

**СЕКЦИЯ 5**  
**“ДИАГНОСТИКА, ТОМОГРАФИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ**  
**НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД”**

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ В ВОДЕ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С РАДИОВОЛНАМИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ <b>А.В. Лебедев, Ю.А. Пирогов</b> .....	4
О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ <b>А.А. Карабутов, Т.Д. Хохлова</b> .....	5
МЕТОД УЛЬТРА-РАЗРЕШЕНИЯ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ <b>Е.Н. Терентьев</b> .....	7
СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ КРЕМНИЙ-УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК <b>О. Рябова, К. Блюменталь, Б. Горшунов, М. Шупегин, А. Волков</b> .....	9
КОГЕРЕНТНОЕ ОДНОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЕСТЕСТВЕННЫМИ ОБЪЕКТАМИ <b>Д.Н. Забегаев, Г.К. Загорин, В.А. Черепенин</b> .....	11
МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА И ОКИСИ ХЛОРА ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ <b>А.Н. Игнатъев, Е.П. Кропоткина, С.Б. Розанов, С.В. Соломонов</b> .....	13
ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МЯГКИХ МОД В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ $\text{CdTiO}_3$ <b>И.В. Куцков, Б.П. Горшунов, В.И. Торгашев, А.А. Волков</b> .....	15
СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДЯНОГО ПАРА <b>А.М. Макуренок, С.Г. Полторац, В.В. Буздин, В.И. Тихонов, А.А. Волков</b> .....	17
НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ МОДОВАЯ ТОМОГРАФИЯ ДЕФЕКТОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ <b>И.Н. Диденкулов, Н.В. Курочкин, А.А. Стромков</b> .....	18
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-РАССЕЯННЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ <b>П.Н. Вьюгин, И.Н. Диденкулов, Л.М. Кустов, А.И. Мартьянов, Н.В. Прончатова-Рубцова</b> .....	19

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ОЗОнового СЛОЯ В УСЛОВИЯХ ЗИМНЕЙ ПОЛЯРНОЙ СТРАТОСФЕРЫ <b>В.Г. Рыскин, Ю.Ю. Куликов, А.А. Красильников</b> .....	20
МИКРОВОЛНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОМ ТГС <b>Ф.В. Голиков, Г.И. Овчинникова</b> .....	22
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА ПО ДАННЫМ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ <b>Д.Н. Мухин, Я.И. Мольков, Е.В. Суворов, А.М. Фейгин</b> .....	23
ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СДВИГОВОГО МОДУЛЯ В РЕЗИНОПОДОБНОМ МАТЕРИАЛЕ <b>Т.А. Бурлакова, В.Г. Андреев</b> .....	24
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО МЕДИЦИНСКОГО АКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА <b>М.А. Смагин, А.В. Морозов</b> .....	26
ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЛАКСОРНОЙ КЕРАМИКИ $\text{SrTiO}_3\text{-Sr(Mg,Nb)O}_3$ <b>С.Н. Мигунов, С.П. Денисов, Г.А. Командин, А.А. Волков, В.В. Леманов</b> .....	28
ДИАГНОСТИКА НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ В КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ПО СПЕКТРАМ ФОТОТОКА <b>О.Г. Кошелев, В.А. Морозова, Г.М. Григорьева, К.Н. Звягина, А.В. Спасский</b> .....	29
УСЛОВИЯ ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ВИБРОПЕРЕМЕЩЕНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ <b>А.В. Зырянова, В.Г. Можаяев</b> .....	31
ГЕНЕРАЦИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ СДВИГОВЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ РЕЗИНОПОДОБНЫХ СРЕДАХ <b>В.Г. Андреев, А.В. Ведерников</b> .....	33
КОРРЕКЦИЯ АППАРАТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ АКУСТООПТИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА <b>Н.В. Лопухов, В.Э. Пожар</b> .....	35
ОСОБЕННОСТИ УГЛОВОЙ ЭХО-СПЕКТРОСКОПИИ ПОЛИМЕРОВ И РУБИНА <b>О. Хасанов, О. Федотова, В. Самарцев</b> .....	36

МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ И УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ МОЩНЫХ СВЧ ПУЧКОВ	
<b>А.В. Чирков</b> .....	37
СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ В ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА	
<b>Ю.А. Пирогов, В.В. Гладун, А.Л. Тимановский</b> .....	38

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ В ВОДЕ ПРИ  
РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С РАДИОВОЛНАМИ  
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

А.В. Лебедев, Ю.А. Пирогов

Начальные представления о структуре воды и самой воде, как поглотителе радиоволн миллиметрового диапазона претерпели значительные изменения в связи с обнаружением ряда нелинейных эффектов, когда в развитии представлений о физике взаимодействия миллиметровых радиоволн с водными средами был сделан новый шаг. Был разработан радиофизический метод прямой регистрации процесса взаимодействия радиоволн миллиметрового диапазона с различными физическими объектами, в том числе такими, как водные среды и водосодержащие биологические объекты. Это удалось достигнуть благодаря принципу широкого междиапазонного разнесения частот падающих и принимаемых радиоволн. Однако проведенные ранее исследования резонансного взаимодействия миллиметрового радиоизлучения с водными средами касались, в основном, феноменологической связи между макроскопическими характеристиками воды и ее откликом на воздействие излучения. Механизм взаимодействия и изменения структуры воды под воздействием миллиметрового радиоизлучения был не ясен и требовал всестороннего изучения.

Целью нашего исследования является изучение механизма изменения структуры водородных связей в воде под воздействием радиоволн миллиметрового диапазона низкой интенсивности. Нами был обнаружен эффект, заключающийся в изменении структуры водородных связей в воде при облучении ее монохроматическими радиоволнами на резонансных частотах. Выявлена нелинейность эффекта, имеющего подпороговый характер, порог мощности излучения, при превышении которого эффект не наблюдается, имеет величину порядка  $1 \text{ мкВт/см}^2$ . Разработана методика радиометрической резонансной спектроскопии водосодержащих сред, основанная на обнаруженном эффекте резонансного взаимодействия миллиметрового излучения с водными средами. В методике осуществляется прямая физическая регистрация эффекта резонансного взаимодействия миллиметровых радиоволн малой мощности со структурой слабых водородных связей в воде и водосодержащих средах. Исследования методом радиометрии спектральных характеристик воды и водосодержащих сред показали наличие прямой корреляции спектральных характеристик со структурой водородных связей в воде и макроскопическими параметрами исследуемого объекта.

## О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

А.А. Карабутов, Т.Д. Хохлова

Лазерная оптико-акустическая (ОА) томография является одним из наиболее перспективных новых методов в диагностике биотканей. Этот метод основан на термооптическом эффекте: частицы среды поглощают лазерное излучение, что приводит к неравномерному нагреванию и расширению среды, что, в свою очередь, ведет к возбуждению ультразвуковых импульсов. Форма импульсов соответствует распределению тепловых источников в среде, поэтому по временным профилям зарегистрированных ОА сигналов можно судить о распределении неоднородностей в среде.

Одной из важнейших областей применения ОА томографии на сегодняшний день является диагностика рака груди на ранних стадиях. Преимуществами ОА томографии перед чисто оптическими или ультразвуковыми методами диагностики являются, с одной стороны, высокая контрастность получаемых изображений, что определяется большими различиями в коэффициенте поглощения света раковыми и здоровыми тканями, а с другой стороны – возможность обнаружения малых опухолей (диаметром  $\sim 3$  мм) на глубине в несколько сантиметров благодаря более слабому рассеянию ультразвуковых волн по сравнению со световыми. В настоящее время ОА томография развивается преимущественно в направлении совершенствования алгоритмов восстановления изображения и повышения разрешения и чувствительности системы регистрации ОА сигналов. При использовании пленочных пьезоприемников разрешение по глубине (Рис.1) определяется толщиной пьезоэлемента и выбирается исходя из требований томографической задачи. Разрешение же в поперечном направлении определяется геометрией

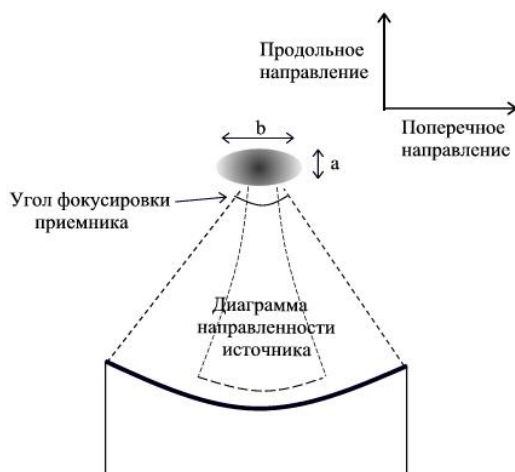


Рис. 1. Взаимное расположение источника и приемника ОА сигналов.

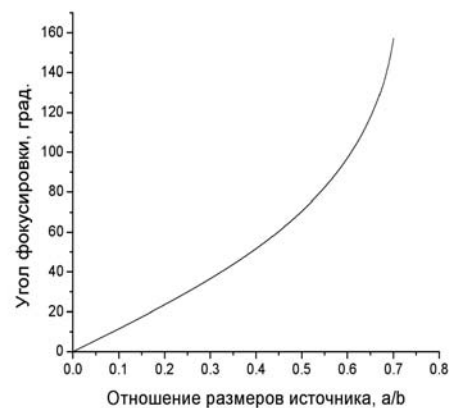


Рис. 2. Зависимость необходимого угла фокусировки приемника от отношения размеров неоднородности.

приемника.

Известно, что, если диаграмма направленности ОА источника лежит внутри угла фокусировки приемника, как изображено на Рис.1, то ОА сигнал будет зарегистрирован корректно, т.е. поперечные размеры источника и его томографического изображения будут одинаковы<sup>2</sup>. В противном случае поперечный размер изображения будет больше реального и изображение исказится. Поэтому минимальный поперечный размер источника, при котором его диаграмма направленности лежит внутри угла фокусировки приемника, является минимальным разрешением в поперечном направлении. Таким образом, для определения минимального угла фокусировки приемника, позволяющего разрешить неоднородность с заданными размерами, необходимо исследовать зависимость диаграммы направленности распределенного ОА источника от его размеров.

В данной работе рассматривается ОА источник с гауссовым распределением тепловыделения с различными размерами в продольном и поперечном направлениях. С помощью основного уравнения оптоакустики<sup>3</sup> в приближении дальней волновой зоны рассчитывается возбуждаемое импульсное поле в зависимости от размеров источника. На Рис.2 представлена зависимость ширины диаграммы направленности источника, определяемой по уровню  $\frac{1}{2}$ , от отношения его продольного размера к поперечному. Полученные результаты позволяют определить минимальный угол фокусировки приемника, необходимый для воспроизведения неоднородности заданных размеров. Из приведенной зависимости видно, что достижение поперечного разрешения, равного разрешению по глубине, возможно только при использовании приемника с углом фокусировки более  $180^\circ$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Alexander Oraevsky and Alexander Karabutov // Conference on Biomedical Optoacoustics, Proc. SPIE, 2000, 3916.
2. V.G. Andreev, D.A. Popov, D.V. Sushko, A.A.Karabutov, A.A. Oraevsky // Biomedical Optoacoustics II edited by Alexander A. Oraevsky, Proc. SPIE., 2002, V. 4618, P. 137.
3. V.E. Gusev, A.A. Karabutov “Laser optoacoustics” New York: AIP, 1993, 304.

## МЕТОД УЛЬТРА-РАЗРЕШЕНИЯ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

Е.Н. Терентьев

В методе ультра-разрешения минимальный результат повышения разрешения получается в одной точке – пикселе. Если строится промежуточное интерполированное изображение на  $n \times n$  раз более плотном множестве точек с одновременным использованием более детально оцифрованной Функции Рассеяния Точки (ФРТ)  $O$ , то более тонкий минимальный “точечный” результат повышения разрешения получается в  $1/n \times n$  части исходного пиксела.

ФРТ  $O$  и ее Модуляционная Передаточная Функция  $MO$  являются известными. Вводятся новые понятия: разрешающая функция  $R$ , разрешенная ФРТ -  $R * O$  и их частотные аналоги  $MR$  и  $MR * O$  позволяющие контролировать и интерпретировать результаты ультра-разрешения по малым областям - порядка размера носителя ФРТ  $O$ .

Метод ультра-разрешения обеспечивает ”точечную” компенсацию искажений ФРТ (по малым областям порядка размера носителя  $O$ ) независимо от размеров изображений, с получением результата для изображения на более плотном множестве точек и при низких отношениях сигнал/шум.

Метод ультра-разрешения оказался более эффективным по сравнению даже с локально-линейным методом сверх - разрешения на примере микроволновых радио-изображений [1]. В системе радионаблюдения Солнца стало возможным четко фиксировать дыры и отдельные выбросы плазмы в плазменной оболочке Солнца.

“R”, “G” и “B” ФРТ телескопа Hubble оценивались по результату повышения разрешения малых объектов в цветном изображении взрыва сверхновой звезды. Стали хорошо заметными ядра у новых малых звезд, появившихся в результате взрыва сверхновой.

ФРТ по “R”, “G” и “B” каналам американских марсоходов неизвестны и их необходимо было оценивать. Задача осложнялась тем, что изображения подвергались сильному сжатию для передачи на Землю. В ультра - разрешенных марсианских изображениях стало заметно больше мелких деталей без наличия муаров с преобладающим цветом (см. Рис. 1).

## ЛИТЕРАТУРА

1. E.N. Terentiev, N.E. Terentiev, and F.V. Shugaev // Proc. SPIE 2002, V. 4541, P. 427.

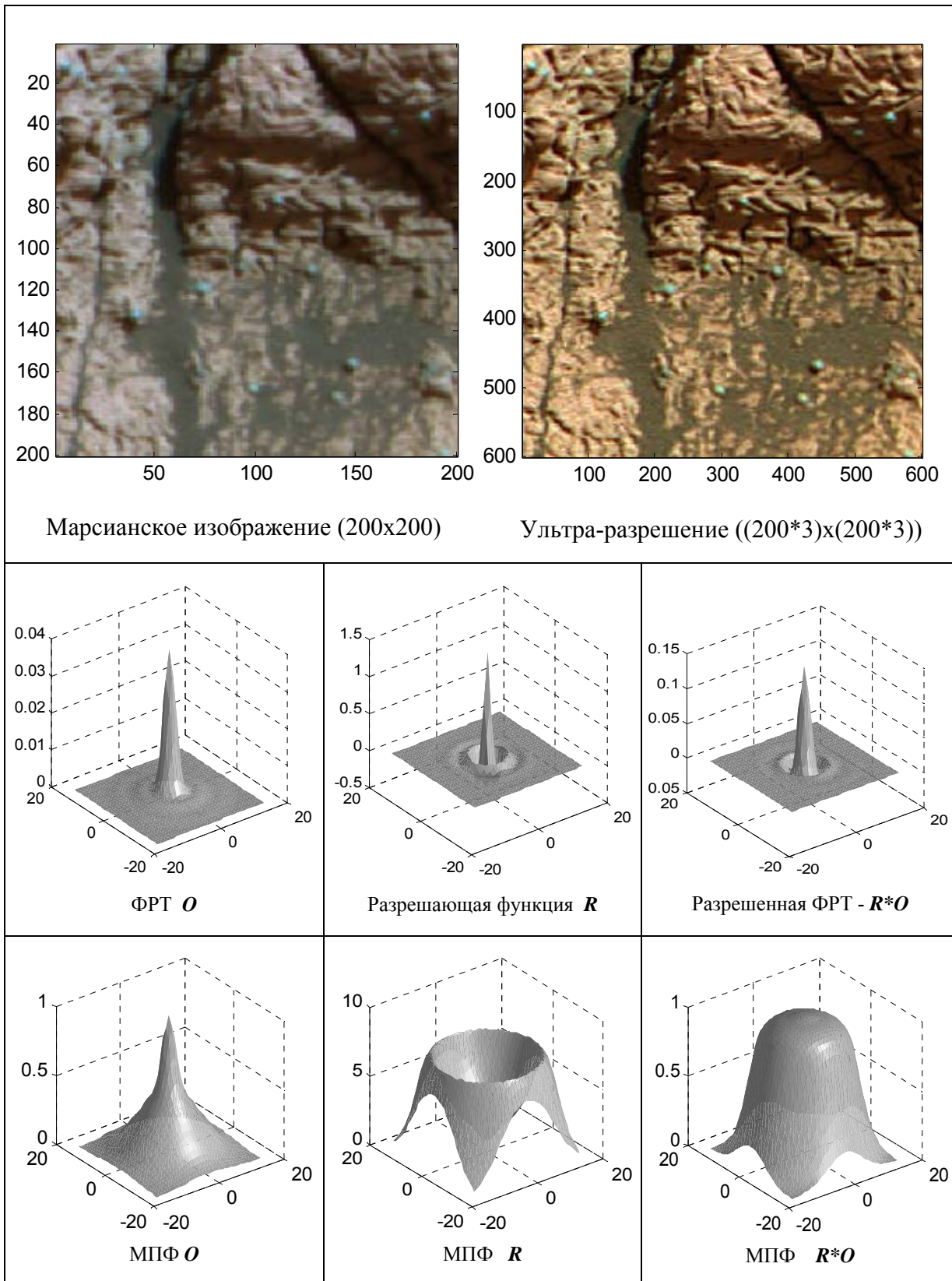


Рис.1. Исходное марсианское изображение, ультра-разрешение на более плотном множестве точек и интерпретация результата.



## СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ КРЕМНИЙ-УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК

О. Рябова, К. Блюменталь, Б. Горшунов, М. Шупегин, А. Волков

Алмазоподобные кремний-углеродные пленки представляют большой интерес для практических применений благодаря таким свойствам, как высокая адгезия, химическая и коррозионная стойкость, твердость, низкий коэффициент трения, экологическая чистота. Важным моментом является так же то, что технологическими методами удается получать покрытия различной толщины с величинами электросопротивления в широких пределах, от  $10^{14}$  Ом см (диэлектрик) до  $10^{-4}$  Ом см (“плохой” металл). В то же время эффективность применения этих пленок ограничивается практическим отсутствием систематических исследований их фундаментальных свойств. Целью настоящего исследования является подробное изучение электронных свойств пленок методами оптической спектроскопии. В настоящей работе представлены первые результаты по их высокочастотным свойствам, полученные методом миллиметровой - субмиллиметровой ЛОВ спектроскопии. (ЛОВ – лампа обратной волны, генератор излучения).

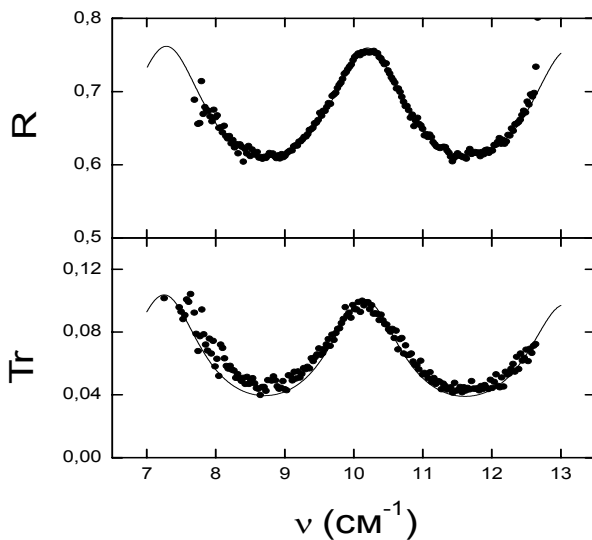


Рис.1. Миллиметровые – субмиллиметровые спектры отражения R (со стороны пленки) и пропускания Tt алмазоподобной кремний-углеродной пленки (2200 Е) на диэлектрической подложке (0.6 мм) при комнатной температуре. Точки – эксперимент, линии – теория (см. текст). Осцилляции обусловлены интерференцией излучения внутри подложки.

Исследовались пленки толщиной порядка 2000 Е, нанесенные на поликристаллические диэлектрические подложки толщиной 0.6 мм. Пленки были получены путем осаждения органосилоксановых паров с последующим введением металла (различной концентрации) с использованием магнетронного распыления.

Измерения проводились на миллиметровом-субмиллиметровом спектрометре, в деталях описанном в [1], в диапазоне частот  $\nu = 7-13$  см<sup>-1</sup> при температурах от 300 К до 5 К. В квазиоптической конфигурации измерялись спектры коэффициента пропускания Tt, фазового сдвига  $\varphi$  прошедшей через образец волны и коэффициента отражения R (как со стороны пленки, так и со стороны подложки). Измеренные спектры обрабатывались методом

наименьших квадратов с применением соответствующих формул Френеля для двухслойной среды (см., например, [2]), позволяющие, таким образом, бесконтактным методом определять "оптические" параметры пленки: проводимость  $y(\omega)$  и действительная  $\epsilon'(\omega)$  и мнимая  $\epsilon''(\omega)$  части комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$ . Пример подобной обработки экспериментальных спектров иллюстрируется Рис.1. Параметры подложки измерялись отдельно. В дополнение к динамическим измерениям были проведены измерения статической проводимости четырехконтактным методом.

Анализ измеренных спектров показал, что при высоких температурах  $T$  как

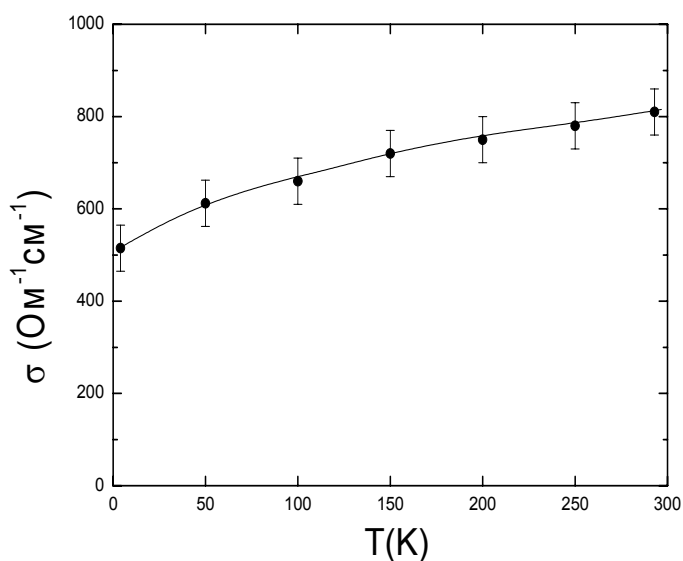


Рис.2. Температурная зависимость динамической (на частотах  $7-18 \text{ cm}^{-1}$ ) проводимости алмазоподобной кремний-углеродной пленки толщиной 2200 Å.

высоко-, так и низко-проводящие пленки хорошо могут быть описаны в рамках модели Друде [3] проводимости металлов в низкочастотном пределе ( $\omega \ll \gamma$ , где  $\gamma$  - частота релаксации носителей тока), когда проводимость практически не зависит от частоты излучения,  $y = \text{const}$ . В то же время при низких температурах в спектрах проводимости появляются признаки возрастания её величины с увеличением частоты. При этом величина проводимости с понижением температуры уменьшается (см. Рис.2). Такое низкотемпературное поведение проводимости может быть

связано с локализацией носителей заряда.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Kozlov and A. Volkov // Topics in Applied Physics, 1998, V. 74.
2. М. Борн, Э. Вольф "Основы оптики" М.: Наука, 1970.
3. А.В. Соколов "Оптические свойства металлов" М.: Наука, 1961.

КОГЕРЕНТНОЕ ОДНОКРАТНОЕ РАССЕЙЯНИЕ РАДИОИМПУЛЬСОВ  
НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЕСТЕСТВЕННЫМИ ОБЪЕКТАМИ

Д.Н. Забегаев, Г.К. Загорин, В.А. Черепенин

Цель сообщения – на примере хорошо известной задачи дистанционного зондирования дождя продемонстрировать качественно новые возможности в дистанционном зондировании, которые предоставляют активные системы, использующие СВЧ радиоимпульсы наносекундной длительности.

В [1] показано, что мощность принимаемого эхо-сигнала может быть представлена суммой трёх компонент  $\bar{P}_{PP} = \bar{P}_{PP}^{HK} + \bar{P}_{PP}^K + \bar{P}_{PP}^{\Delta N}$ .

(1)

Первое слагаемое характеризует вклад некогерентного рассеяния, второе выражает вклад когерентного, а третье обусловлено флуктуациями концентрации и состава частиц в импульсном объёме. А.А. Черниковым показано, что третьим слагаемым можно пренебречь. При некоторых упрощающих предположениях вклады можно выразить через соответствующие сечения рассеяния среды  $\sigma^A$  [2]  $\bar{P}_{PP}^A = (P_{ПЕР} \lambda^2 G^2 F^2 \sigma^A) / (4\pi)^3 r^4$ , (A=НК, К),

(2)

где  $\bar{P}_{PP}^A$  - средняя мощность A-ой компоненты принятого сигнала (Вт);  $P_{ПЕР}$  - импульсная мощность передатчика МРЛ (Вт); G- коэффициент усиления антенны;  $\sqrt{F}$  - затухание напряжённости поля в атмосфере на пути 2r; л – длина волны.

Если для аппроксимации диаграммы направленности антенны воспользоваться гауссовыми функциями, тогда [2]

$$\bar{P}_{PP}^{HK} = (P_{ПЕР} G^2 F^2 \theta_0 \phi_0 \eta K_{ЗАП}) / (4^5 \ln 2 \pi^2 r^2), \quad (3)$$

где  $\theta_0$  и  $\phi_0$  - ширина диаграммы направленности по точкам половинной мощности (по уровню 3 дБ) в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (рад);  $K_{ЗАП}$  - коэффициент заполнения радиолокационного объёма  $V_{II} = (\pi r^2 \theta_0 \phi_0 h_{II}) / (16 \ln 2)$  частицами;  $h_{II} = c \tau_{II}$  - пространственная протяжённость зондирующего импульса (м); c- скорость света (м/с);  $\tau_{II}$  -длительность зондирующего импульса (с); z- удельная площадь обратного рассеяния гидрометеоров ( $m^{-1}$ ). Для дождя в [3] рекомендованы следующие эмпирические соотношения  $\eta = 6.2 \cdot 10^{-14} R^{1.6} / \lambda^4$ ,  $z_3 = 3.52 \cdot 10^3 \lambda^4 \eta$ , где размерности: R, мм/ч, л, м,  $z_3$ ,  $mm^6 m^{-3}$ .

На основе уравнения (3), пользуясь понятием минимально обнаружимой мощности отраженного сигнала  $P_{ПРМИН}$  (Вт), а также, учитывая коэффициент полезного действия антенно-волноводного тракта на приём и передачу  $K_{AB}$ , вводят метеорологический потенциал в форме [2]:  $\Pi_M = (\pi^3 P_{ПЕР} G^2 \theta_0 \phi_0 h_{II} K_{AB}) / (4^5 \ln 2 \cdot P_{ПРМИН} \lambda^2)$ , так что  $\bar{P}_{PP} / \bar{P}_{ПРМИН} = (\Pi_M z_3 F^2 K_{ЗАП}) / r^2$ .

Для некогерентного отражения  $\sigma^{HK} = \sigma_{cm} N_\Sigma$ , где  $\sigma_{cm}$  и  $N_\Sigma$  - среднестатистическое сечение отражения назад и общее число отражателей в

импульсном объёме, соответственно.  $N_{\Sigma} = nV_H$ , где  $n$  – число частиц в единице объёма.

Вклад когерентного отражения в эхо-сигнал зависит от формы импульса и пропорционален  $N_{\Sigma}^2$ . Этим то этот механизм отражения особенно ценен для дистанционного зондирования объёмно распределённых целей. Для прямоугольного импульса вклад его максимален, а сечение  $\sigma_{\Pi}^K = \sigma_{cm} N_{\Sigma}^2 (\lambda / (2\pi h_H))^2 \sin^2(2\pi h_H / \lambda)$ , где  $h_H = \tau_H c / 2$ , а  $\sigma_{\Pi}^K / \sigma^{HK} = N_{\Sigma} (\lambda / 2\pi h_H)^2 \sin^2(2\pi h_H / \lambda)$ .

Несколько ближе к реальному случаю импульс трапецеидальной формы. В этом случае  $\sigma_T^K / \sigma^{HK} = N_{\Sigma} (\lambda / (2\pi a))^2 (\lambda / (2\pi h_H))^2 [\cos(4\pi h_H / \lambda) \sin(2\pi a / \lambda)]^2$ .

Оценки отношения сечений когерентного и некогерентного рассеяния для будущих МРЛ на волне 3 см и длительностью импульса 1 нс прямоугольной и трапецеидальной форм с  $a/\lambda=7/4$  и  $h_H/\lambda=39/4$ , при  $\theta_0 = \varphi_0 = 0.01$  рад, при зондировании дождя на дальности 1 км, когда  $V_H = 8.5 \text{ м}^3$  приведены ниже:

R, мм/ч	1	5	25	125
$\sigma^{HK}$ , м <sup>2</sup>	6.48-7	8.52-6	1.12-4	1.47-3
$\sigma_{\Pi}^K / \sigma^{HK}$	0.57	1.42	3.03	5.77
$\sigma_T^K / \sigma^{HK}$	4.7-3	1.18-2	2.5-2	4.8-2

Из таблицы следует, что когерентное отражение каплями дождя в указанных условиях может быть сравнимым и превышать некогерентное уже в осадках умеренной интенсивности, и тем более в сильных и ливневых дождях.

Приведенные оценки показывают, что наряду с высоким разрешением по дальности, (известным достоинством радиолокаторов, использующих импульсы наносекундной длительности) такие системы будут обладать и повышенной радиолокационной чувствительностью при зондировании объёмно распределённых целей, благодаря механизму когерентного отражения эхо-сигналов, что, в свою очередь, должно способствовать увеличению вероятности обнаружения гидрометеоров при той же энергии в импульсе, что и у обычных МРЛ. Следует учитывать, что роль когерентного отражения отрицательна в радиолокации, поскольку создаёт дополнительные помехи при рассеянии на гидрометеорах, листьях деревьев и т.п. Однако эти помехи можно существенно уменьшить, если фронты импульса будут достаточно пологими.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. “Распространение ультракоротких волн” Пер. с англ./Под ред. Б.А. Шиллерова. М.: Сов. радио, 1965.-710 с.
2. Г.Б. Брылёв, С.Б. Гашина, Г.Л. Низдойминога “Радиолокационные характеристики облаков и осадков” Л: Гидрометеоиздат, 1986.- 231 с.
3. Ю.А. Мельник, С.Г. Зубкович, В.Д. Степаненко, Ю.П. Соколов, В.А. Губин, В.Е. Дулевич, С.В. Переслегин, А.А.Веретягин, В.М. Глушков, Ю.А. Юрков “Радиолокационные методы исследования Земли” М.: Советское радио, 1980.- 264 с.

## МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА И ОКИСИ ХЛОРА ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

А.Н. Игнатьев, Е.П. Кропоткина, С.Б. Розанов, С.В. Соломонов

Изменение газового состава атмосферы, её озонового слоя является одной из актуальных проблем. Эффективным методом исследования этих изменений является наблюдение спектров собственного теплового излучения озона, окиси хлора и других малых газовых составляющих атмосферы (МГС) в миллиметровом диапазоне [1]. В этом диапазоне до высот 70÷75 км основной вклад в уширение спектральных линий вносят столкновения молекул. Это уширение пропорционально давлению, поэтому результирующий спектр содержит информацию о вертикальном распределении содержания излучающих молекул. Для восстановления вертикальных профилей озона и окиси хлора из соответствующих спектров в данной работе применён подход [2], в котором используется метод Тихонова. Рассмотрена также методика определения среднего содержания окиси хлора.

Точность восстановления профиля МГС в значительной степени зависит от шумов приёмной аппаратуры. Рассмотрен случай регистрации спектра озона радиоспектрометром ФИАН, с помощью которого с 1996 года осуществляются регулярные исследования атмосферного озона над Москвой в линии с центральной частотой 142,175 ГГц. Влияние шумов аппаратуры может быть снижено путём усреднения сигналов (спектрального сглаживания) в соседних каналах анализатора спектра, входящего в состав радиоспектрометра. В то же

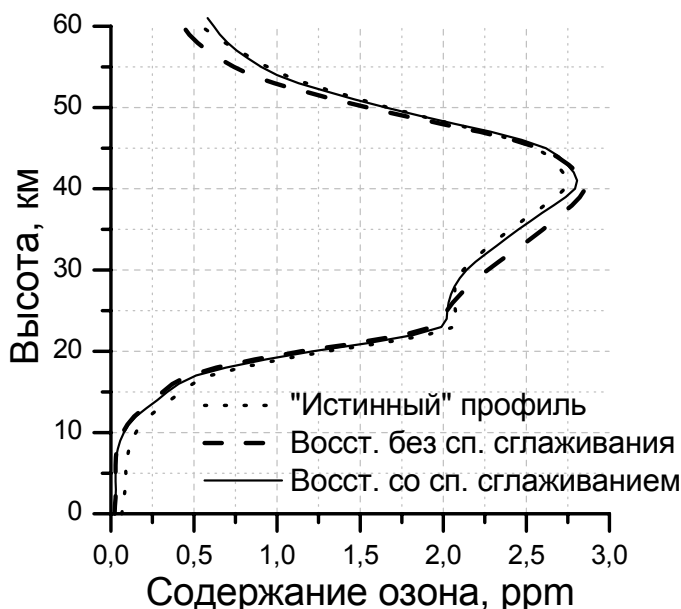


Рис. 1. Моделирование восстановления профиля озона (ppm=10<sup>-6</sup>).

время такое усреднение само вносит определённые искажения в регистрируемый спектр. В качестве примера, демонстрирующего влияние спектрального сглаживания, на рисунке 1 приведены результаты численного моделирования восстановления профиля озона в единицах отношения смеси ppт (=10<sup>-6</sup>). Пунктирная линия — «истинный» профиль озона. Время наблюдения — 15 минут. Видно, что в диапазоне высот 20 ч 50 км точность восстановления профиля озона с применением межканального сглаживания оказывается заметно выше, чем без

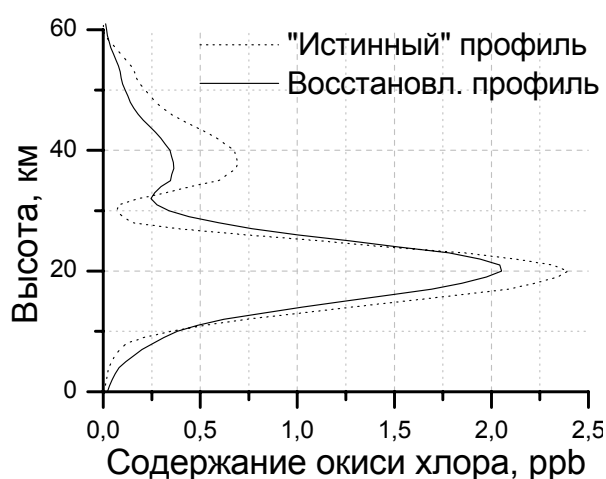


Рис. 2. Моделирование восстановления профиля окиси хлора ( $\text{ppb}=10^{-9}$ ).

моделирования восстановления профиля окиси хлора при регистрации её спектра приёмником с однополосной шумовой температурой 500 К в течение 6 часов. Видно, что в нижнем максимуме этого профиля погрешность восстановления не превышает 20%, что позволит уверенно регистрировать содержание окиси хлора и его изменения, которые могут достигать десяти и более раз. Для дальнейшего увеличения точности восстановления профиля окиси хлора необходимо увеличивать чувствительность приёмной аппаратуры.

Показано также, что при использовании спектрорадиометра с параметрами, определёнными в [3], для регистрации линии окиси хлора с центральной частотой 204,35 ГГц точность восстановления среднего содержания окиси хлора в диапазонах высот от 15 до 30 и от 30 до 55 км может быть не хуже 0,3 ppb.

Созданные методики важны для исследования изменений в озоносфере под влиянием естественных и техногенных факторов.

Работа поддержана грантами РФФИ №03-02-17436, НШ-1254.2003.2 и ФЦП «Интеграция».

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Соломонов, С.Б. Розанов, Е.П. Кропоткина, А.Н. Лукин // Радиотехника и электроника, 2000, Т. 45, № 12, С. 1519.
2. К.П. Гайкович, Е.П. Кропоткина, С.В. Соломонов //Изв. АН. Физика атмосферы и океана, 1999, Т. 35, № 1, С.86.
3. А.Н. Игнатъев, Е.П. Кропоткина, Ю.А. Пирогов, С.Б. Розанов // Радиотехника и электроника, 2003, Т. 48, № 6, С. 679.

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МЯГКИХ МОД  
В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ  $\text{CdTiO}_3$ 

И.В. Куцков, Б.П. Горшунов, В.И. Торгашев, А.А. Волков

Высокая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  материалов ( $\epsilon_r \sim 100 - 20000$ ) делает их привлекательными для использования в конденсаторах, диэлектрических резонаторах и других устройствах микроэлектроники. Например, предложение фирмы Motorola использовать перовскиты (сегнетоэлектрические кристаллы типа  $\text{ABX}_3$  [1]) в качестве микропроцессорной подложки позволило уменьшить площадь таких устройств в 4 раза. Чаще всего для применений используют сегнетокерамики на основе  $\text{BaTiO}_3$  или  $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ , так как они обладают малыми потерями, обеспечивают надежно воспроизводимые свойства и экономичны в изготовлении. Несмотря на то, что оксиды семейства перовскитов изучаются уже давно, с момента

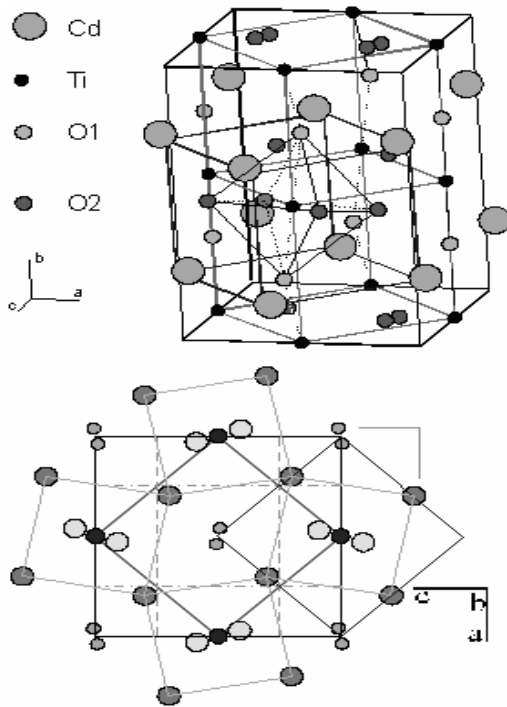


Рис.1. Элементарная ячейка  $\text{CdTiO}_3$  и ее проекция на  $b$ -плоскость.

открытия сегнетоэлектрических свойств титаната бария, вопрос о свойствах родственного  $\text{BaTiO}_3$  перспективного соединения - титаната кадмия  $\text{CdTiO}_3$  - является предметом дискуссий. Нами выполнено детальное исследование свойств  $\text{CdTiO}_3$  методом оптической спектроскопии, позволившее получить детальную информацию по отклику в инфракрасном (ИК) диапазоне, основанную на полученных спектрах отражения, дополненных субмиллиметровыми, смм, ( $8-28 \text{ см}^{-1}$ ) спектрами пропускания и получить количественную картину поведения сегнетоэлектрической мягкой полярной моды (температурную зависимость параметров мягкой моды - диэлектрического вклада  $\Delta\epsilon(T)$ , затухания  $\gamma(T)$ , частоты  $\nu_0(T)$ ).

$\text{CdTiO}_3$  кристаллизуется в орторомбическую перовскитную структуру ( $a = 5,4215 \text{ \AA}$ ,  $b = 7,6176 \text{ \AA}$ ,  $c = 5,3053 \text{ \AA}$ ), соответствующая элементарная ячейка показана на Рис.1. Образцы представляли собой монокристаллы в виде тонких пластинок размерами около  $3 \times 4 \text{ мм}^2$ , которые и использовались в измерениях без дополнительной механической обработки. Спектры отражения были получены с помощью ИК Фурье спектрометра Bruker IFS-113v в частотном интервале от  $50 \text{ см}^{-1}$  до  $1000 \text{ см}^{-1}$  и температурном диапазоне от 300 К до 5 К. Кроме того были измерены смм спектры пропускания ( $8-27 \text{ см}^{-1}$ , 5 К - 300 К) тонкой (14 мкм) плоскопараллельной пластинки с помощью ЛОВ –

спектрометра (ЛОВ-лампа обратной волны, генератор излучения [2]. Спектрометр позволяет измерять комплексный коэффициент пропускания и, таким образом, напрямую определять функции диэлектрического отклика без использования соотношений Крамерса-Кронига или модельного фита. Полученные ИК и сБММ спектры обрабатывались совместно методом наименьших квадратов, на основе чего мы получили картины поведения реальной  $\epsilon'(n)$  и комплексной  $\epsilon''(n)$  частей комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon^*(n) = \epsilon'(n) + i\epsilon''(n)$  для всего температурного и частотного диапазонов.

Проанализировав полученные спектры, мы обнаружили две ИК линии с аномальным температурным поведением. Мы полагаем, что природа этих линий связана с наиболее низкочастотной полярной модой, свойственной кубическому перовскиту.

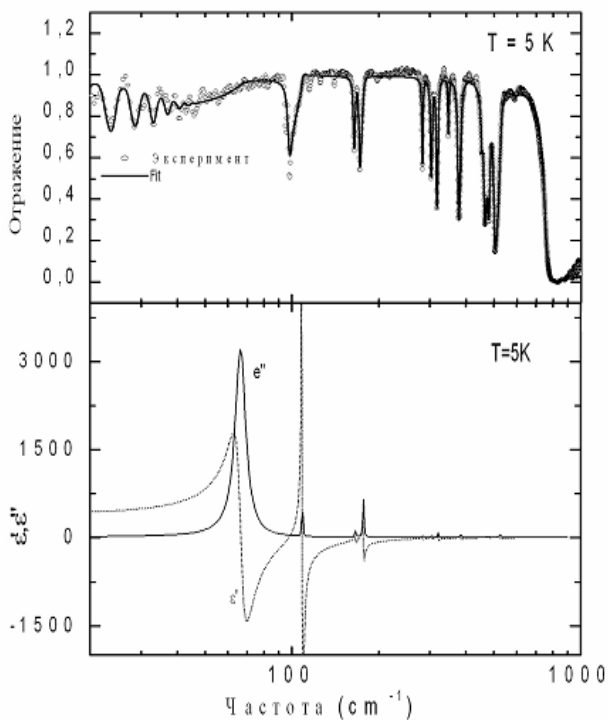


Рис.2. Пример обработки спектра отражения (вверху) и полученное поведение диэлектрического отклика (внизу).

В результате высокотемпературных фазовых переходов и свертывания зоны Бриллюэна мода расщепляется на три компоненты  $V_{1u}$ ,  $V_{2u}$  и  $V_{3u}$ . Моды  $V_{1u}$  и  $V_{3u}$  зафиксированы в ИК спектрах. Геометрия образца не позволила увидеть  $V_{2u}$ -компоненту. Все линии претерпевают аномальное температурное поведение в области 50-80 К, где обнаружены аномалии в поведении оптических и диэлектрических констант  $\text{CdTiO}_3$ . Мы связываем эти аномалии со структурным фазовым переходом в полярное состояние и понижением симметрии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лайнс и Гласс “Сегнетоэлектрики и родственные им материалы” М.: МИР, 1981.
2. G. Kozlov and A. Volkov // Topics in Applied Physics, 1998, V. 74.



## СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

А.М. Макуренок, С.Г. Полторак, В.В. Буздин, В.И. Тихонов, А.А. Волков

В докладе описывается эксперимент по измерению столкновительных уширений спектральных *орто* и *пара* линий поглощения водяного пара, который косвенно подтверждает существование эффекта селективной адсорбции *орто* и *пара* молекул воды на твердой поверхности.

Водяной пар с точки зрения квантовой механики представляет собой смесь *орто* и *пара* спин-изомеров со спинами 1 и 0, соответственно. Энергетические вращательные уровни *орто* воды трижды вырождены. При температурах более 50° К количественное соотношение *орто* и *пара* молекул стремится к значению 3:1. Благодаря наличию у молекул воды дипольного момента переходы между вращательными уровнями доступны для наблюдения методами инфракрасной спектроскопии, что дает возможность прямого бесконтактного измерения *орто-пара* отношения в водяном паре. В работе [1] было показано, что нормальное *орто-пара* отношение в воде может быть целенаправленно нарушено. Были даже накоплены объемные образцы спин-модифицированной неравновесной воды в твердой фазе. Главный результат состоял в том, что время релаксации в равновесное состояние оказалось неожиданно долгим. Эти результаты до сих пор, спустя полтора года, остаются ни подтвержденными, ни опровергнутыми.

По той же схеме, что и в [1], мы выполнили измерение ширин линий субмиллиметрового *орто-пара* дублета водяного пара в зависимости от их интегральных интенсивностей –

рис. 1. Полученные графики демонстрируют то же самое поведение, которое наблюдается для столкновительных ширин спектральных линий в опытах с *орто* и *пара* водородом [2]. Этот результат свидетельствует о нахождении зондируемого газа в состоянии нарушенного *орто-пара* баланса.

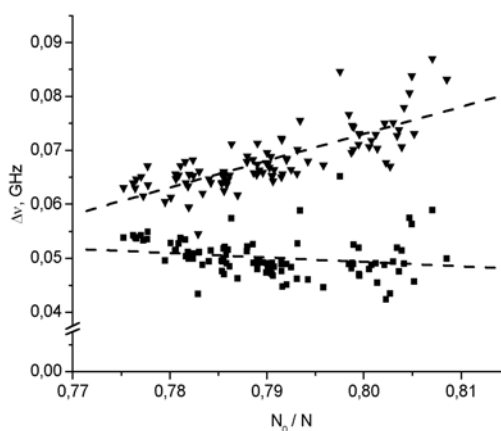


Рис. 1. Зависимость столкновительного уширения *орто*- и *пара*- линий воды от концентрации *орто*- компоненты.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Volkov, V.I. Tikhonov // Science, 2002, V. 296, P. 2363.
2. R.A.J. Keijser, J.R. Lombardi, K.D. Van Den Hout et al. // Physica, 1974, V. 76, P. 585.

## НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ МОДОВАЯ ТОМОГРАФИЯ ДЕФЕКТОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

И.Н. Диденкулов, Н.В. Курочкин, А.А. Стромков

В последние годы интенсивно развиваются методы нелинейной акустической диагностики [1,2], так как нелинейные акустические свойства более чувствительны к наличию дефектов и изменению структуры среды, чем линейные. В работе представлены результаты исследования возможностей нового метода – нелинейной акустической модовой томографии для определения местоположения трещин. Сущность такого метода состоит в том, что при возбуждении в исследуемом образце низкочастотных колебаний на разных резонансных частотах, трещина будет подвергаться различным деформациям, что приводит к различной степени модуляции ВЧ волны НЧ колебаниями. Анализируя индекс модуляции для разных мод, можно построить алгоритм определения местоположения трещины.

Один из экспериментов был выполнен с металлической струной. Для излучения и приёма продольной высокочастотной акустической волны в струне использовались идентичные пьезокерамические преобразователи. Возбуждение поперечных волн осуществлялось с помощью электродинамической головки, а для контроля амплитуды поперечных колебаний использовалась вторая динамическая головка. Струна имела длину 2 м. Акустические волны в струне возбуждались на частоте около 200 кГц пьезокерамическим преобразователем, прикрепленным к торцу струны. Сигнал снимался с противоположного торца пьезокерамическим акселерометром. Сначала эксперимент делался со струной без дефектов. Затем серия измерений повторялась в той же струне, после того как в ней делался небольшой трещиноподобный дефект. В ходе экспериментов последовательно возбуждались различные моды поперечных колебаний струны на их резонансных частотах и измерялся коэффициент модуляции высокочастотного сигнала низкочастотными колебаниями струны.

Результаты экспериментов показывают, что этот метод позволяет определить местоположение дефектов в твердых телах. Пространственная разрешающая способность метода зависит от количества возбужденных в образце мод.

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

### ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Руденко, Чин Ан Ву // Акуст. ж., 1994, Т. 40. № 4, С. 593.
2. И.Н. Диденкулов, А.Э. Екимов, В.В. Казаков // Акуст. ж. 1998, Т. 43, № 5, С. 462.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-РАССЕЯННЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

П.Н. Вьюгин, И.Н. Диденкулов, Л.М. Кустов, А.И. Мартьянов, Н.В. Прончатов-Рубцов

Методы получения акустических изображений разрабатываются давно. Как правило, они основаны на обработке линейно-рассеянных на исследуемом объекте или группе объектов сигналов. В настоящей работе экспериментально исследуется метод получения акустических изображений нелинейных рассеивателей на комбинационных частотах.

Эксперименты проведены в акустическом бассейне. В качестве наблюдаемых объектов использовались струя жидкости с газовыми пузырьками и стальные цилиндры, поверхность которых покрыта газовыми пузырьками. Построение акустического изображения осуществлялось построочно-угловым сканированием эхолокатора со сферическим зеркалом. Озвучивание объектов проводилось двумя ультразвуковыми пучками на частотах порядка сотен кГц. Рассеянный сигнал принимался на разностных частотах порядка десятков кГц. Рассеянный сигнал поступал в приемную систему, представляющую собой сферическое зеркало диаметром 35 см с фокусным расстоянием 27,5 см и гидрофон.

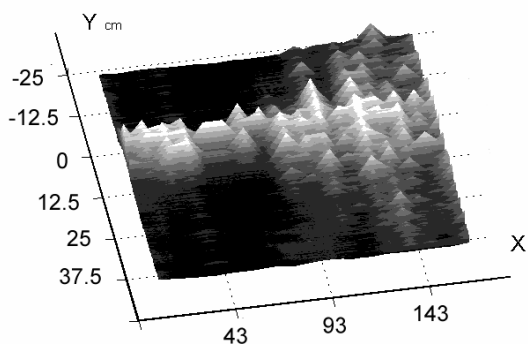


Рис.1. Нелинейное акустическое изображение струи воды.

Зарегистрированные сигналы разностной частоты после детектирования поступали в АЦП и затем в компьютер, на экран монитора которого выводилось изображение объектов. На рисунке 1 в качестве примера показано изображение струи воды с газовыми пузырьками.

Использование волн разностной частоты для получения акустического изображения может оказаться весьма эффективным методом при исследовании различных объектов с высоким коэффициентом акустической нелинейности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (04-02-17187, 04-02-16562).

## ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ОЗОНОВОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ ЗИМНЕЙ ПОЛЯРНОЙ СТРАТОСФЕРЫ

В.Г. Рыскин, Ю.Ю. Куликов, А.А. Красильников

Известно, что в результате усиления волновой активности в зимней атмосфере высоких широт Северного полушария наблюдаются возмущения пространственно-временной структуры полей температуры и озона. Наиболее значимым проявлением таких возмущений являются регистрируемые в зимний период внезапные стратосферные потепления, которые сопровождаются увеличением содержания озона. Использование миллиметрового диапазона длин волн для исследования подобных явлений дает известные преимущества по сравнению с оптическими и инфракрасными волнами, т.к. микроволновые наблюдения можно проводить круглосуточно и качество результатов наблюдений меньше зависит от погодных условий. В течение последних четырех лет нами проводятся регулярные измерения изменчивости озонового слоя в стратосфере высоких широт (Апатиты, 67° с.ш., 35° в.д.) с помощью микроволновой методики наблюдений. Особый интерес представляют результаты, полученные в зимние сезоны, когда отмечались пониженные температуры нижней и средней стратосферы. В такие годы были зарегистрированы наиболее высокие величины потерь озона в нижней стратосфере во внутренней части полярного циклона, который обычно продолжительное время остается стабильным по сравнению с более теплыми зимними сезонами. Зимы 1999/2000 и 2002/2003 годов оказались одними из самых холодных за последнее десятилетие.

Ранее были представлены результаты микроволновых измерений изменчивости озона в стратосфере полярных и умеренных широт в зимнем сезоне 1999/2000 годов, которые проиллюстрировали поведение  $O_3$  на высотном уровне 25 км на ряде станций. Было показано, что наибольшая изменчивость озона отмечалась в те периоды времени, когда пункт наблюдения оказывался вблизи границ арктического циклона. Вместе с тем обнаружена положительная корреляция между изменениями содержания озона и температуры. Так, коэффициент корреляции плотности озона на высоте 25 км и температуры на уровне 20 гПа (что соответствует высоте около 25 км) в зимнем сезоне 1999/2000 годов составлял 0,71. Причем, области низких температур, характерные для внутренней части арктического циклона, характеризовались пониженными значениями плотности озона.

Подобное поведение озона было обнаружено и зимой 2003/2003 годов. В работе представлены результаты микроволновых наблюдений на Кольском полуострове (Апатиты) и зондовых измерений в Скандинавии (Sodankyla) и на Шпицбергене (Ny Elesund). Надо отметить, что в зимнем сезоне 2002/2003 годов большую часть наблюдаемого времени воздушные массы над Северной

Европой располагались внутри стратосферного полярного вихря, который был достаточно интенсивен в широком диапазоне высот, особенно в последние два месяца 2002 года. Анализ результатов микроволновых наблюдений показал, что с середины ноября по 11 февраля 2003 года, за исключением короткого периода с 23 по 30 января, на высотах 20-30 км наблюдалось пониженное содержание озона. Так средняя за это время плотность озона на высоте 25 км была менее  $2 \cdot 10^{12}$  мол/см<sup>3</sup>, что в полтора раза ниже средней климатической зональной величины. Наиболее продолжительные низкие значения содержания озона на высоте 25 км отмечались в отдельные дни ноября и декабря 2002 года, когда температура на уровне 20 гПа опускалась ниже 195К – пороговой величины образования полярных стратосферных облаков. Любопытно отметить, что среднемесячная плотность озона на высоте 25 км в декабре 1999 года в 1,4 раза превышала аналогичную величину для декабря 2002 года. Соответственно и температура на уровне 20 гПа в декабре 1999 года была в среднем на 5 градусов выше, чем в 2002 году.

В период времени с 23 по 30 января 2003 года воздушные массы над Апатитами находились под влиянием мажорного стратосферного потепления. Вследствие этого за четыре дня с 22 по 26 января температура воздуха на уровне 20 гПа поднялась на 30°, а плотность озона в нижней части стратосферы выросла в два раза. Это кратковременное потепление сопровождалось ростом содержания озона вплоть до высоты 40 км. Даже на этой высоте по микроволновым данным количество озона во время температурного возмущения увеличилось в среднем на 35 %.

Интересно поведение озона во время минорного потепления, которое произошло в конце декабря 2002 года и в отличие от январского охватывало верхнюю часть стратосферы. Согласно данным анализа ECMWF оно начало развиваться в верхней части стратосферы (уровень ~ 1 гПа) и, опускаясь, достигло уровня 20 гПа. Как следствие, нами было отмечено значительное (до двух раз) увеличение количества озона выше 40 км в январе-феврале по сравнению с декабрьскими значениями. В это время в нижней стратосфере (высоты 20 - 25 км) температурное распределение было не возмущено, полярный вихрь оставался стабильным, а согласно данным микроволновых и баллонных измерений вариации озона в интервале высот 25 – 30 км были минимальны.

Результаты измерений содержания озона в зимней стратосфере высоких широт указывают на то, что периоды низкого содержания O<sub>3</sub> меняются от года к году, а их продолжительность увеличивается в холодные зимы. В целом характер изменчивости озона находится в сильной зависимости от термического режима стратосферы, который в свою очередь определяется активностью волновых процессов, протекающих в полярной атмосфере.

## МИКРОВОЛНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОМ ТГС

Ф.В. Голиков, Г.И. Овчинникова

Микроволновое излучение воздействует на различные структуры, в том числе биологические и наноструктуры, но механизм этого воздействия все ещё остается предметом дискуссий. В данной работе выяснялся механизм микроволнового поглощения водородсвязанным сегнетоэлектриком на примере триглицинсульфата (ТГС). Были изучены характеристики электромагнитной волны в волноводе, нагруженном на сегнетоэлектрический кристалл, и их трансформация при длительном микроволновом облучении в диапазоне 37-50 ГГц, с целью выяснения механизма поглощения микроволнового излучения. Поставленная задача решалась двумя методами: исследованием коэффициентов отражения и прохождения микроволн в ТГС в диапазоне частот 37-50 ГГц и широком интервале температур в окрестности фазового перехода и исследованием трансформации спектров поглощения при длительном микроволновом воздействии. В результате проведенных экспериментов были обнаружены области резонансного поглощения микроволнового излучения в диапазоне частот 37-50 ГГц по температурно-частотным зависимостям коэффициентов отражения и пропускания мощности в тракте, нагруженном на сегнетоэлектрик ТГС. Было показано, что резонансное поглощение и резонансное отражение коррелируют с ЯМР спектрами кристалла ТГС, что позволяет объяснить наблюдаемые особенности дополнительным поглощением воды и дополнительным отражением за счет смещения протона на водородной связи глицин I – ион  $\text{SO}_4$ , что связано с частичным разложением глициновой группы  $\text{COOH}$ . Также было обнаружено, что длительное облучение на частоте 40 ГГц приводит к увеличению поглощения на частотах выше 40 ГГц и его уменьшению на частотах, меньших этого значения, и не меняет заметно поглощение на частоте облучения. Это свидетельствует о наличии двух различных механизмов, один из которых связан с межмолекулярным взаимодействием при переносе заряда.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА ПО ДАННЫМ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Д.Н. Мухин, Я.И. Мольков, Е.В. Суворов, А.М. Фейгин

В данной работе предложен метод восстановления вертикальных профилей концентраций химических составляющих атмосферы по данным пассивных радиометрических измерений. В основе метода лежит статистический (байесов) подход [1] к решению некорректных обратных задач. Метод позволяет, опираясь на информацию о шуме, неизбежно присутствующем в данных измерений, и используя известные априори свойства профиля, построить распределения вероятности для искомой величины во всем интервале зондируемых высот, которые, в свою очередь, позволяют для каждой высоты оценить доверительные интервалы восстановления [2].

Возможности метода продемонстрированы применительно к задаче восстановления вертикального профиля атмосферного озона по зашумленным спектрам яркостной температуры в одной из линий излучения озона. Для параметризации задачи применялась аппроксимация профиля функцией в виде искусственной нейронной сети [3]. В соответствии с подходом Байеса строилось распределение вероятностей параметров этой функции, определяющее ансамбль всех возможных решений на априори заданном классе. На модельных примерах показана способность предложенного метода отслеживать сильные возмущения профиля озона, аналогичные имеющим место в период формирования озоновой дыры в зимне-весенней полярной стратосфере. Исследована зависимость качества восстановления как от способа задания априорных ограничений (способа статистической регуляризации), так и от технических параметров алгоритма (таких как число нейронов в искусственной нейронной сети). Приведены результаты восстановления профилей озона по спектрам излучения, экспериментально измеренным в Апатитах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Козлов, В.Ф. Турчин, М.С. Малкевич // Усп. Физ. Наук, 1970. Т. 102, Вып. 3.
2. Я.И. Мольков, Д.Н. Мухин, Е.В. Суворов, А.М. Фейгин // Радиофизика, 2003, Т. 46, Вып. 8-9, С. 752.
3. K. Hornik, M. Stinchcombe, H. White // Neural Networks, 1989, V. 2, P. 359.

## ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СДВИГОВОГО МОДУЛЯ В РЕЗИНОПОДОБНОМ МАТЕРИАЛЕ

Т.А. Бурлакова, В.Г. Андреев

В работе предлагается метод ультразвукового возбуждения сдвиговых волн внутри резиноподобных материалов с последующим детектированием формы волны и скорости её распространения.

В качестве материала использовался полимерный образец, сходный по своим характеристикам с биологической тканью. Исследовались два типа образцов: однородный (с модулем сдвига  $\mu=3.6\text{кПа}$ ) и с цилиндрической вставкой, имитирующей неоднородность, имеющий модуль сдвига  $\mu=0.5\text{кПа}$ .

Акустический пучок продольных волн создавался фокусирующим пьезоэлектрическим излучателем. Использовался преобразователь, который возбуждался на частоте 3МГц. Возбуждение производилось электрическим сигналом, подаваемым с выхода мощного ультразвукового генератора. Использовался импульсный режим возбуждения с длительностью импульса 0.3 мс. В фокальной области акустического пучка помещался образец. Регистрация сдвиговой волны в прозрачном резиноподобном материале осуществлялась с помощью оптической методики по изменению интенсивности проходящего лазерного пучка, который частично перекрывался непрозрачной частицей, смещаемой сдвиговой волной.

Сдвиговая волна представляет собой одиночный импульс длительностью порядка 1мс. Пик сдвигового импульса распространяется со скоростью сдвиговой волны. По измерениям времени прихода максимума импульса в точку наблюдения была рассчитана скорость сдвиговой волны в однородном образце(она составила 1.5м/с) и модуль сдвига, который составил 3.7кПа. Эти значения соответствовали результатам статических измерений сдвигового модуля.

В соответствие с формулами (2) – (7), приведенными в статье [1] были рассчитаны теоретические профили сдвиговой волны на различных расстояниях от оси пучка. Для расчета использовались следующие параметры: полная мощность УЗ пучка  $W = 5.8\text{Вт}$ , продольная скорость  $C_1 = 1380\text{м/с}$ , частота  $f = 3\text{МГц}$ , поперечный радиус пучка  $a = 0.25\text{мм}$ . Результаты расчета приведены на рис. 1, где показаны профили волны на расстоянии 3 и 5 мм от оси пучка. Экспериментально зарегистрированные профили волны на тех же расстояниях и при тех же условиях возбуждения показаны сплошными линиями. По сдвигу максимума кривых была определена скорость сдвиговых волн. Несоответствие расчетных и экспериментальных кривых может быть объяснено неучетом затухания сдвиговых волн, которое существенно влияет на высокочастотную часть спектра импульса, а также неточным определением радиуса УЗ перетяжки.



В образце с цилиндрической вставкой были получены профили сдвигового импульса как в основном образце, так и при генерации сдвиговой волны в мягкой вставке. Так как сдвиговый модуль вставки почти в 7 раз меньше сдвигового модуля в образце, то смещения, создаваемые в такой мягкой вставке превышали смещения, возбуждаемые в основном образце. Полученные профили, изображённые на рис.2, подтверждают результат (профили 1,3 - в основном образце; 2 - в цилиндрической вставке).

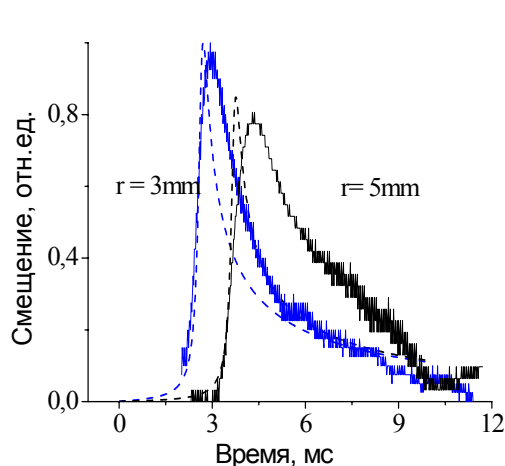


Рис.1. Временные профили сдвиговых импульсов на различных расстояниях от оси пучка. Сплошными линиями показаны экспериментальные кривые, пунктирными – результаты теоретических расчетов.

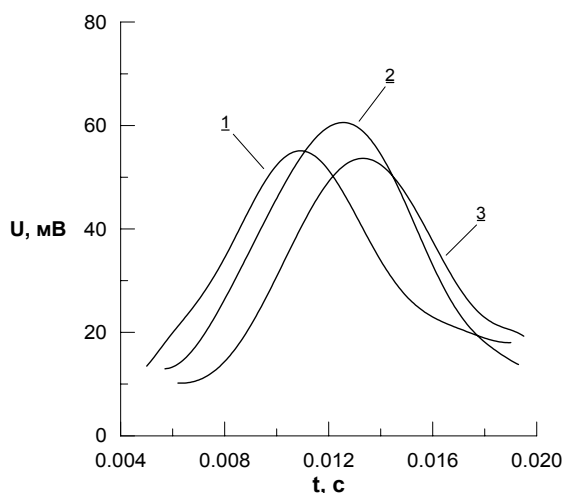


Рис.2. Форма сдвиговых импульсов, возбужденных до мягкой вставки (1), во вставке (2) и после вставки (3).

Скорость сдвиговой волны при распространении в образце больше скорости сдвиговой волны в цилиндрической вставке. Поэтому пространственная производная времени задержки в мягкой вставке будет выше, чем в основном образце. По измеренным зависимостям времени задержки от расстояния было определено положение и размер вставки. Точность таких измерений составила 1 мм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, В.Н. Дмитриев, Ю.А. Пищальников, и др. // Акуст. ж., 1997, Т. 43, № 2, С. 149.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО МЕДИЦИНСКОГО АКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

М.А. Смагин, А.В. Морозов

Для проведения качественной ультразвуковой диагностики важно точно знать свойства применяемых источников и уметь предсказывать структуру их акустического поля. В силу сложности конструкции используемых в медицине акустических датчиков, особенно многоэлементных фазированных решеток, теоретически трудно предсказать структуру механических колебаний поверхности решетки и выявить свойства и конфигурацию излучаемого ею поля. Поэтому представляет большой интерес разработка альтернативных методов исследования акустических полей. Один из них основан на методе акустической голографии, позволяющем восстановить картину колебаний поверхности акустического излучателя на основе измеренных вдоль некоторой поверхности амплитуды и фазы волны [1].

В данной работе проведено исследование поля многоэлементного медицинского датчика Medelkom 3.5 С60 абдоминального типа, с рабочей частотой 3.5 МГц и 96-элементной излучающей поверхностью. При использовании в медицинской диагностике к каждому элементу подводится отдельный провод, чтобы иметь возможность проводить фокусировку и сканирование поля в плоскости уз путем введения соответствующих фазовых сдвигов между подаваемыми на элементы сигналами [2]. В плоскости хz производится слабая фокусировка за счет цилиндрической линзы, расположенной на поверхности излучателя. При проведении данной работы все элементы решетки электрически соединялись, т.е. на них подавался один и тот же сигнал. Указанный синусоидальный сигнал подавался с генератора сигналов Agilent и имел вид радиоимпульсов с прямоугольной огибающей, частотой заполнения 3.5 МГц и амплитудой 10 В. Датчик помещался в кювету с водой.

Сначала проводились измерения распределения акустического давления в поперечной плоскости. Игольчатый пьезокерамический гидрофон диаметром 0.4 мм (SEA, USA) перемещался в нужной плоскости с помощью системы позиционирования. Сигнал гидрофона считывался цифровым осциллографом Tektronix. Были исследованы распределения акустического давления по двум направлениям в поперечной плоскости на различных расстояниях от датчика. Была видна тонкая структура акустического поля, обусловленная как дифракционными эффектами ближнего поля, так и многоэлементной структурой источника. Поле было локализовано в области размером 40x10 мм, что примерно соответствовало геометрическому размеру источника. С учетом полученного поперечного размера акустического пучка, далее проводилось двумерное сканирование гидрофона в соответствующей прямоугольной области

на расстоянии  $z=2$  см перед излучающей поверхностью. Данное расстояние было выбрано, как минимальное при проведении обследований реальными медицинскими приборами и позволяло четко разделять вклад каждого элемента в общую структуру поля. Результат измерения для амплитуды сигнала гидрофона приведен на рис. 1. Наряду с амплитудой, проводилось измерение фазы волны. Указанная информация использовалась для голографического восстановления распределения колебательной скорости на поверхности источника. Результат восстановления показан на рис. 2. Видно, что распределение скорости отражает многоэлементную структуру используемого излучателя. Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности исследования структуры колебаний и точного предсказания полей многоэлементных решеток, используемых в медицине.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Сапожников, Ю.А. Пищальников, А.В. Морозов // Акуст. ж., 2003, Т. 49, № 3, С. 416.
2. Л.В. Осипов “Ультразвуковые диагностические приборы: Практическое руководство для пользователей.” М.: Видар, 1999.



Рис. 1. Измеренное распределение амплитуды акустического давления на расстоянии  $z=2$  см от излучающей поверхности.

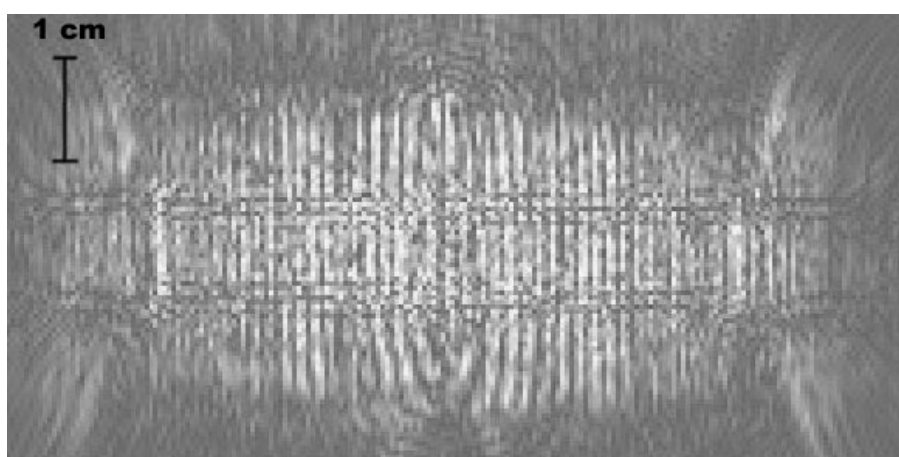


Рис. 2. Восстановленное распределение амплитуды колебательной скорости на поверхности излучателя.

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЛАКСОРНОЙ КЕРАМИКИ  
 $\text{SrTiO}_3\text{-Sr}(\text{Mg,Nb})\text{O}_3$

С.Н. Мигунов, С.П. Денисов, Г.А. Командин, А.А. Волков, В.В. Леманов

В работе выполнено спектральное исследование диэлектрических свойств керамики сложного состава  $\text{SrTiO}_3\text{-Sr}(\text{Mg,Nb})\text{O}_3$  в широком частотно-температурном окне наблюдения ( $10 - 4000 \text{ см}^{-1}$ ,  $5 - 300 \text{ К}$ ) с целью поиска источника гигантской радиочастотной диэлектрической аномалии ( $\epsilon=14000$  [1]).

Подобное явление все чаще наблюдается в современных структурно разупорядоченных материалах-композитах и составляет т.н. проблему релаксоров. Типичными релаксорами являются твердые растворы сегнетоэлектриков, которые раньше, с середины 60-х годов, были известны как "сегнетоэлектрики с размытыми фазовыми переходами" [2]. По мере изучения релаксоров обнаружилась удивительная универсальность их радиочастотного диэлектрического отклика: для релаксоров любого состава картина дисперсии качественно всегда одна и та же - радикально зависящая от температуры дебаевская релаксация с широким набором времен релаксации. Предложено множество микроскопических моделей, которые связывают эту релаксацию в конкретных материалах с динамикой дипольных кластеров разного происхождения. Суть же явления и истоки универсальности до сих пор остаются не раскрытыми [3]. Не вполне ясной, в частности, остается связь радиочастотных аномалий с фундаментальными решеточными неустойчивостями сегнетоэлектриков (мягкими модами).

В настоящем докладе мы сообщаем результаты наших подробных исследований субмиллиметровых и инфракрасных исследований диэлектрических свойств релаксорной керамики  $\text{SrTiO}_3\text{-Sr}(\text{Mg,Nb})\text{O}_3$ , демонстрирующих наличие в ней ярко выраженной мягкой моды, диэлектрический вклад которой (сила осциллятора отнесенная к частоте максимума потерь), однако, ни в коей мере не определяет величину радиочастотной диэлектрической проницаемости.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Lemanov, A.V. Sotnikov, E.P. Smirnova, and M. Weihnacht // *Physics of Solid States*, 2002, V. 44, № 11.
2. M.E. Lines and A.M. Glass "Principles and Application of Ferroelectrics and Related Materials" Clarendon Press, Oxford, 1977.
3. A.A. Volkov, A.I. Ritus, and A.V. Khvalkovskii // *Ferroelectrics*, 2003, V. 285, P. 219.

ДИАГНОСТИКА НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ В КРЕМНИЕВЫХ  
ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ПО СПЕКТРАМ ФОТОТОКА

О.Г. Кошелев, В.А. Морозова, Г.М. Григорьева,  
К.Н. Звягина, А.В. Спасский

Одним из основных факторов, определяющих эффективность кремниевых фотопреобразователей ФП, является концентрация рекомбинационных центров  $N$  в базовой области. В ряде случаев она зависит от расстояния  $X$  до  $p$ - $n$  - перехода. Зависимость  $N(X)$  возникает из-за дефектов, образующихся в процессе формирования  $p$ - $n$  - перехода, при облучении протонами с энергией менее 4 МэВ и под действием солнечного света. Поэтому контроль зависимости  $N(X)$  имеет важное значение.

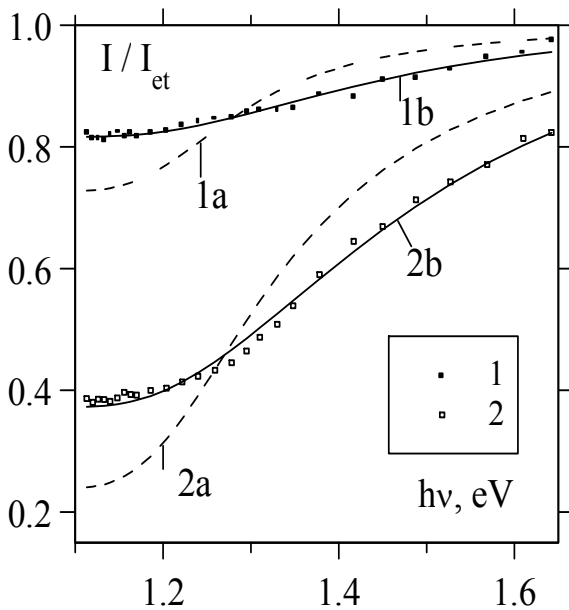
Наиболее чувствительные бесконтактные методы диагностики значений  $N$  основаны на измерении концентрации  $n$  неравновесных носителей заряда ННЗ, возникающей при инжекции, или времени релаксации этой концентрации при модуляции уровня инжекции. При лазерном возбуждении, когда  $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , применимы методы, основанные на зондировании полупроводника ИК лучом [1]. Однако многие полупроводниковые приборы, в том числе ФП, работают при существенно меньших значениях  $n$ . В СВЧ диапазоне поглощение свободными носителями заряда на порядки больше, чем в ИК диапазоне. Поэтому при  $n < 10^{18} \text{ см}^{-3}$  представляет интерес применение методов, основанных на зондировании СВЧ волной [2]. Однако диагностика зависимости  $N(X)$  в базовой области ФП СВЧ методами затруднительна из-за сильного поглощения СВЧ волны в  $n^+$  и  $p^+$  слоях. В работе [3] было показано, что измерение спектральной зависимости фототока кремниевых ФП -  $I(h\nu)$  позволяет обнаружить неоднородность распределения рекомбинационных центров в базовой области. Однако в работе [3] параметры дефектных слоев не определялись.

Настоящая работа посвящена исследованиям экспериментальных спектров  $I(h\nu)$  кремниевых ФП, облученных различными дозами протонов с энергией 1,6 МэВ и их сопоставлению с расчетными спектрами, основанными на представлении базы как многослойной структуры. Цель работы - показать возможность определения толщины дефектного слоя  $d_{\text{деф}}$  и усредненного по этому слою времени жизни ННЗ -  $\tau_{\text{деф}}$ , а также попытаться определить зависимость  $\tau$  от расстояния до  $n^+$ - $p$  - перехода.

Исследования проводились на ФП  $n^+$ - $p$ - $p^+$  типа толщиной 200 мкм. Облучение протонами производилось со стороны  $n^+$ - $p$  - перехода на циклотроне НИИЯФ МГУ. Длина остаточного пробега протонов в кремнии  $l_{\text{пр}}$  составляла в среднем около 34 мкм. Для измерения спектров  $I(h\nu)$  и  $I_{\text{ct}}(h\nu)$  облученных и необлученного образцов использовался монохроматор ИКС-21. Переменная составляющая фототока измерялась разработанным нами методом, основанным на ее компенсации внешним источником тока. Такой метод позволяет

исключить ошибки, связанные с падением напряжения на базовой области и на сопротивлении растекания, а также с шунтирующим действием неосвещаемых областей ФП. Расчеты спектров  $I(h\nu)/I_{et}(h\nu)$  производились численно методом алгебраической прогонки при различных зависимостях  $\tau_{def}(X)$ , соответствующих зависимостям  $N(X)$ . При этом база полагалась состоящей из 1700 слоев.

На рисунке приведены экспериментальные данные для образцов, облученных дозами  $\sim 2,6 \times 10^{10}$  (точки 1) и  $2,0 \times 10^{11}$  (точки 2) протонов/см<sup>2</sup>.



Аппроксимационные кривые 1a, 2a и 1b, 2b вычислены при различных зависимостях  $\tau(X)$ . Кривые 1a, 2a получены путем подбора одного параметра —  $\tau$ , усредненного по толщине базы. Кривые 1b, 2b рассчитывались путем подбора двух параметров —  $d_{def}$  и  $\tau_{def}$ . При использовании модели с однородным дефектным слоем согласие измеренных спектров с расчетными улучшается почти на порядок по сравнению с моделью однородной базы. При этом значения  $d_{def}$  и  $l_{pr}$  отличаются на 10 – 15%.

Спектры  $I(h\nu)/I_{et}(h\nu)$  вычислялись также с учетом зависимости:  $N(X) \cong N(0)[1+(X/d_{def})^2]$  при  $X < d_{def}$  и  $N(X) = 0$  при  $X > d_{def}$ . (такая зависимость для кремния, облученного протонами, известна из литературы). В этом случае расчетные спектры практически совпадают со спектрами 1b, 2b, а значения  $d_{def}$  и  $l_{pr}$  согласуются заметно лучше (отличие на 1,5 – 6%). При этом среднее время жизни НЗ в дефектных слоях, определенное по спектрам фототока, отличается от времени жизни, рассчитанного по дозе облучения, на 20 ÷ 30%.

Работа выполнена при поддержке программы “Интеграция”.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Д. Ахметов, Н.В. Фатеев // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2000, Т.66, № 10, С. 24
2. О.Г. Кошелев // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2000, Т.66, № 10, С. 29
3. Е.Б.Виноградова, Т.М. Головнер, С.М. Городецкий, Г.М. Григорьева и др. // Гелиотехника. 1978, № 1, С. 13.

## УСЛОВИЯ ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ВИБРОПЕРЕМЕЩЕНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

А.В. Зырянова, В.Г. Можаяев

Волновой перенос материи наблюдается в разнообразных природных явлениях, и он может служить основой различных перспективных практических приложений [1]. Одним из недавних таких приложений является использование поверхностных акустических волн в пьезокристаллах в качестве средства для перемещения, деления и перемешивания микрокапель в биочипах [2]. Биочипы относятся к новому классу программируемых микроустройств, предназначенных для автоматизированного выполнения химических и биологических экспресс-анализов растворов с очень малым объемом (порядка микро- и нанолитров). Ожидается, что разработка надежных многофункциональных биочипов с широкими возможностями для проведения разнообразных анализов может вызвать революционные изменения в аппаратных средствах медицины, фармакологии, молекулярной биологии, микро- и нанохимии. Хотя поверхностные акустические волны уже используются в опытных образцах биочипов, тем не менее, остается много неясного в физических механизмах переноса микрообъектов импульсами поверхностных акустических волн. В настоящей работе исследуется один из возможных механизмов такого переноса - вибрационный транспорт. Для упрощения задачи рассматривается одномерная модель, размер перемещаемых объектов (микрокапель или мелких частиц) считается значительно меньшим длины волны. Уравнение движения для перемещаемого микрообъекта записывается в виде:

$$m \cdot \ddot{x} + \alpha \cdot \dot{x} = F_0(t) \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot x + \phi_0), \quad (1)$$

где  $x$  и  $m$  - координата и масса микрообъекта, коэффициент  $\alpha$  характеризует трение скольжения,  $F_0(t)$  - огибающая волнового импульса,  $\omega$  и  $k$  - частота и волновое число,  $\phi_0$  - начальная фаза.

Уравнение (1) решалось для ряда простых форм огибающих волновых радиоимпульсов, показанных на рис.1.

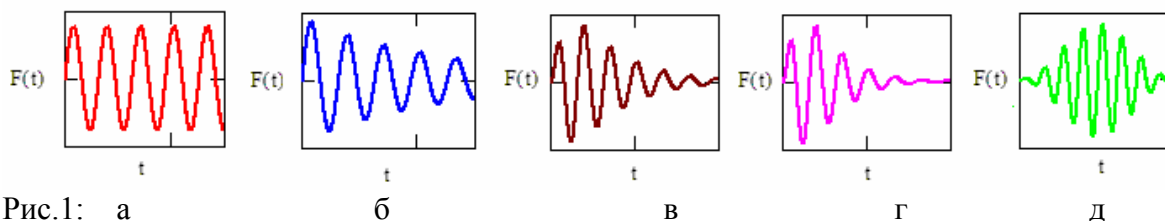


Рис.1: а

б

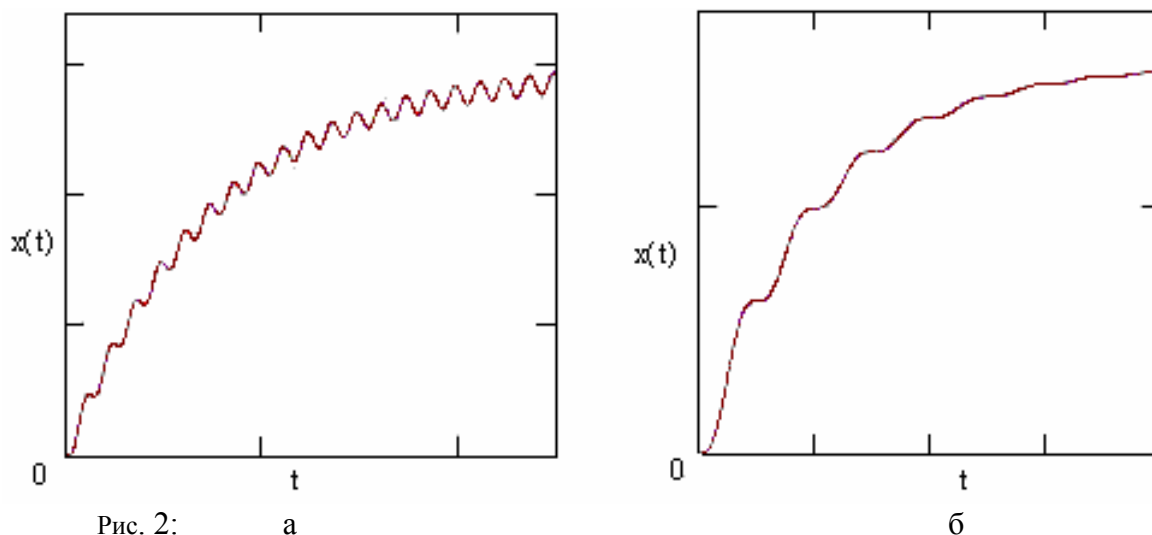
в

Г

Д

На рис.2а приведено изменение положения частицы от времени для прямоугольной формы огибающей радиоимпульса (рис.1а). На рис.2б приведены результаты расчета для случая импульса с экспоненциальным спадом (рис.1б) с показателем, равным  $\frac{\alpha}{m}$ . Аналогичные расчеты проводились в случаях, когда огибающая импульсов задавалась в виде разности двух экспонент (рис.1в), произведения линейной и экспоненциальной функций (рис.1г) и синусоидальной огибающей (рис.1д).

Результаты проведенного исследования позволяют сделать следующие



выводы.

1. Поступательный волновой транспорт объектов малых размеров возможен даже в том случае, когда значение средней по времени силы, действующей на объект, равняется нулю. 2. Эффект перемещения достигается лишь при выборе оптимальной фазы несущей волны относительно начала огибающей. 3. Поступательное движение микрообъекта является двунаправленным, а направление перемещения изменяется только сменой фазы несущей волны относительно огибающей без изменения направления распространения волны. 4. Эффективное перемещения достигается лишь при ограничении длительности импульсов. 5. Обратное смещение перемещаемого микрообъекта можно полностью устранить с помощью выбора оптимального значения показателя экспоненциального спада огибающей волновых радиоимпульсов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Добролюбов “Волновой перенос вещества” Минск: Беларуская навука, 1996.
2. С.Ј. Strobl, А. Rathgeber, А. Wixforth, С. Gauer, Ј. Scriba // 2002 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, P. 246.



## ГЕНЕРАЦИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ СДВИГОВЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ РЕЗИНОПОДОБНЫХ СРЕДАХ

В.Г. Андреев, А.В. Ведерников

Патологические изменения в мягких тканях и образование различных опухолей приводят к изменениям упругости ткани. Наблюдается значительный прогресс в разработке диагностических методов, позволяющих проводить количественные измерения и анализ происходящих изменений упругости ткани. Эти методы объединены под общим названием эластография. Общий подход, использующийся в эластографии мягких тканей состоит в регистрации механических движений, возбуждаемых внешним источником внутри исследуемого органа и последующей реконструкцией пространственного распределения сдвигового модуля упругости. В настоящей работе обсуждается одна из разновидностей эластографии, когда сдвиговые смещения внутри ткани возбуждаются сфокусированным ультразвуковым пучком.

Ультразвуковые импульсы с частотой заполнения 3 МГц и длительностью 0.3 мс фокусировались внутрь полимерного образца, помещенного в отстоявшуюся дегазированную воду. Поглощение энергии ультразвукового пучка приводило к возникновению силы радиационного давления в области фокальной перетяжки и генерации сдвиговых волн, распространяющихся в направлении, перпендикулярном оси пучка. Временной профиль сдвиговой волны имел вид однополярного импульса, длительность которого определялась временем распространения сдвиговой волны по фокальной перетяжке УЗ пучка [1]. Максимальное смещение в импульсе является функцией поглощенной интенсивности ультразвука, длительности возбуждающего импульса и величины сдвигового модуля в области генерации волны. Измерения времени распространения импульса сдвиговой волны вдоль определенной траектории позволили восстановить пространственное распределение сдвигового модуля вдоль этой траектории. Измерения проводились в полимерных образцах, выполненных в форме кубика со стороной 40 мм. Сдвиговой модуль полимера мог варьироваться в широких пределах 1 - 40 кПа путем добавления в исходную композицию отвердителя или размягчителя. Оптическая прозрачность полимерного материала позволила использовать оптическую регистрацию профиля сдвигового импульса. В качестве неоднородных сред использовались слоистые образцы с контрастом сдвигового модуля 200 и более процентов, а также образцы со вставкой в форме цилиндра диаметром 5-8 мм. Величина сдвигового модуля, определенная путем измерений скорости сдвиговой волны в различных частях неоднородной среды с хорошей точностью соответствовала результатам измерений, проведенных статическим методом по вдавливанию твердого шарика в слой полимерного материала. При

этом положение и размер неоднородностей определялся с точностью до 1 мм в зависимости от контраста сдвигового модуля.

Неоднородность сдвигового модуля внутри образца можно было создать путем локального нагрева определенной части образца. Измерение зависимости сдвигового модуля от температуры в диапазоне 0 – 80 °С показали, что его величина уменьшается с ростом температуры, и при 80 °С составляет не более 50% от значения сдвигового модуля при комнатной температуре (20 °С) [2]. Плавление полимера происходило при температуре 120 °С, при этой температуре сдвиговой модуль обращался в нуль. Для нагрева полимера в кубик встраивался ряд нихромовых проволочек диаметром 0.2 мм, которые образовывали плоский слой высотой 40 мм и шириной 3 мм. Электрический ток, пропускаемый через проволочки в течение нескольких секунд, нагревал окружающий полимер, в результате чего внутри полимерного кубика образовывался неоднородный слой, причем размер слоя и величина сдвигового модуля внутри него менялись со временем. Измерялась задержка сдвигового импульса, проходящего через нагретый слой при различных режимах нагрева. Изменение задержки по мере остывания полимера также рассчитывалось теоретически с учетом экспериментально измеренных коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости.

При поглощении энергии ультразвуковой волны также происходит локальный нагрев полимера. Наибольший нагрев наблюдается в области перетяжки УЗ пучка, где интенсивность ультразвука максимальна. В наших экспериментах температура полимера возрастала до 80 – 100 °С за время экспозиции 1 - 2 секунды. Профили сдвиговых импульсов, возбужденных тем же самым преобразователем практически сразу после окончания нагрева, существенным образом зависели от температуры полимера. По мере остывания полимера форма импульсов трансформировалась и окончательно восстанавливалась через 10-15 минут после окончания нагрева. Эволюция формы сдвигового импульса, возбужденного в нагретом полимере была рассчитана с учетом выделившегося тепла и его диффузией из фокальной области.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-16264.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, В.Н. Дмитриев, Ю.А. Пищальников, О.В. Руденко, О.А. Сапожников, А.П. Сарвазян // Акуст. Ж., 1997, Т.43, №2, С. 123.
2. V.G. Andreev, A.V. Vedernikov // Abstracts III Int. Symposium on Therapeutic Ultrasound, Lyon, 2003, P. 52.

КОРРЕКЦИЯ АППАРАТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ  
АКУСТООПТИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

Н.В. Лопухов, В.Э. Пожар

В работе [1] была сформулирована проблема коррекции спектрограмм, регистрируемых акустооптическими спектрометрами, и разработан алгоритм устранения искажений, вызванных присутствием паразитных окон в аппаратной функции этих приборов. В данной работе рассматривается проблема искажений спектров, вызванных наличием у аппаратной функции медленно спадающих крыльев  $(\nu-\nu_0)^{-2}$ . При измерении спектров отрезающих светофильтров это приводит к тому, что регистрируемая спектрограмма имеет длинный «хвост» вида  $(\nu-\nu_0)^{-1}$  в той области, где стекло свет не пропускает. Более того, вычисление без коррекции спектра пропускания таких фильтров в области, где источник света имеет низкую интенсивность, приводит к эффекту роста коэффициента пропускания в области непрозрачности. В тех случаях, когда спектр излучения источника имеет резкий перепад в анализируемом интервале спектра, границу области некорректного отображения коэффициента пропускания становится трудно определить однозначно. В этих случаях только устранение аппаратных искажений может решить проблему.

В работе поставлена задача разработки алгоритма коррекции спектрограмм, имеющих вид ступеньки. Предложенный алгоритм основан на вычислении спектрального вклада, вносимого крыльями аппаратной функции, и вычитании его из измеренной спектрограммы. Разработанная процедура носит итерационный характер и позволяет последовательно вносить поправки более высокого порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Лопухов, В. Пожар // II научная молодежная школа «Оптика 2002» (14-17 октября 2002 г, С.-Петербург). Сб. трудов, С. 58.

ОСОБЕННОСТИ УГЛОВОЙ ЭХО-СПЕКТРОСКОПИИ  
ПОЛИМЕРОВ И РУБИНА

О. Хасанов, О. Федотова, В. Самарцев

В работе дается сравнительный анализ особенностей эхо-спектроскопии кристаллов рубина и пленок полимеров, активированных молекулами красителя с неоднородной шириной спектральной линии. Исследован процесс генерации двухимпульсного фотонного эхо (ДФЭ) при неколлинеарной схеме возбуждения. Показано, что такая схема при спектральной ширине возбуждающих импульсов (ВИ), сравнимой с шириной линии поглощения, приводит к асимметричному ее возбуждению и обуславливает ряд пространственно-временных и спектральных особенностей наблюдаемых сигналов. Прежде всего, следует отметить смещение частоты сигнала ДФЭ относительно центра линии поглощения, определяемое углом  $\beta$  между волновыми векторами ВИ [1]. Если максимальный угол  $\beta$  при возбуждении ФЭ в рубине не превышает  $3-4^\circ$ , то в тонких полимерных пленках отклик может наблюдаться и при  $\beta > 12^\circ$ . Если спектральная ширина ВИ сравнима с неоднородной шириной спектральной линии  $\Gamma_{inh}$ , то сигнал ДФЭ осциллирует с переменной во времени частотой, которая зависит от  $\beta$  и площадей ВИ  $\theta_i$ . Достаточно сложным является и характер релаксации наблюдаемого сигнала эхо ( $i=1,2$ ). Помимо основного отклика, наблюдаются сателлиты, время формирования и интенсивность которых зависят от  $\beta$ ,  $\Gamma_{inh}$ , соотношения  $\theta_1$  и  $\theta_2$ . В отдельных случаях интенсивность одного из сателлитов превышает интенсивность основного отклика. Наблюдаемое ФЭ может принимать характер многократного. При воздействии импульсов большой площади по мере увеличения  $\delta/\chi_{1,2}$  ( $\chi_{1,2}$  – частота Раби) разделение между компонентами эхо возрастает; при уменьшении  $\sigma/\chi_{1,2}$  сигналы становятся более узкими и интенсивными. В исследуемой области параметров увеличение угла  $\beta$  приводит к немонотонному поведению интенсивности сигналов для полимеров монотонный спад в рубине.

Рассматриваемая схема возбуждения приводит к асимметричной форме спектра сигнала. В области определенных значений изменений  $\beta$  может происходить переключение частоты эхо-отклика, генерируемого в полимере, в красную область спектра [2]. Условия указанного переключения определяются соотношением между спектральной шириной линии и ВИ, а также толщиной пленки. Красное смещение частоты ДФЭ в рубине не происходит. Результаты по угловой спектроскопии полимеров и рубина сравниваются с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФФИ Беларуси и Российской Федерации (гранты Ф02-Р132, 02-02-81011).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Zuikov, W. Ferri, et al. // Laser Physics, 1996, V. 6, № 4, P. 729.
2. O. Fedotova, O. Khasanov, T. Smirnova // Journ. Lumin, 2000, №87-89, P. 880.

## МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ И УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ МОЩНЫХ СВЧ ПУЧКОВ

А.В. Чирков

Рассматриваются оригинальные методы, алгоритмы и программные средства для анализа и синтеза параксиальных, линейно поляризованных волновых пучков в сверхразмерных электродинамических системах: гиротронных квазиоптических преобразователях, линиях передачи, открытых резонаторах. Показана возможность реконструкции 3D амплитудно-фазовой структуры поля мощного СВЧ пучка без помощи опорного канала, только на основе тепловизионных измерений 2D распределений интенсивности в нескольких поперечных сечениях [1, 2], а также возможность синтеза пучка с заданными параметрами с помощью рефлекторных антенн сложного профиля. В ИПФ РАН выполнен ряд экспериментов в диапазоне 28-170 ГГц по согласованию волновых полей в комбинированных линиях передачи для установок электронно-циклотронного нагрева плазмы: ADITJA, LHD, TdeV, DIII-D, T-10, FTU, W7-AS, ASDEX, TRIAM [3].

### ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Chirkov, G.G. Denisov, N.L. Alexandrov // Optics Communications, 1995, V. 115, P. 449.
2. A.V. Chirkov, G.G. Denisov // International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2000, V. 21, № 1, P.83.
3. А.В. Чирков // Препринт ИПФ РАН № 519, Н. Новгород, 1999.

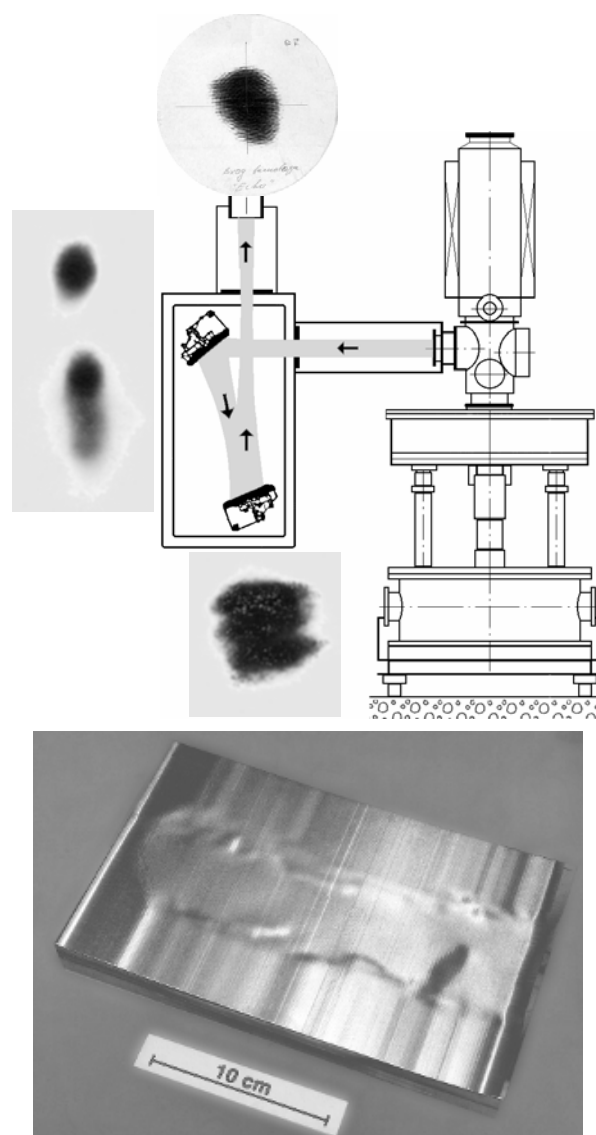


Рис.1. Схема согласования волнового пучка гиротрона 140 ГГц/ 0.5 МВт/ 3 сек. с волноводной линией передачи; следы пучка на термочувствительной бумаге в местах расположения согласующих зеркал и на входе в линию; одно из синтезированных согласующих зеркал.

## СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ В ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Ю.А. Пирогов, В.В. Гладун, А.Л. Тимановский

Методы сверхразрешения направлены на восстановление исходного изображения объекта или сцены по имеющемуся изображению на выходе системы и ее аппаратной функции. Известно, что угловое разрешение системы определяется рэлеевским пределом. Сверхразрешение позволяет с помощью математической обработки данных превзойти этот предел. При этом существует теоретический предел сверхразрешения, и он зависит только от отношения сигнал/шум исходного изображения [1]. В настоящее время эти методы широко используются в пассивной локации или радиовидении. Вместе с тем продолжается разработка алгоритмов с целью повышения устойчивости, скорости сходимости, достигаемого пространственного разрешения и пр.

В приложении к задаче пассивной локации (распознавания элементов радиотепловых сцен) наилучшие результаты демонстрируют методы, учитывающие физическое ограничение неотрицательности радиояркостной

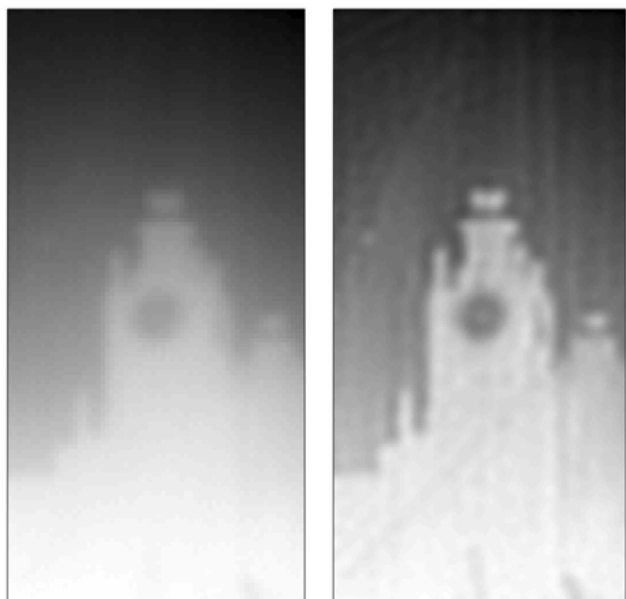


Рис. 1. Сверхразрешение при обработке данных 3-мм системы пассивной локации.

температуры. К таким методам относится алгоритм ISRA [2], который применим в случае аддитивного гауссовского шума. Этот алгоритм относится к классу MAP-методов, т.е. это решение, максимизирующее апостериорную вероятность. Он является нелинейным, что позволяет восстанавливать

пространственные частоты, находящиеся за частотой среза аппаратной функции системы. При обработке экспериментальных данных норма невязки, как одна из мер приближения к искомому решению, уменьшается до уровня аддитивного шума,

присутствующего в исходном изображении. Ее гистограмма при этом соответствует гауссовскому распределению плотности вероятности, что является косвенным свидетельством корректности решения. Обработка экспериментальных данных подтверждает эффективность рассматриваемого алгоритма в реальных условиях.

Одной из проблем при решении задачи сверхразрешения является расширение пространственного спектра изображения в процессе восстановления. При этом может нарушиться необходимое условие (теорема Котельникова-Найквиста) на частоту пространственной дискретизации. Для предотвращения такого явления разработан метод субпикселинга – разбиение пикселей изображения на более мелкие с использованием интерполяции [3]. Далее все промежуточные вычисления по алгоритму сверхразрешения производятся на такой, более мелкой сетке. Результаты, полученные на модельных и реальных данных, свидетельствуют о том, что использование субпикселинга стабилизирует, регулирует решение и позволяет добиться лучшего качества восстановления изображения.

С целью ускорения темпа обзора применяются многоканальные системы пассивного радиовидения. Алгоритмы сверхразрешения требуют адаптации для применения в таких системах. При обработке изображений, полученных многоканальными системами, следует учитывать неидентичность аппаратных функций индивидуальных каналов и то, что область обзора одного канала существенно меньше таковой для всей системы. Последнее обстоятельство ведет к значительному влиянию краевых эффектов на восстановление изображения. Указанные проблемы потребовали создания специально адаптированного алгоритма обработки многоканальных данных. Такой метод позволяет найти общее непрерывное решение, которое совместимо со всеми входными данными, т.е. одновременно удовлетворяются условия по минимизации невязки для всех каналов. При этом предлагаемый метод сохраняет возможности сверхразрешения одноканального метода. Обработка экспериментальных данных, полученных с помощью 11-канальной системы 8-мм диапазона, показывает перспективность данного метода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Kosarev // *Inverse problems*, 1990, V. 6, P. 55.
2. H. Lantieri, R. Soummer, C. Aime // *Astronomy&astrophysics supplement series*, 1999, V. 140, P. 235.
3. Y.A. Pirogov, V.V. Gladun, I.V. Shlemin, S.P. Chzhen, D.A. Tischenko, A.L. Timanovskiy, A.V. Lebedev // *Proc. SPIE*, 2003, V. 5077, P. 110.