между возбуждающими импульсами, полученный в результате прохождения частью первого импульса двойной измеряемой дистанции, несет в себе величину этой дистанции. Это справедливо при условии, что показатель преломления света в воздухе на измеряемой трассе не меняется и учтен в постоянной поправке к результатам измерений. В случае, когда источник лазерных импульсов и аппаратура, регистрирующая эхо-сигнал, установлены за пределами ускорительного зала, а кювета с резонансным газом (например, с парами молекулярного йода) размещена вдоль магнитной оси линз ускорителя, становится возможным дистанционный контроль расстояния, которое проходит лазерный импульс вдоль оси ускорителя. При этом первый возбуждающий импульс является опорным импульсом дальномера (поступает в кювету с газом непосредственно от лазерного генератора), а второй импульс, полученный расщеплением первого импульса на два лазерных пучка, проходит измеряемую дистанцию и, отразившись от уголкового отражателя, после повторного прохождения этой дистанции поступает в кювету с резонансным газом в направлении, предназначенном для второго возбуждающего импульса.

Если стабилизировать временной интервал между возбуждающими импульсами, то можно контролировать изменения напряженности магнитного поля на магнитной оси ускорителя. Применяя метод контроля напряженности магнитного поля по амплитудно-временной форме сигнала ФЭ [1], можно в реальном масштабе времени, в течение временных интервалов от единиц пикосекунд до десятков наносекунд получать информацию об отклонении магнитной оси ускорителя от ее геометрической оси в пределах, превышающих установленные допуски. При этом обработка информации может быть произведена с применением алгебры кватернионов [2]. В данном случае стеклянная кювета с резонансным газом (из немагнитного материала), находясь в сильном магнитном поле, является датчиком напряженности магнитного поля или тока его создающего [3]. Подобный метод измерения тока может быть применен не только в условиях сильных магнитных полей, но и при сверхвысоких напряжениях [4].

При построении приборов контроля напряженности магнитного поля и дистанций между объектами возникает необходимость решения ряда дополнительных задач. Во-первых, необходимо контролировать тип ветви, к которому относится резонансная спектральная линия. Эта задача решается в рамках методик, основанных на свойствах ФЭ [5]. На квантовых переходах, относящихся к различным типам ветви, угол поворота вектора поляризации ФЭ φ имеет своё специфическое значение. В основу данных исследований положено то, что для каждого типа ветви квантового перехода существует определённая зависимость угла, образованного между векторами поляризации ФЭ и второго возбуждающего импульса φ , от угла между векторами поляризации возбуждающих импульсов ψ . В работе [6] приводятся выражения для определения угла поворота вектора поляризации ФЭ φ , относящихся к Q -ветви и P (или R -)ветви. При измерении больших расстояний из-за расхождения пучка зондирующего импульса его интенсивность, после прохождения через входную диафрагму оптического эхо-дальномера значительно ниже, чем импульса прошедшего короткую дистанцию. Поэтому при формировании ФЭ на спектральной линии, относящейся к одному и тому же типу ветви, его интенсивность в первом случае будет значительно меньше, чем интенсивность во втором случае. Для того чтобы фотоэлектронный умножитель в обоих случаях работал на рабочем участке переходной характеристики необходимо более сильный сигнал ослаблять на заведомо известную величину путем переключения резонансной частоты со спектральной линии, относящейся к Q -ветви, где максимальная величина угла поворота вектора поляризации ФЭ φ составляла 90 градусов, на спектральную линию, относящуюся к другому типу ветви, т.е. к P (или R -)ветви, где угол φ равен порядка 14 градусов. Таким образом, изменяя тип ветви резонансного квантового перехода, можно получить различные значения интенсивности суммарного

эхо-сигнала, регистрируемого после прохождения выходной поляризационной призмы.

Таким образом, перед началом измерений в автоматическом режиме выставляется резонансная частота для рабочего квантового перехода, относящегося к типу ветви, для которого характерна выбираемая зависимость $\tau_{12} = f(\varphi)$, где τ_{12} – интервал времени между возбуждающими импульсами. Затем проводится идентификация типа ветви реально выбранного квантового перехода и по микропрограмме процессора выбирается соответствующее выражение $\tau_{12} = f(\varphi)$, которое в дальнейшем используется при обработке результатов измерений.

Во-вторых, в технике эксперимента по фотонному эху в газе наряду с условиями, описанными в литературе и монографии [7] необходимо выполнить условие обеспечения давления газа. Суть его сводится к определению диапазона допустимых значений давления газа, при котором обеспечиваются интенсивности ФЭ, устойчиво регистрируемые приемной аппаратурой. При этом для каждого фиксированного интервала между возбуждающими импульсами существует свой диапазон значений давления газа, при которых интенсивность формируемого сигнала ФЭ всегда больше порога чувствительности регистрирующей аппаратуры.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-16416а, а также НТП «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 гг.) по мероприятию 1 в рамках тематического плана Марийского государственного университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Попов, К.Ш. Газизов // Материалы Международной конференции «Лазерная физика и применения лазеров» ICLPA'2003. Минск, Беларусь. 2003. С.156.
2. И.И. Попов, А.Н. Леухин, И.С. Бикбов, К.Ш. Газизов // Изв. РАН, сер. физ. 2006. Т.70. № 1. С.132.
3. К.Ш. Газизов, А.М. Гладышев, Е.Ю. Севрюгин, И.И. Попов, В.В. Самарцев. Магнитооптический датчик тока на основе фотонного эха // заявка на патент № 2004134863/28 (037918) от 29 ноября 2004, положительное решение о выдаче патента на изобретение № 2004134863/28(037918) от 17 апреля 2006 г.
4. И.И. Попов, А.М. Гладышев, К.Ш. Газизов, Е.Р. Трунина // Изв. ВУЗов: Проблемы энергетики. 2003. № 3-4. С. 120.
5. К.Ш. Газизов, И.И. Попов // Девятая международная молодежная научная школа "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия": Сб.статей. Казань, КГУ. 2005. С. 287.
6. И.В. Евсеев, В.М. Ермаченко // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 28. № 11.
7. Э.А. Манькин, В.В. Самарцев "Оптическая эхо-спектроскопия" М.: Наука, 1984. 270 с.

МНОГОДИПОЛЬНЫЕ АНТЕННЫ В СИСТЕМАХ МИКРОВОЛНОВОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

В.Л. Саввин, Ян Чунь

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Развитие работ в области СВЧ - энергетики создали основу для реализации высокоэффективных систем беспроводной передачи энергии для наземных и космических применений [1]. В качестве приемно-преобразующего элемента рассматривается ректенна, содержащая дипольную антенну и полупроводниковый диод с барьером Шоттки. Максимальная эффективность преобразования микроволн ректенной (до 90%) достигается в оптимальных режимах (1-2 Вт/диод), близких к предельным для современных СВЧ-диодов Шоттки. Подобный режим работы ректенн предполагалось реализовать в крупномасштабных проектах космической энергетики [2]. В центре приемной апертуры наземного комплекса микроволновой линии передачи проектная плотность мощности падающего излучения достигает 230 Вт/кв.м для частоты 2,45 ГГц. При оптимизированной плотности диполей (150 диполей/кв.м) нагрузка на один ректенный элемент будет близка к оптимальной.

Однако плотность мощности падающего излучения может заметно изменяться (до -10 дБ) вдоль радиуса наземного комплекса. Плотность излучения на краю апертуры уменьшается до 23 Вт/кв.м. При сохранении мощности СВЧ-диода это может вызвать существенное снижение эффективности преобразования. Проекты локальных наземных линий микроволновой передачи энергии, для которых экологическая безопасность выдвигается на первый план, рассчитаны на еще более низкий уровень плотности мощности - 30 Вт/кв.м в центре и 3 Вт/кв.м на краю комплекса [3]. Несоответствие уровня мощности микроволн, приходящегося на один диод, с оптимальным режимом его работы здесь проявляется еще резче.

Одним из решений этой проблемы может быть использование антенных элементов, содержащих большее число диполей, нагруженных на один диод с мощностью 1-2 Вт. Так в случае крупномасштабных проектов число диполей в отдельном антенном элементе может варьироваться от одного (в центре) до десяти (на краю приемного комплекса). Применение подобных многодипольных (до 20 диполей) антенн целесообразно и для приемных комплексов наземных линий передачи с более низким уровнем плотности мощности микроволнового излучения.

Диаграмма направленности многодипольных антенных элементов может заметно отличаться от диаграммы направленности ректенны с полуволновой дипольной антенной, используемой в большинстве проектов беспроводной передачи энергии. Это обстоятельство может

существенно отразиться на общих энергетических характеристиках микроволновых линий передачи и требует дополнительного исследования. Кроме того, необходимо учитывать влияние ряда других факторов - числа диполей в антенном элементе, их конфигурации и взаимного расположения, отказа отдельных диполей в системах и т.п. Разработанные в последние годы конечно-разностные методы моделирования электродинамических задач на базе прямого решения уравнений Максвелла дают возможность изучить эту проблему.

Исследовано два типа дипольных антенных решеток с различным числом элементов, предназначенных для работы в ректенных преобразователях на частоте 2,45 ГГц. Изучались свойства многодипольных преобразователей с «треугольным» расположением диполей и с «прямоугольным» расположением диполей.

В «треугольных» антенных решетках, содержащих 5 и 18 элементов, диполи расположены в вершинах равностороннего треугольника на расстоянии 0.64λ . В «прямоугольных» антенных решетках, содержащих 9 и 16 элементов, горизонтальное расстояние между диполями равнялось 0.75λ . Вертикальное расстояние между рядами диполей выбиралось равным 0.25λ . При этом предполагалось, что отдельные диполи в многодипольных антенных элементах соединены между собой микрополосковыми линиями так, что принятое ими излучение в случае его нормального падения на элемент суммируется синфазно.

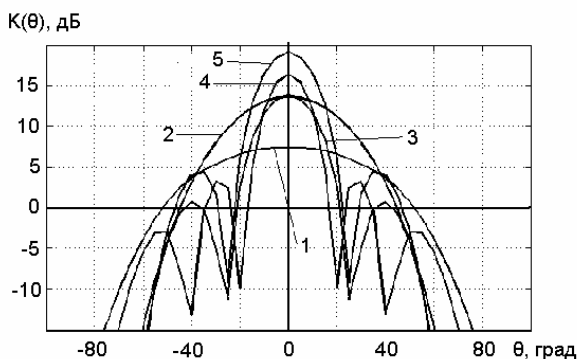


Рис.1 Диаграмма направленности антенных решеток в плоскости $\varphi=90^{\circ}$ для нормального падения микроволнового излучения. 1- одиночный диполь, 2- решетка из 5 диполей, 3- решетка из 9 диполей, 4- решетка из 16 диполей, 5- решетка из 18 диполей.

Для изучения влияния числа и взаимного расположения диполей рассчитывались диаграммы направленности указанных выше дипольных решеток в условиях нормального и наклонного падения микроволнового излучения на плоскость ректенны.

На рис. 1 показана диаграмма направленности антенных решеток в плоскости $\varphi=90^{\circ}$ относительно диполей.

При увеличении числа диполей направленность многодипольной антенны

преобразователя растет и достигает уровня 19 дБ для «треугольной» решетки с 18-ю диполями. Эффективность антенных решеток с «треугольным» расположением диполей заметно выше, чем эффективность

решеток с «прямоугольным» расположением диполей. Одновременно увеличение числа диполей приводит к сужению ширины диаграммы направленности - до 18 градусов в плоскости $\varphi=90^0$ и до 20 градусов в плоскости $\varphi=0^0$ для «треугольной» решетки с 18-ю диполями. Диаграммы направленности в плоскости $\varphi=90^0$ у решеток с «прямоугольным» расположением шире диаграмм «треугольных» решеток. Основные результаты расчетов сведены в таблицу 1:

Таблица 1

Конфигурация	«треугольная»		«прямоугольная»	
	5 диполей	18 диполей	9 диполей	16 диполей
Эффективность	0,98	0,97	0,86	0,84
Направленность, дБ	13,7	19,1	13,9	16,4
Ширина диаграммы в плоскости $\varphi=90^0$ в плоскости $\varphi=0^0$	22	18	62	46
	42	20	20	14

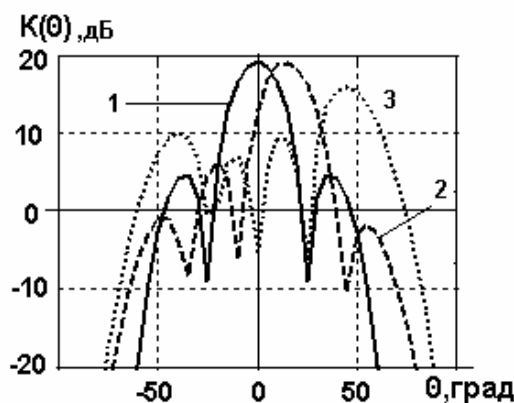


Рис.2 Диаграмма направленности в плоскости $\varphi=0^0$ для «треугольной» антенной решетки с 18-ю диполями при наклонном падении микроволнового излучения. 1- нормальное падение, 2- угол падения - 75^0 , 3- угол падения - 30^0 .

При наклонном падении микроволнового излучения на многодипольную антенную решетку ее диаграмма направленности становится несимметричной (см. рис 2). Максимум диаграммы смещается навстречу падающему излучению, уровень основного максимума плавно уменьшается в отличие от изменений в уровне боковых лепестков. При угле падения 30^0 уровень задних лепестков достигает 10 дБ и оказывается лишь на 6 дБ ниже уровня основного максимума.

Изучено влияние возможных отказов различных столбцов диполей на форму и симметрию диаграммы направленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Диденко «СВЧ-энергетика : теория и практика» М.: Наука, 2003.
2. R. Andryczuk // IEEE Spectrum, 1979. V. 16. No 7. P. 51.
3. A. Celeste // Acta Astronautica, 2004. V. 54. No 4. P. 253.

СИНТЕЗ И АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ ФАЗОКОДИРОВАННЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

А.Н. Леухин, А.Ю. Тюкаев, С.А. Бахтин

ГОУВПО Марийский государственный технический университет, Йошкар-Ола

Исследованием и решением проблемы синтеза сложных сигналов с хорошими корреляционными характеристиками или, в более общем случае, свойствами функции неопределенности, начиная с 50-х годов прошлого столетия, занимаются многочисленные научные коллективы у нас в стране и за рубежом [1-3]. Особый интерес среди синтезируемых кодовых последовательностей представляют дискретные фазокодированные (ФК) последовательности. В работе [4] приводится обобщенный метод синтеза фазокодированных последовательностей, и все возможные решения задачи, основанные на «базисных» решениях, а также разностных множествах.

Второй не менее важной проблемой в теории сложных сигналов является проблема анализа свойств синтезированных последовательностей при решении задач обнаружения, распознавания, разрешения и оценки параметров [5].

Сформулируем задачу синтеза ФК последовательностей с фиксированным значением уровня боковых лепестков a . Дискретную ФК последовательность $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$ можно определить на основании выражения:

$$\gamma_n = \exp(i\varphi_n), \quad n = 0, \dots, N-1, \quad (1)$$

где значение фазы на каждом n -ом кодовом интервале определяется из диапазона $\varphi_n \in [0, 2\pi]$, N - количество кодовых элементов в коде, а модуль каждого кодового элемента равен 1, т.е. $|\gamma_n| = 1$.

Циклическую автокорреляционную функцию (АКФ) можно определить на основе выражения:

$$\eta_\tau = \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{n+\tau \pmod{N}} \cdot \gamma_n^*, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2)$$

Требуется определить вид кода $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$, чтобы выполнялось условие равенства некоторому значению a всех боковых отсчетов циклической АКФ:

$$\eta_0 = N, \quad \eta_1 = a, \quad \eta_2 = a, \quad \dots, \quad \eta_{N-1} = a. \quad (3)$$

Значение уровня боковых лепестков a может быть любым вещественным числом из диапазона $a \in [a_{\min}, N]$. Где верхняя граница диапазона $a_{\max} = N$, а нижняя граница a_{\min} зависит от размерности кодовой последовательности N и удовлетворяет условию $a_{\min} \geq \frac{N}{1-N}$ и может быть даже меньше уровня боковых лепестков $a = -1$. Например, для случая $N = 5$, минимальный уровень боковых лепестков $a_{\min} = -1,25$.

Не ограничивая общности, для исключения «повернутых» кодовых комбинаций угол нулевого вектора φ_0 можно положить равным нулю, т.е.

$\varphi_0 = 0^\circ$. На основании выражений (1) и (2) с учетом принятых допущений можно получить следующую систему уравнений для четных $N : K = N/2, M = K - 1, n = 1, 2, \dots, M$

$$\begin{cases} \cos(\varphi_n) + \cos(\varphi_{N-n}) + \sum_{m=1}^{N-n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = a, \\ \cos(\varphi_K) + \sum_{m=1}^{N-K-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+K}) = a/2, \\ \sin(\varphi_n) - \sin(\varphi_{N-n}) - \sum_{m=1}^{N-n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = 0. \end{cases} \quad (4, a)$$

для нечетных $N : M = \lceil N/2 \rceil$, где $\lceil c \rceil$ - целая часть числа $c, n = 1, 2, \dots, M :$

$$\begin{cases} \cos(\varphi_n) + \cos(\varphi_{N-n}) + \sum_{m=1}^{N-n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = a, \\ \sin(\varphi_n) - \sin(\varphi_{N-n}) - \sum_{m=1}^{N-n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = 0. \end{cases} \quad (4, б)$$

В такой постановке задачи синтез ФК последовательностей с заданным уровнем боковых лепестков циклической АКФ сводится к поиску решений системы уравнений (4), а сами решения могут быть записаны как:

$$\Psi = [\varphi_0 = 0^\circ \quad \varphi_1 \quad \varphi_2 \quad \dots \quad \varphi_{N-1}]. \quad (5)$$

Анализируя систему уравнений (4) можно доказать, что хотя бы для одного решения должно выполняться условие:

$$\varphi_1 = \varphi_{N-1}, \varphi_2 = \varphi_{N-2}, \dots, \varphi_{\lceil N/2 \rceil} = \varphi_{\lfloor N/2 \rfloor}, \quad (6)$$

Такие решения названы «базисными» [4]. Для каждого решения можно получить еще N решений, выполняя циклические сдвиги и «поворачивая» полученную последовательность таким образом, чтобы нулевой вектор φ_0 стал равным нулю. Также в работе [4] приводятся решения системы уравнений (4), основанные на разностных множествах. В результате такого подхода удалось объединить все существующие на сегодняшний день различные кодовые конструкции для синтеза фазокодированных последовательностей с определенным уровнем боковых лепестков циклической автокорреляционной функцией в рамках единого метода кодирования. Причем было показано, что общее количество вновь синтезируемых кодовых последовательностей значительно превышает общее количество известных фазокодированных последовательностей и с ростом размерности N сигнала доля вклада известных кодовых комбинаций в общее количество возможных кодовых комбинаций стремится к нулю.

В работе исследуются функции неопределенности (ФН) синтезированных кодовых последовательностей. При исследовании функций неопределенности синтезированных ФК последовательностей было установлено, что все множество кодов, полученных на основе базисных решений можно разделить на коды двух классов с «ножевидной» и «многолепестковой» функциями неопределенности. Синтезированные ФК последовательности на основе разностных множеств имеют «кнопочную»

функцию неопределенности. Кроме того, синтезированные ФК последовательности на основе базисных решений, позволяют получить код с «кнопочной» ФН. Если взять и просуммировать две последовательности, обладающие ФН с «повернутыми лезвиями ножей», то ФН полученной в результате суммирования кодовой последовательности будет иметь «кнопочный» вид.

В работе исследуется эффективность синтезированных ФК последовательностей при решении задач распознавания, оценки параметров и разрешения. Показано, что ФК последовательности, синтезированные на основе «базисных» решений и разностных множеств, при одинаковых размерностях имеют аналогичные характеристики распознавания, разрешения и оценки параметров. Качество решения перечисленных задач в первую очередь зависит от размерности N синтезированных ФК последовательностей. Так как размерность определяет отношение сигнал/шум:

$$q = \sqrt{N}/\sigma, \quad (7)$$

где σ - среднеквадратическое отклонение модели шума, имеющей нормальный закон распределения.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что для синтезированных ФК последовательностей больших размерностей N , эффективность решения задач распознавания, разрешения и оценки параметров практически не зависит от вида кодовой последовательности и уровня боковых лепестков a , при условии, что уровень боковых лепестков циклической АКФ значительно меньше уровня главного лепестка, равного размерности N .

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках федеральной целевой НТП (гос. контракт №02.442.11.7330) и гранта РФФИ (№06-02-16416).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Е. Варакин “Системы связи с шумоподобными сигналами” М.: Радио и связь, 1985.
2. М.Б. Свердлик “Оптимальные дискретные сигналы” М., Сов.радио, 1975.
3. Р. Лидл, Г. Ниддерайтер “Конечные поля” в 2-х т., М., Мир, 1988.
4. А.Н. Leukhin // Quantum Electronics. 2005. V. 35. № 8. P.688.
5. Ч.К. Кук, М. Бернфельд “Радиолокационные сигналы. Теория и применение” М.: Сов. радио, 1971.

РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

С.М. Бобкова, В.А. Хохлова

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В настоящее время для медицины представляет большой интерес проведение неинвазивных, т.е. без обычного хирургического вмешательства, операций при лечении онкологических заболеваний. Одним из способов решения этой задачи является облучение опухоли мощным фокусированным ультразвуком. Одной из самых важных проблем при этом является наблюдение в режиме реального времени за проведением подобных операций, визуализация облучаемой области и контроль температуры внутри нее.

В работах [1,2] для дистанционного измерения температуры внутри ткани при нагревании ее ультразвуком было предложено зондировать ткань пробными эхоимпульсами. Было установлено, что основным фактором, вызывающим задержку импульса является изменение скорости звука при повышении температуры. Далее, в работе [3] был предложен метод контроля температуры в фокальной области по измерению времени задержки пробного ультразвукового импульса, пересекающего облучаемую область в поперечном направлении. Схема предложенной экспериментальной установки представлена на рис.1.

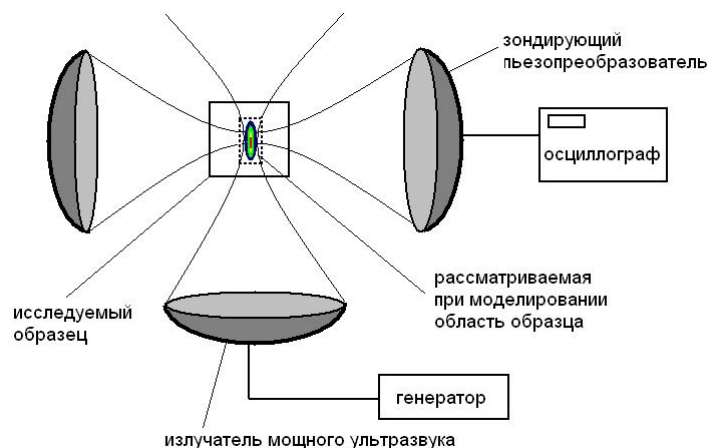


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Образец в виде кубика со стороной 4 см, изготовленного из полимерного материала с акустическими и теплофизическими свойствами, близкими к мягкой биологической ткани, помещается на оси двух конфокально расположенных сфокусированных диагностических пьезопреобразователей, образующих резонатор. Каждый из них имеет

апертуру 76.2 мм, фокусное расстояние 101.6 мм и резонансную частоту 3 МГц. Другой излучатель, использующийся для нагрева, имеет апертуру 65 мм, фокусное расстояние 70 мм и частоту 2 МГц. Образец и преобразователи помещаются в бассейн, заполненной отстоявшейся водой.

Для нахождения задержки прохождения пробного импульса через образец при его нагревании ультразвуком, необходимо промоделировать процесс изменения температуры в образце под действием облучения и определить ее пространственное распределение. Целью работы являлось моделирование акустического поля нагревающего преобразователя и расчет температурных распределений при различных режимах, используемых в эксперименте.

Поле акустического давления греющего излучателя рассчитывалось численно в приближении линейной фокусировки и отсутствия поглощения с помощью интеграла Рэлея:

$$p = -\frac{i\omega\rho_0 V_0 e^{i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ikR}}{R} ds',$$

где V_0 экспериментально измеренное пространственное распределение амплитуды колебательной скорости на излучателе, ρ_0 - плотность среды, ω - частота греющего источника, R – расстояние от элемента излучающей поверхности до точки наблюдения.

Температурное поле в образце рассчитывалось численно на основе решения трехмерного уравнения теплопроводности [4]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{2\alpha I}{\rho_0 C_p}, \text{ где } I = p^2 / 2c_0 \rho_0,$$

Величина давления p определяется из интеграла Рэлея с поправкой на

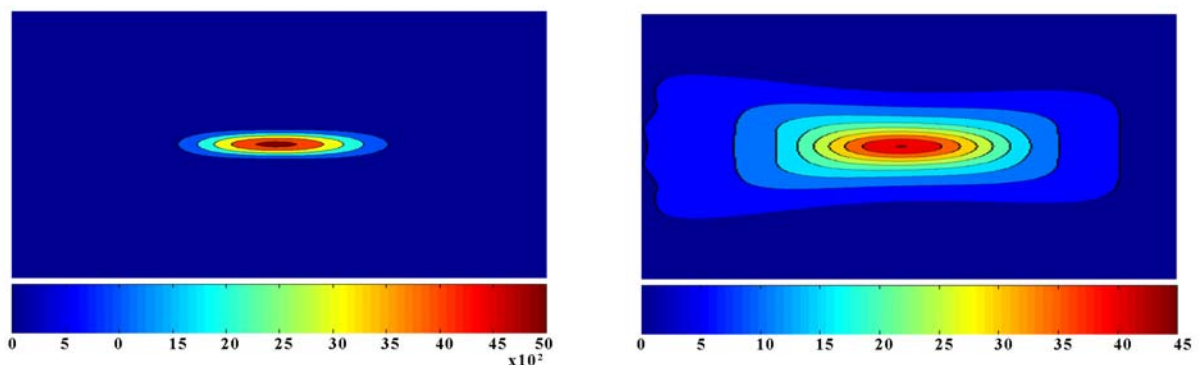


Рис.2. Распределения интенсивности (слева) для греющего излучателя мощностью 3 Вт, $f = 2$ МГц, $F = 7$ см, $a = 6.5$ см, и температуры (справа) при нагревании в течение 10 секунд в момент выключения нагрева в области размером 1 x 2 см.

поглощение в образце, $C_p = 1900$ Дж/(кг $^{\circ}$ С) - теплоемкость материала, $\alpha = 13.3$ м $^{-1}$ - коэффициент поглощения в образце на частоте 2 МГц, I – пространственное распределение интенсивности греющего

излучения, ρ_0 - плотность среды, c_0 - скорость звука в среде, χ - коэффициент температуропроводности, T – изменение температуры в образце. На рис. 2 приведены результаты расчетов для режима нагревания в течение 10 с при мощности ультразвука 3 Вт. Видно, что процессы теплопроводности приводят к заметному увеличению области повышенной температуры по сравнению с распределением тепловых источников. На рис.3 приведены временные зависимости температуры в фокальной плоскости греющего излучателя на расстояниях 1.5, 3, и 4.5 мм от оси. Расчет проведен для расстояний, соответствующих положениям термопар в экспериментальном образце и для режима облучения, используемого в одном из экспериментов. Как видно из рисунка, при помещении термопары вне зоны облучения (> 1 мм) для предотвращения взаимодействия с ультразвуковым полем, возможна регистрация повышения температуры и оценка ее величины в фокусе. Численное моделирование, произведённое в данной работе, является основой для выполнения расчетов различных режимов нагревания и сравнения с данными, полученными в соответствующем эксперименте.

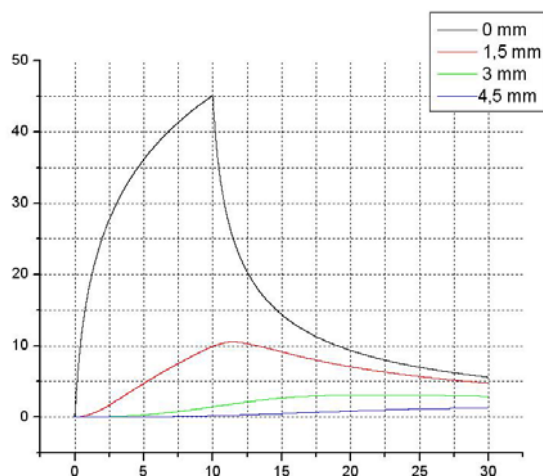


Рис. 3. Расчет изменения температуры со временем в центре пучка (0 мм) и на расстояниях 1.5, 3.0 и 4.5 мм от его оси при нагреве ультразвуком мощностью 3 Вт в течение 10 секунд.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Maass-Moreno, C.A. Damianou // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. № 4. P. 2514.
2. R. Maass-Moreno, C.A. Damianou // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. № 4. P. 2522.
3. В.Г. Андреев, А.В. Ведерников, А.В. Морозов, В.А. Хохлова // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 2. С. 149.
4. Е.А. Филоненко, В.А. Хохлова // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 541.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ
[COFEZR(t_m)/(A-SI(t_{Si})]_N

С.А. Вызулин¹, Х.Н. Искандеров², Е.В. Лебедева², Н.С. Перов²,
Н.Е. Сырьев², И.Т. Трофименко²

¹Кубанский государственный университет

²МГУ им. М.В. Ломоносова

Одной из причин повышенного интереса к магнитным наноразмерным структурам являются обнаруженные в них свойства, отсутствующие в массивных образцах. В качестве примера можно назвать эффект гигантского магнитосопротивления, изменение локальных магнитных моментов атомов и т.д. Однако наблюдаемые свойства поняты не до конца. В настоящее время ведутся как интенсивные поиски новых материалов, обладающих такими свойствами, так и выяснение технологий, обеспечивающих оптимальные параметры структур. В данной работе исследовалась система [CoFeZr(t_m)/(a-Si(t_{Si})]_n, состоящая из магнитных слоев Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀ и немагнитных прослоек a-Si (t_m – толщина магнитного слоя, t_{Si} – толщина немагнитной прослойки, n – общее число слоев). Ранее было показано, что в гранулированных системах, состоящих из наногранул Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀, внедренных в диэлектрическую матрицу SiO₂, при определенных концентрациях магнитной фазы наблюдается значительный эффект гигантского магнитосопротивления [1].

Для всех образцов снимались спектры ФМР при параллельной ориентации внешнего постоянного магнитного поля H относительно поверхности пленки. Измерения проводились с использованием обычной модуляционной техники (регистрировались производные сигналов поглощения) на ЭПР – спектрометре на частоте 9.4 ГГц при комнатной температуре. Исследовались две серии образцов с $n = 40$ и 215. Для образцов с $n = 40$ t_m менялась от 1.7 до 2.3 нм, t_{Si} – от 0.5 до 3.2 нм. Для образцов с $t_m = 1.7$, $t_{Si} = 0.48$ и $t_m = 2.1$, $t_{Si} = 1.2$ нм спектры состояли из одного интенсивного пика поглощения. Дополнительные измерения зависимости резонансного поля $H_{рез}$ от ориентации H относительно нормали к плоскости пленки показали, что наблюдаемые сигналы соответствуют однородному типу колебаний. В свою очередь это говорит о том, что при таких толщинах прослоек между магнитными слоями существует сильная ферромагнитная связь, при которой колебания во всех слоях происходят в одной фазе. При увеличении t_{Si} ($t_m \approx 2.2$ нм) наблюдалось смещение $H_{рез}$ основного типа при одновременном уменьшении интенсивности сигнала. В полях, меньших $H_{рез}$ основного типа, появлялся дополнительный пик, интенсивность

которого с увеличением t_{Si} становилась больше интенсивности основного пика. При $t_{Si} > 3$ нм зарегистрировать сигналы поглощения не удалось.

Измерения статических кривых намагничивания в плоскости пленки показали:

1. Для образцов с $t_{Si} < 2.5$ нм резонансные поля соответствуют области насыщенного состояния.
2. С ростом t_{Si} в образцах появляется одноосная анизотропия.
3. С ростом $t_{Si} > 1.9$ нм резко падает намагниченность образцов, и при $t_{Si} = 2.7$ нм она становится близкой к нулю. Последний результат возможен только, если в образцах наступает расфазировка векторов намагниченности соседних слоев.

Результаты этих измерений говорят о том, что причиной сдвига резонансных частот пиков поглощения могут быть как уменьшение связи между магнитными слоями при увеличении толщины слоев, так и появление анизотропии. Кроме того, интегральный эффект анизотропии может сопровождаться появлением различных состояний на границах магнитный слой - немагнитная прослойка, что должно влиять на резонансные условия в различных слоях.

Увеличение числа слоев до 215 приводит к тому, что в образцах с $t_{Si} > 2$ нм вместо одного дополнительного пика поглощения появляется достаточно сложный спектр (до 8 типов колебаний). При $t_{Si} > 4$ нм интенсивность пиков падает настолько, что зарегистрировать спектр не удается. Кривые намагничивания показывают, что в этом случае в образцах регистрируется практически нулевая интегральная намагниченность. Одновременно есть косвенные данные, говорящие о том, что в отдельных группах слоев может наблюдаться антиферромагнитное взаимодействие.

Проведен численный расчет спектров ФМР в многослойных структурах для некоторых величин связи между слоями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-17064, № 06-02-96607 p_юг_a).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Буравцева, Е.А. Ганьшина, В.С. Гущин, Ю.Е. Калинин, С.А. Киров, С. Пхонгхирун, Н.Е. Сырьев, А.В. Ситников, О.В. Стогней. //НМММ.Сб.трудов XVIII международной школы-семинара. Москва, 2002. С. 187.