

## СЕКЦИЯ 10. СПЕКТРОСКОПИЯ И ТОМОГРАФИЯ

<b>ЭПР спектроскопия свободных радикалов, вызванных воздействием электромагнитного поля</b>	
<i>М.Г. Барышев, А.А. Басов, С.Н. Болотин, С.С. Джимаков, С.Р. Федосов, В.Ю. Фролов, Д.И. Шашков.....</i>	<i>2</i>
<b>Пространственно-временная динамика магнитоэлектронных и спиновых волн в поперечно ограниченном ферритовом волноводе</b>	
<i>Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов .....</i>	<i>5</i>
<b>Применения терагерцовой спектроскопии в физике твердого тела</b>	
<i>К.Н. Болдырев .....</i>	<i>7</i>
<b>Измерение концентрации легирующих примесей III и V групп в высокочистом кремнии методом длинноволновой спектроскопии</b>	
<i>К.Н. Болдырев, Н.Ю. Болдырев, Р.В. Кирилин.....</i>	<i>10</i>
<b>Мониторинг сорбционно-диффузионной кинетики водяного пара в средах методами диодно-лазерной спектроскопии</b>	
<i>Д.М. Курмашева, П.О. Капралов, В.Д. Травкин, В.Г. Артёмов.....</i>	<i>13</i>
<b>Терагерцовая спектроскопия аморфных вольфрам-углеродных нанокмозитов</b>	
<i>Е.А. Мотовилова, Е.С. Жукова, Б.П. Горшунин, А.Д. Божко, В.В. Глушков, В.Б. Анзин, М.Л. Шупегин, А.В. Муратов, Ю.А. Алещенко .....</i>	<i>15</i>
<b>Спектральные характеристики тонких пленок ЖИГ и щелочно-галогенидных кристаллов</b>	
<i>И.С. Паняев, Д.Г. Санников .....</i>	<i>17</i>
<b>Фотоиндуцированное поглощение света в отожженных кристаллах силиката висмута</b>	
<i>Е.С. Худякова, Е.А. Пекарских, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, Ю.Ф. Каргин.....</i>	<i>21</i>
<b>Нелинейная акустическая голография</b>	
<i>С.А. Цысарь, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников, У. Крейдер .....</i>	<i>24</i>
<b>Вейвлет-анализ сигналов модуляционной спектроскопии</b>	
<i>А.К. Чернышов, Е.А. Воронцова .....</i>	<i>28</i>
<b>Применение импедансной спектроскопии для изучения состава поверхности электродов из металлических сплавов</b>	
<i>М.А. Чоба, В.А. Сафонов, Ю.К. Алешин.....</i>	<i>32</i>

## ЭПР СПЕКТРОСКОПИЯ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ, ВЫЗВАННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.Г. Барышев<sup>1,2</sup>, А.А. Басов<sup>3</sup>, С.Н. Болотин<sup>1</sup>, С.С. Джимаков<sup>1,2</sup>,  
С.Р. Федосов<sup>3</sup>, В.Ю. Фролов<sup>1</sup>, Д.И. Шашков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный университет»;

<sup>2</sup>Южный научный центр РАН, лаборатория «Проблем природных и новых материалов»;

<sup>3</sup>ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный медицинский университет Минздравсоцразвития»

jimack@mail.ru

В настоящее время накопилось достаточно большое количество достоверных экспериментальных данных о нетепловых эффектах электромагнитных полей, о чрезвычайно высокой чувствительности к электромагнитным полям (в том числе слабым) живых организмов самых различных классов – от одноклеточных до человека. Биологические исследования показали, что самые различные организмы чувствительны к постоянному магнитному полю и ЭМП различных частот, с энергией на десятки порядков ниже теоретически оцененной [1, 2]. Ранее нами было показано, что употребление воды с модифицированным изотопным составом с пониженным содержанием дейтерия позволяет купировать окислительный стресс, вызванный гнойным воспалением мягких тканей [3]. В настоящей работе были проведены исследования возможности купирования окислительного стресса, вызванного воздействием электромагнитного поля низких частот.

В эксперименте крысы были разделены на несколько групп:

- пьющие дистиллированную минерализованную воду, лабораторные животные (n=10);
- пьющие дистиллированную минерализованную воду, лабораторные животные, облучаемые радиочастотным электромагнитным полем (n=10);
- пьющие дистиллированную минерализованную воду с пониженным содержанием дейтерия, лабораторные животные, облучаемые радиочастотным электромагнитным полем (n=20 – подгруппа 40 ppm, n=10; подгруппа 100 ppm, n=10).

Определение концентрации дейтерия в биологических жидкостях были проведены на импульсном ЯМР-спектрометре JEOL JNM-ECA 400MHz. Измерение спектров ЭПР проводили при комнатной температуре на спектрометре JES Fa 300 (JEOL, Япония) в X-диапазоне [4].

На основе ранее проведенных работ, было принято решение подвергать крыс обработке амплитудно-модулированным (АМ) электромагнитным полем с несущей частотой 28 МГц, модулирующей частотой 7 Гц, глубина модуляции 50%. Мощность излучения составляла 200 мВт. Обработку крыс излучением радиочастотном диапазоне по

методике описанной в [5]. Время, в течение которого проводили воздействие излучением в радиочастотном диапазоне составляло 1 час. Амплитудную модуляцию при частоте несущей, лежащей в радиочастотном диапазоне, осуществляли с помощью устройства состоящего из генератора низкочастотных колебаний, частотомера, амплитудно-модулирующего устройства, генератора несущей частоты, усилителя, излучателя представляющего собой многослойную катушку, емкости для загрузки исследуемых объектов.

Воду с пониженным содержанием дейтерия получали на установке, разработанной в Кубанском государственном университете [6]. Исходная концентрация дейтерия в получаемой воде составляла 40 ppm. Далее последовательными разбавлениями получали воду с различным содержанием дейтерия.

Были определены оптимальные концентрации остаточного содержания дейтерия в воде для купирования окислительного стресса, вызванного облучением радиочастотным электромагнитным полем у лабораторных животных, потреблявших воду с остаточным содержанием дейтерия 40 и 100 ppm. Выраженный в одинаковой степени антиоксидантный эффект наблюдали уже на первой неделе у крыс обеих групп, потреблявших ВМИС ССД в сравнении с контрольной группой.

У крыс обеих подгрупп в лиофилизированных органах (печени, почках, сердце) выявили снижение количества парамагнитных центров (по данным ЭПР) в исследуемых тканях примерно на 16-19% по сравнению с контрольной группой.

Следовательно, для купирования окислительного стресса в случае воздействия низкочастотного электромагнитного поля на ранних этапах достаточно употребления воды с содержанием дейтерия 100 ppm и менее.

Изучена динамика изменений изотопного состава в биологических жидкостях и тканях организма, при использовании в питьевом рационе лабораторных животных воды со сниженным содержанием дейтерия. Для крыс, потреблявших воду с содержанием дейтерия 40 ppm, результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Снижение содержание дейтерия в плазме крови и лиофилизированных органах лабораторных животных при употреблении воды с содержанием дейтерия 40 ppm через 2 и 4 недели по сравнению с показателями контрольной группы

№	Через 14 дней				Через 30 дней			
	Плазма, %	Сердце, %	Печень, %	Почки, %	Плазма, %	Сердце, %	Печень, %	Почки, %
	29,8	6,9	5,4	10,3	35,5	12,1	6,3	13,6

Для крыс, потреблявших воду с содержанием дейтерия 100 ppm, результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Снижение содержание дейтерия в плазме крови и лиофилизированных органах лабораторных животных при употреблении воды с содержанием дейтерия 100 ppm через 2 и 4 недели по сравнению с показателями контрольной группы

	Через 14 дней				Через 30 дней			
№	Плазма, %	Сердце, %	Печень, %	Почки, %	Плазма, %	Сердце, %	Печень, %	Почки, %
	18,2	5,5	4,9	8,2	23,3	6,3	5,2	10,7

Таким образом, следует отметить, что в плазме крови и тканях организма происходит достоверное снижение концентрации дейтерия при использовании ВМИС с пониженным содержанием дейтерия. При этом ВМИС с пониженным содержанием дейтерия оказывает влияние на прооксидантно-антиоксидантную систему организма, снижая интенсивность СРО и восстанавливая потенциал эндогенной АОС. При воздействии низкочастотным электромагнитным полем положительный эффект ВМИС с пониженным содержанием дейтерия объясняется ее возможным иммуномодулирующим эффектом, позволяющим уменьшить отрицательное воздействие электромагнитного поля на организм.

Работа выполнена при поддержке государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации, проект № 4.1755.2011, №4.849.2011.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барышев М.Г., Касьянов Г.И., Джимаков С.С. // Известия вузов Пищевая технология. 2007. №3. С.44-48.
2. Пирузян Л.А. и др. // Докл. АН СССР. 1983. Т.270. С. 1486.
3. Барышев М.Г., Басов А.А., Болотин С.Н., Джимаков С.С., Кашаев Д.В., Федосов С.Р., Фролов В.Ю., Малышко В.В., Власов Р.В. // Экологический Вестник научных центров ЧЭС. Вып. 3. 2011. С. 16-20.
4. Барышев М.Г., Басов А.А., Болотин С.Н., Джимаков С.С., Федосов С.Р., Фролов В.Ю., Кашаев Д.В., Лысак Д.А., Шашков Д.И., Тимаков А.А. // Известия РАН. Серия Физическая. Т.76., №12., С. 1507-1510.
5. Барышев М.Г., Васильев Н.С., Джимаков С.С. // Экологический Вестник ЧЭС. Вып. 1. 2010. С. 26-31.
6. Фролов В.Ю., Барышев М.Г., Ломакина Л.В., Джимаков С.С. Способ получения биологически активной питьевой воды с пониженным содержанием дейтерия. Патент РФ № 2438766 с приоритетом от 25.05.2010. Опубл. 10.01.2012.

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ И СПИНОВЫХ ВОЛН В ПОПЕРЕЧНО ОГРАНИЧЕННОМ ФЕРРИТОВОМ ВОЛНОВОДЕ

Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>, Ю.П. Шараевский<sup>1</sup>, С.А. Никитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

SadovnikovAV@gmail.com

Метод бриллюэновской спектроскопии (BLS) применяется для исследования пространственно-временной динамики магнитных возбуждений (спиновых волн, магнонов), линейных и нелинейных процессов (в том числе параметрических) в планарных пленочных структурах на основе различных магнитных материалов в микронных и субмикронных пространственных масштабах. Например, в работе [1] проведено исследование дипольно-обменных спиновых волн (СВ) параметрически возбуждаемых поверхностной магнитоэлектрической волной (ПМСВ) на частотах  $f$ , где разрешены трех-магнонные процессы распада. В [1] использовался широкий (3 мм) волновод на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) и рассматривался одномодовый режим распространения ПМСВ.

В данной работе представлены результаты исследования методом BLS (конфигурация обратного рассеяния) особенностей распространения ПМСВ и возбуждения СВ в узком (0.3 мм) планарном ЖИГ-волноводе при многомодовом распространении ПМСВ. Планарный волновод с изменяющейся шириной был изготовлен из пленки ЖИГ толщиной 10 мкм методом лазерного скрайбирования. Геометрические размеры волновода и конфигурация эксперимента показаны на рис. 1а.

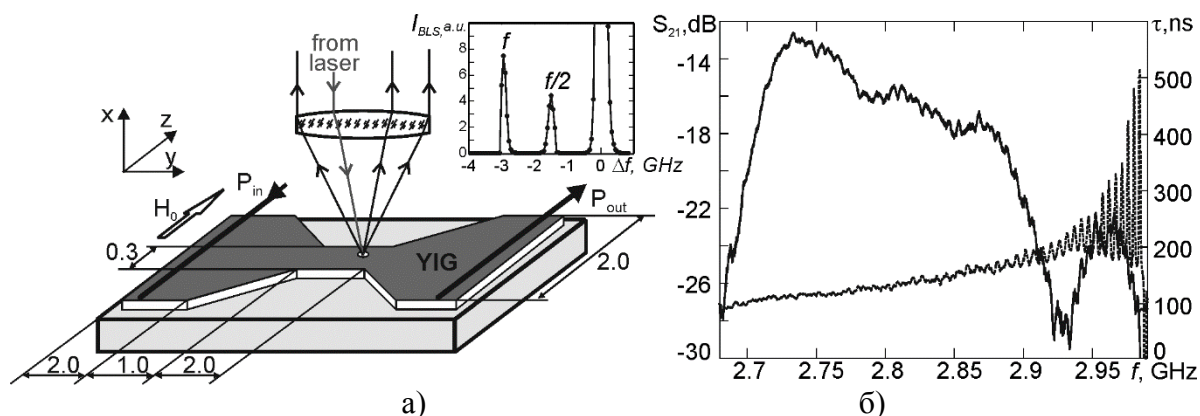


Рис. 1. а) Исследуемый волновод и схема эксперимента. На врезке показан спектр бриллюэновского рассеяния, полученный в точке внутри узкого волновода; б) частотные зависимости коэффициента прохождения  $S_{21}$  и группового времени задержки  $\tau$  ПМСВ.

Возбуждение ПМСВ СВЧ-сигналом частоты  $f$  проводилось микрополосковыми антеннами шириной 30 мкм. Вся структура с антеннами размещалась в однородном магнитном поле величиной  $H_0 = 440$  Э. Пространственно-временное распределение высокочастотной намагниченности  $\mathbf{m}(t, y, z)$  в волноводе определялось путем сканирования лазерного пучка по поверхности волновода и измерением частотного спектра и интенсивности  $I(t, y, z)$  рассеянного магнитными возбуждениями света ( $I(t, y, z) \propto |\mathbf{m}(t, y, z)|^2$ ). На рис. 1б представлены результаты измерения характеристик ПМСВ в линейном режиме распространения (при уровне входного сигнала ниже порога параметрического возбуждения СВ). Распределение намагниченности в волноводе соответствует суперпозиции первых двух ширинных мод ПМСВ.

С превышением входной мощности СВЧ-сигнала порогового уровня в волноводе наблюдается возбуждение СВ на частотах  $f/2$ . ПМСВ испытывает дополнительное нелинейное затухание, с сохранением пространственного распределения намагниченности в волноводе (рис. 2 а). Пространственно-временная динамика СВ (рис.2 б) существенным образом зависит от мощности и частоты  $f$  ПМСВ.

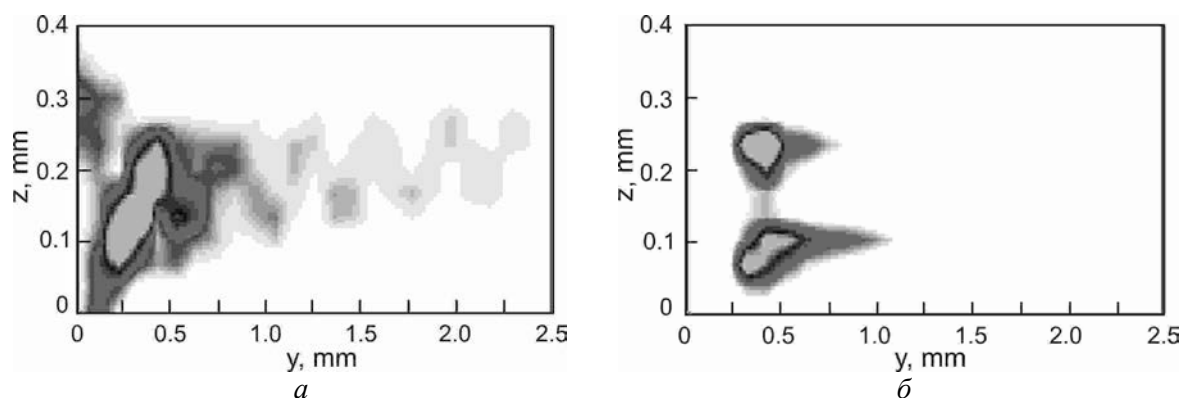


Рис. 2. Стационарное пространственное распределение  $|\mathbf{m}(y, z)|^2$  в волноводе, полученное методом BLS. (а)- ПМСВ на частоте  $f$ , (б)- СВ на частоте  $f/2$ .  $P_{in}=0$  dBm,  $f=2.981$  ГГц.

Проведено экспериментальное исследование особенностей параметрического возбуждения СВ и их пространственно-временной динамики в зависимости от мощности и частоты  $f$  ПМСВ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (12-07-31009), Правительства РФ (№ 11.G34.31.0030) и ФЦП (ГК № 14.740.11.1078).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Mathieu, V. T. Synogatch, and Carl E. Patton // Phys. Rev. B. 2003. V.67. P.104402.

## ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

К.Н. Болдырев

Федеральное государственное учреждение науки Институт спектроскопии  
Российской академии наук

kn.boldyrev@gmail.com

В настоящее время для изучения физики твердых тел существует множество различных способов исследования. Одними из наиболее универсальных и информативных являются спектроскопические методы, такие как исследование спектров пропускания, отражения, эмиссии, люминесценции, комбинационного рассеяния света и др. В зависимости от поставленной задачи исследуемый спектральный диапазон может меняться в очень широких пределах – от радиочастотного и СВЧ диапазона до ультрафиолетового и гамма-излучения. В последнее время большое внимание исследователей привлекает терагерцовая область спектра, что проявляется в многократном увеличении работ в этой области (см. Рис 1).

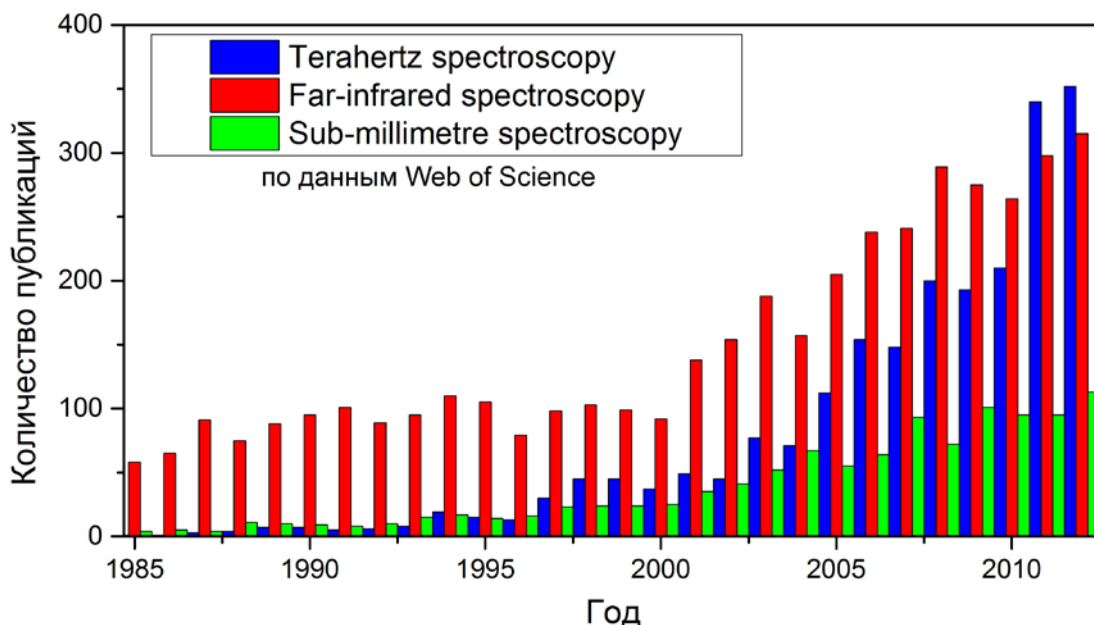


Рис. 1. Публикационная активность по запросам в Web of Science

Что же такое терагерцовый спектральный диапазон? Что способствовало увеличению интереса к этой области спектра? Какие актуальные исследования ведутся в этом направлении? Какие используются экспериментальные методики и какую они дают информацию об объекте исследования? Это неполный список вопросов, которые будут затронуты в настоящей лекции.

В качестве одного из примеров использования терагерцовой спектроскопии будут представлены наши последние данные об исследованиях новых мультиферроиков - редкоземельных ферроборатов с общей формулой  $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  ( $R = \text{Y, La-Lu}$ ). Эти соединения имеют одноосную тригональную нецентросимметричную структуру [1], характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – Fe – O – Fe – вдоль кристаллографической оси  $c$ . Серия проведенных ранее исследований показала, что в таких кристаллах наблюдается антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа при температурах около 40 К с проявлениями низкоразмерного магнетизма. В ряде соединений ферроборатов наблюдался гигантский магнито(ди)электрический эффект и было показано, что данные соединения относятся к новому классу мультиферроиков [2,3]. Для исследования магнитоупругих свойств и вероятных проявлений электрон-фононного взаимодействия был проведен анализ спектров пропускания, отражения и эллипсометрии терагерцовых волн ( $20 - 200 \text{ см}^{-1}$ ) в широком интервале температур (4 – 350 К). Полученная информация позволила напрямую наблюдать магнитоупругие (см., напр, [4]), резонансные электрон-фононные явления (см. рис. 2), а также дала представление о механизмах магнитоэлектрических эффектов в ферроборатах.

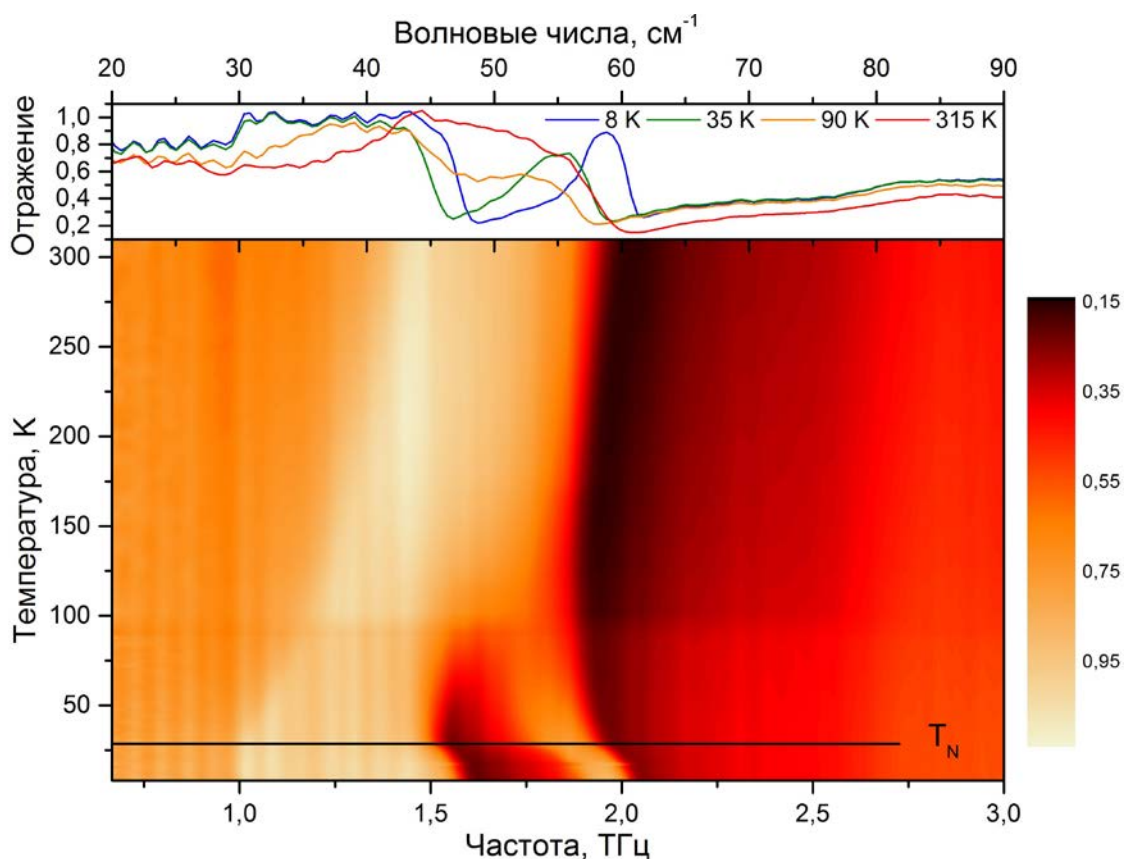


Рис. 2. Наблюдение взаимодействия электронного уровня с фонами решетки в спектрах отражения кристалла  $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$



Помимо применений в области физики твердого тела, в лекции будет дан краткий обзор по применению терагерцовых волн в медицине, биологии, системах безопасности, пищевой промышленности и других областях.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 12-02-31028 мол\_а) и гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.A. Campá, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruíz-Valero // *Chem. Mater.* 1999. V. 9 P. 237.
2. A.E. Zvezdin, S.S. Krotov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, L.N. Bezmaternykh, E.A. Popova // *JETP Lett.* 2005. V. 81 P. 272.
3. A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, A.P. Pyatakov, S.S. Krotov, K.I. Kamilov // *J. Low Temp. Phys.* 2010. V. 36. No. 6. P. 640.
4. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, S.A. Klimin, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh // *Phys. Lett. A.* 2012. V. 376. P. 2562.

## ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ III И V ГРУПП В ВЫСОКОЧИСТОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ДЛИННОВОЛНОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

К.Н. Болдырев<sup>1</sup>, Н.Ю. Болдырев<sup>1</sup>, Р.В. Кирилин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук

<sup>2</sup> ООО «Группа НИТОЛ»

kn.boldyrev@gmail.com

Электрофизические характеристики полупроводникового и солнечного кремния определяются, в основном, степенью его чистоты [1]. Особое влияние на свойства кремния оказывает уровень содержания электроактивных примесей III и V групп – бора, фосфора, мышьяка, алюминия и др. Кроме того, цена кремния сильно зависит от степени его чистоты [2]. В связи с этим, кроме вопросов производства и очистки, актуальным является вопрос точного измерения концентрации неконтролируемых примесей в высокочистом кремнии для солнечной энергетики и микроэлектроники. Одним из наиболее точных и чувствительных методов является метод измерения спектров пропускания охлажденных до криогенных температур пластин в дальней инфракрасной области спектра с компенсацией донорно-акцепторных примесей [3,4].

В результате настоящей работы была сконструирована опытная установка по измерению примесей в высокочистом кремнии, построенная

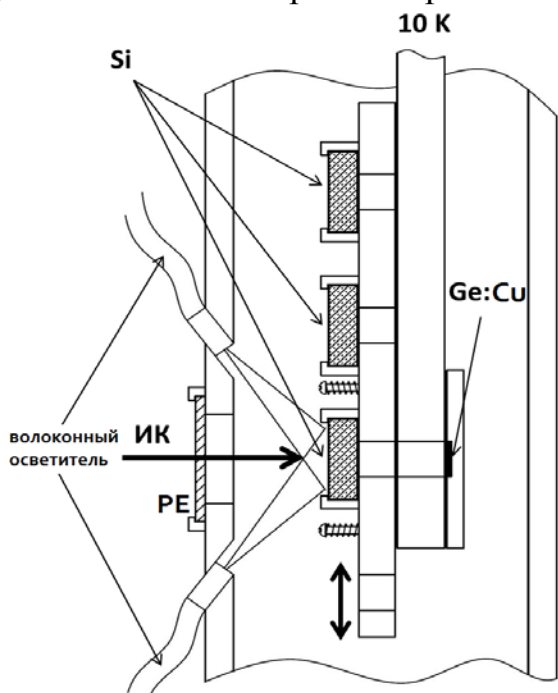


Рис. 1. Схема эксперимента (внутренняя часть криостата)

на основе фурье-спектрометра высокого разрешения Bruker IFS 125 HR. Такие конструктивные особенности установки, как использование фоторезистивного приемника излучения Ge:Cu, не чувствительного к вибрациям, применение криорефрижератора для одновременного охлаждения исследуемых образцов и приемника излучения, позволили проводить измерение концентрации примесей в монокристаллическом кремнии без необходимости дорогостоящих криогенных жидкостей (в первую очередь, жидкого гелия). Схема

эксперимента приведена на рисунке 1: на образец, помещенный в криостат и освещаемый белым светом для компенсации электроактивных примесей, падает модулированное интерферометром Майкельсона инфракрасное излучение, которое затем регистрируется приемником излучения Ge:Si. На рисунке 2 приведен типичный спектр поглощения монокристаллической кремниевой пластины, зарегистрированный на установке в области  $260-400\text{ см}^{-1}$ .

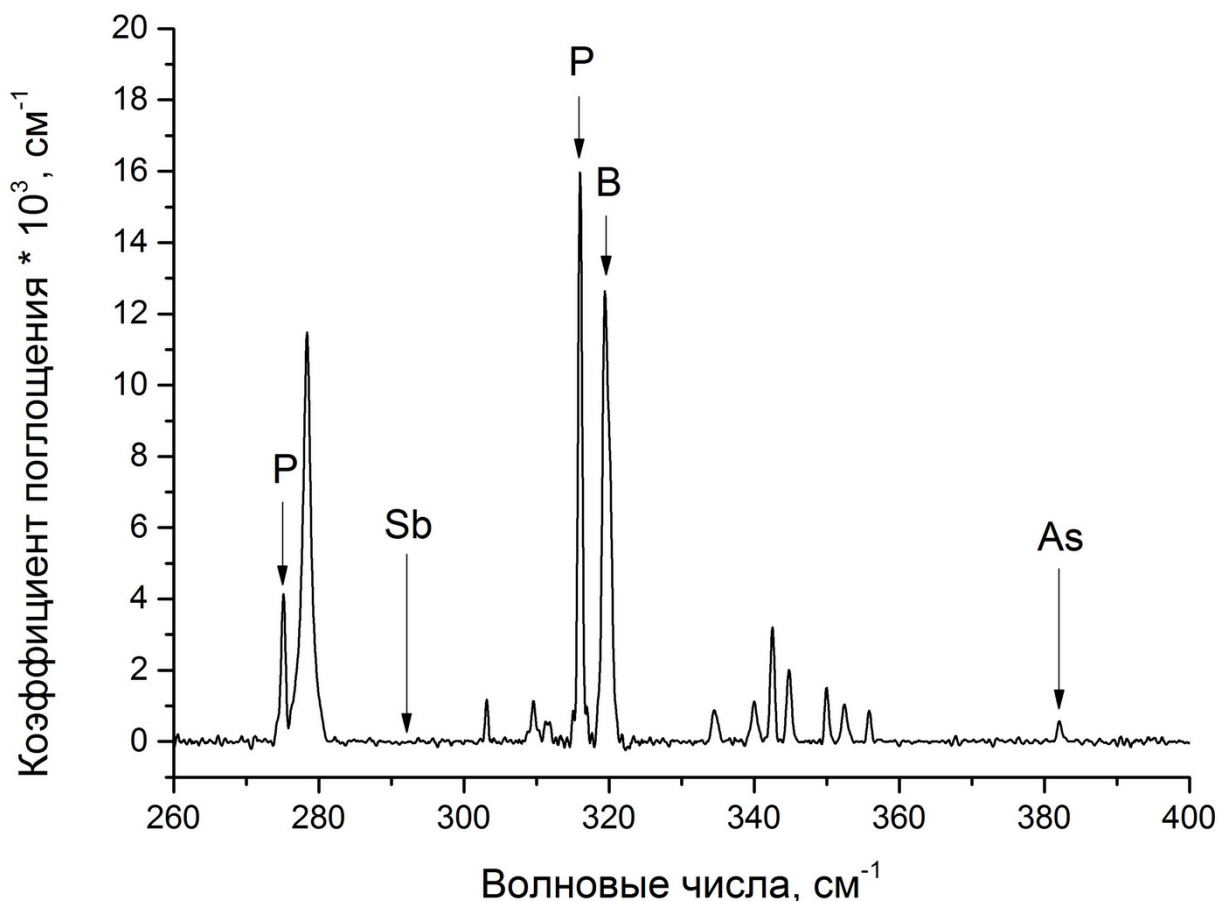


Рис. 2. Спектр высокочистой кремниевой пластины в области наблюдения электроактивных примесей

Для автоматизации процесса обработки спектра и получения результатов в виде отчета было написано программное обеспечение в среде OPUS. Кроме анализа электроактивных примесей, программа позволяет получать концентрации двух наиболее важных электронейтральных примесей – углерода и кислорода. На рисунке 3 представлен итоговый отчет измерения, выдаваемый программой.

Используя возможности установки, был проведен анализ большого количества монокристаллических пластин кремния производства ООО «Группа НИТОЛ». Анализ данных позволил получить уточненные

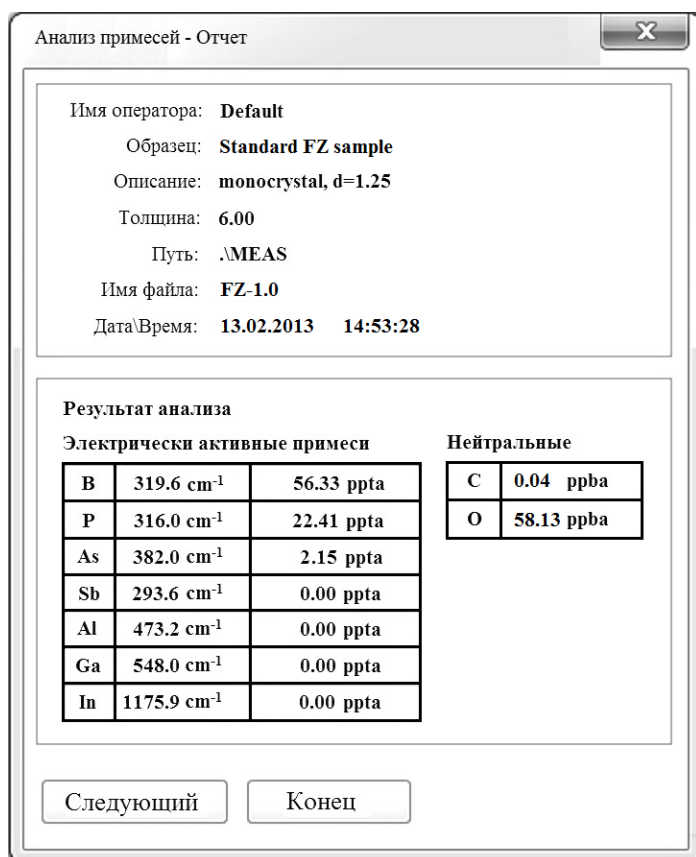


Рис. 3. Автоматический отчет программы для анализа примесей, полученный по спектру на рис.2

градуировочные параметры для вычисления концентрации электроактивных примесей, в первую очередь для бора и фосфора. Кроме того, показана применимость метода в случае сильно легированных пластин ( $B < 25$  ppba,  $P < 5$  ppba). Показано, что в случае сильно легированного фосфором образца в кремнии необходимо использовать линию фосфора  $275.1 \text{ см}^{-1}$ , а не линию  $316.0 \text{ см}^{-1}$ , описанную в большинстве методик.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (соглашение №7834).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Рейви “Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии” М.: Мир, 1984.
2. А.В. Наумов // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. 2009. №2(46). С. 16.
3. SEMI MF1630-0704 “Test Method for Low Temperature FT-IR Analysis of Single Crystal Silicon for III-V Impurities” North American Regional Standards Committee, 2004.
4. S.C. Baber // Thin Solid Films 1980. V. 72. P. 201.

## МОНИТОРИНГ СОРБЦИОННО-ДИФФУЗИОННОЙ КИНЕТИКИ ВОДЯНОГО ПАРА В СРЕДАХ МЕТОДАМИ ДИОДНО-ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Д.М. Курмашева, П.О. Капралов, В.Д. Травкин, В.Г. Артёмов  
*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*  
darya\_mk@inbox.ru

Экспериментальное изучение кинетики быстропротекающих процессов на границе водяного пара с адсорбентом требует быстрых селективных методов регистрации газовых молекул воды. Таковую возможность предоставляет диодно-лазерная ИК-спектроскопия [1,2]. Спектрометр позволяет быстро и с высокой точностью получить кинетические кривые взаимодействия молекул воды с поверхностью исследуемых образцов. В отношении молекул воды чувствительность метода составляет 0,01 мм.рт.ст. (Торр) ( $10^{14}$  см<sup>-3</sup>), что на порядок превосходит аналогичный показатель лучших гравиметрических измерений. Селективность метода по молекулам воды позволяет следить за кинетикой их сорбции в составе газовых смесей. Для наблюдения доступны процессы, протекающие в масштабах от долей секунды до многих часов.

Основа метода измерений состоит в просвечивании слоя газовой смеси пучком перестраиваемого по частоте электромагнитного излучения и измерении коэффициента поглощения, из которого рассчитывается концентрация поглощающих молекул. Используется диодный лазер, перестраивающийся в диапазоне 1.853–1.855 мкм. Регистрируются линии поглощения молекулы воды из основного колебательного состояния 000 в возбуждённое 011. В общей схеме экспериментальной установки диодно-лазерный спектрометр выступает как прецизионный денситометр, позволяющий регистрировать концентрацию водяного пара в диапазоне пяти порядков по давлению, долговременно, с высокой скоростью, независимо от наличия других газов.

Методом ДЛ-спектроскопии изучается адсорбция молекул воды, связанная с их способностью в большом количестве удерживаться на поверхности адсорбента уже при комнатной температуре [3]. От этого зависят свойства многих материалов, а кинетика сорбции молекул воды определяет процессы намокания, затвердевания, осушения, наполнения, растворимости и молекулярного транспорта.

Получаемые экспериментальные данные представляют собой временные зависимости давления в процессах кинетической адсорбции, десорбции, пропускания, откачки и так далее, и позволяют рассчитать важные параметры адсорбентов (удельная площадь поверхности, пористость и другие). Метод схож с традиционным, использующим обычный манометр для измерения давления, но существенно улучшает

его, увеличивая точность и скорость измерений, и добавляя селективность по избранному газу.

Доклад, помимо аппаратных вопросов, касается проблем выбора моделей описания экспериментальных данных. Предлагается модель, основанная на аналогии адсорбционно-диффузионных процессов и процессов при разрядке-зарядке конденсаторов в RC-цепи (Рис. 1).

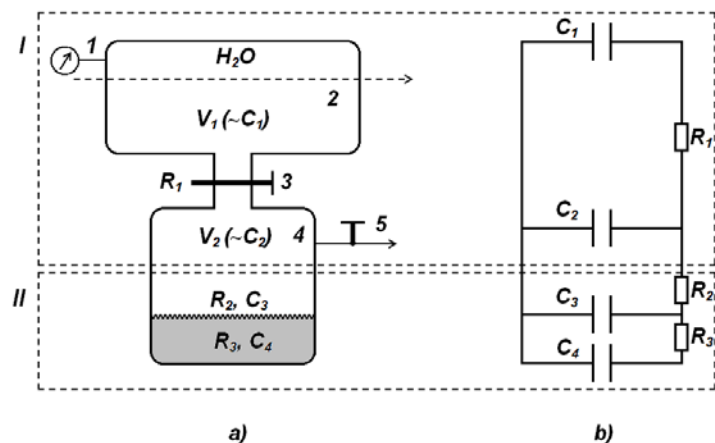


Рис. 1. а) схема экспериментальной установки: 1 – манометр, 2 – объем с водяным паром, зондируемый лазерным излучением, 3 – разделительный кран, 4 – объем с образцом, 5 – вакуумная откачка; б) соответствующая модельная RC-цепь. I – аппаратная часть адсорбционной установки, II – адсорбент.

В совокупности использование диодно-лазерного спектрометра в качестве измерителя концентрации молекул воды при сорбции на поверхности становится мощным инструментом изучения кинетических процессов и анализа структуры пористых и мелкодисперсных материалов [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Капралов П.О., Артёмов В.Г., Гусев Г.А., Тихонов В.И., Волков А.А., Кинетика диффузии молекул воды в нанопористом адсорбенте // Известия РАН, сер. Физ., 2008, Т.72, №12, С. 1791–1795.

2. Капралов П.О., Артёмов В.Г., Макурников А.М., Тихонов В.И., Волков А.А., Диодно-лазерный спектрометр для измерения орто/пара - состава водяного пара // Приборы и техника эксперимента, 2008, №6, С. 123-126.

3. Цеттлейер А., Нарайан К., Межфазовая граница газ - твердое тело. Сб. под ред. Э. Флада, Пер. с англ. - М.: Мир, 1970.

4. Артемов В.Г., Капралов П.О., Курмашева Д.М., Тихонов В.И., Волков А.А., Лазерный анализатор кинетики взаимодействия молекул воды с адсорбентом // Приборы и техника эксперимента, 2013, (в печати).

## ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АМОРФНЫХ ВОЛЬФРАМ-УГЛЕРОДНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Е.А. Мотовилова<sup>1,2</sup>, Е.С. Жукова<sup>1,2</sup>, Б.П. Горшунов<sup>1,2</sup>, А.Д. Божко<sup>1</sup>,  
В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, В.Б. Анзин<sup>1</sup>, М.Л. Шупегин<sup>3</sup>, А.В. Муратов<sup>4</sup>,  
Ю.А. Алещенко<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт (Государственный университет)*

<sup>3</sup> *Национальный исследовательский технологический университет МИСИС*

<sup>4</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

elza-moto@ya.ru

Наноструктурированные среды являются материалами, электрофизическими свойствами которых можно управлять в широких пределах. Примером таких сред являются металл-углеродные наноконпозиты с механическими свойствами, типичными для твердых форм аморфного углерода, и с электродинамическими свойствами, характерными для неупорядоченных гранулированных материалов. Электронные свойства металл-углеродных наноконпозитов в настоящее время исследованы недостаточно, данные по электродинамическим характеристикам в инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц) диапазонах частот в литературе практически отсутствуют.

В работе изучен электродинамический ТГц-ИК отклик пленок вольфрам-углеродных наноконпозитов с концентрациями вольфрама в интервале 0.1 – 0.4. Пленки толщиной около 1 мкм осаждались на ситалловые подложки путем плазменного разложения паров кремний-органического полимера полифенилметилсилоксана и магнетронного распыления вольфрамовой мишени. Динамическая проводимость пленок исследовалась в ТГц (9 – 22 см<sup>-1</sup>) [1] и ИК (до 700 см<sup>-1</sup>) диапазонах (Фурье-спектроскопия); измерения статической проводимости выполнялись стандартным четырехконтактным методом. Все исследования проводились в интервале температур 5–300 К.

Измерения проводимости на постоянном токе показали, что для исследуемых образцов металл-углеродных наноконпозитов характерно степенное поведение отрицательных температурных поправок к проводимости в двух температурных интервалах, граница между которыми находится вблизи  $T^* \approx 20\text{--}25$  К. Такое поведение проводимости объясняется в рамках модели неупругого туннелирования электронов между проводящими гранулами через локализованные состояния углеродной матрицы [2]. Похожим образом ведет себя и динамическая проводимость комплексов в ТГц диапазоне частот. Сильная зависимость ТГц проводимости от частоты, наиболее ярко выраженная в образцах с невысокой концентрацией вольфрама, свидетельствует о прыжковом характере проводимости в исследуемых наноконпозитах [2]. В частности,

панорамные спектры проводимости образца W5 с 19.3 ат.% W (Рис.1) показывают, что спектральный вес

$$\int_0^{\infty} \sigma(\omega) d\omega = \frac{\omega_{pl}^2}{8}$$

( $\omega_{pl}^2$  - плазменная частота,  $\sigma$  - проводимость), «потерянный» при охлаждении на частотах ниже  $100 \text{ см}^{-1}$ , существенно меньше площади, «приобретаемой» на более высоких частотах. Рост спектрального веса свидетельствует о значительном энергетическом масштабе процессов, индуцируемых в исследуемом образце температурными изменениями:

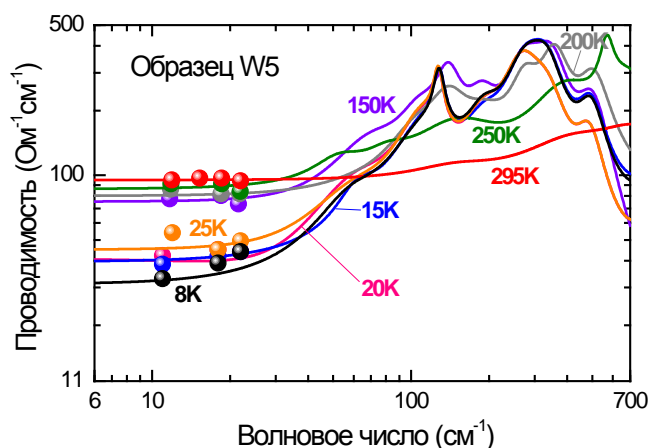


Рис.1. Температурные зависимости спектров динамической проводимости плёнки (W5) металл-углеродного нанокompозита. Точки – результат прямых измерений на ТГц спектрометре, линии – обработка методом наименьших квадратов ТГц данных совместно со спектрами ИК отражения.

часть спектрального веса переходит в область между  $100 \text{ см}^{-1}$  и  $700 \text{ см}^{-1}$  из более высокочастотной области – выше  $700 \text{ см}^{-1}$ . Природа явления пока неясна и требует дальнейших исследований. Помимо спектрального веса, температурно-зависимыми являются также параметры ИК пиков поглощения (см. особенность при  $128\text{--}152 \text{ см}^{-1}$  на Рис.1). Изменение, как интенсивностей пиков, так и их частот свидетельствует о сильной связи между электронной и фононной подсистемами, что также представляет несомненный интерес для дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Госконтракта N2011-1.2.1-121-003 и грантов РФФИ и Минобрнауки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. B. Gorshunov, A. Volkov, I. Spektor, A. Prokhorov, A. Mukhin, M. Dressel, S. Uchida, A. Loidl. Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, vol.26, N9, p.1217-1240 (2005).
2. L.I. Glazman and K.A.Matveev, Sov. Phys. JETP 67, 1988, p. 1276.



## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЖИГ И ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

И.С. Паняев, Д.Г. Санников

Ульяновский государственный университет

katzarin@rambler.ru, sannikov-dg@yandex.ru

Актуальность современных оптических исследований материалов на основе железо-иттриевого граната ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) обусловлена их успешным применением при создании целого ряда пассивных и активных интегрально-оптических устройств - поляризационных фильтров, модуляторов, магнитооптических систем памяти и т.д. [1–4]. Другим классом твердотельных систем, представляющим интерес с научно-прикладной точки зрения, являются щелочно-галоидные кристаллы, содержащие т.н. F-центры (нем. Farbenzentren – центры окраски) - анионные вакансии, захватившие электрон [5,6].

Настоящий доклад посвящен развитию методики исследования спектральных характеристик тонкопленочных образцов ЖИГ различного состава и толщины, а также объёмных окрашенных и  $\gamma$ -облученных образцов щелочно-галоидных кристаллов. В докладе будут представлены, в частности, результаты флуоресцентного анализа, проведенного с помощью системы M4 TORNADO фирмы Bruker и позволяющего с высокой точностью установить химический состав изучаемых образцов.

Для исследования были выбраны эпитаксиальные плёнки монокристаллического железо–иттриевого граната разных составов и толщин ( $h_1 = 0,387 \pm 0,004$  мкм,  $h_2 = 0,338 \pm 0,004$  мкм,  $h_3 = 0,175 \pm 0,004$  мкм, образцов №1, 2 и 3 соответственно) на ГГГ–подложке ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ) с известным показателем преломления ( $n = 1,97 \pm 0,01$  на длине волны  $\lambda = 0,633$  мкм). Были изучены также спектральные характеристики объёмных образцов щелочно-галоидных кристаллов: KCl, окрашенного аддитивно в парах Na, и  $\gamma$ -облученных кристаллов NaF и LiF с дозами облучения  $D = 5,5 \cdot 10^7$  рад и  $D = 2,5 \cdot 10^7$  рад соответственно.

Для получения спектров пропускания была использована установка, схема которой показана на рис. 1(а). В качестве источника света используется галогеновая лампа осветителя ОВС-1. Свет от источника, проходя через линзу и образец, попадает через оптоволоконный кабель на входное отверстие мини-спектрометра FSD-9. Входное отверстие, являющееся полированным торцом оптоволоконка, находится в фокальной плоскости сферической дифракционной решетки и служит для ввода исследуемого излучения, доставленного оптоволоконным кабелем. Дифракционная решетка раскладывает световой сигнал на монохроматические составляющие и создает в своей фокальной плоскости изображение спектра. В этой фокальной плоскости установлен оптический датчик с линейно расположенными светочувствительными элементами,

реагирующий на свет той длины волны, которая попадает на него. Полученный с оптического датчика видеосигнал усиливается и нормализуется по уровню. Далее сигнал поступает на АЦП, управление которым осуществляется микропроцессором синхронно с управлением оптическим датчиком, т.е. оцифровка уровня видеосигнала происходит только в моменты последовательного выбора светочувствительной ячейки датчика. Передача оцифрованных данных осуществляется посредством контроллера USB непосредственно в управляющую программу “FSD Soft” персонального компьютера по стандартному кабелю. Спектры пропускания можно получать в реальном времени в диапазоне 300-1080 нм со спектральным разрешением 3 нм.

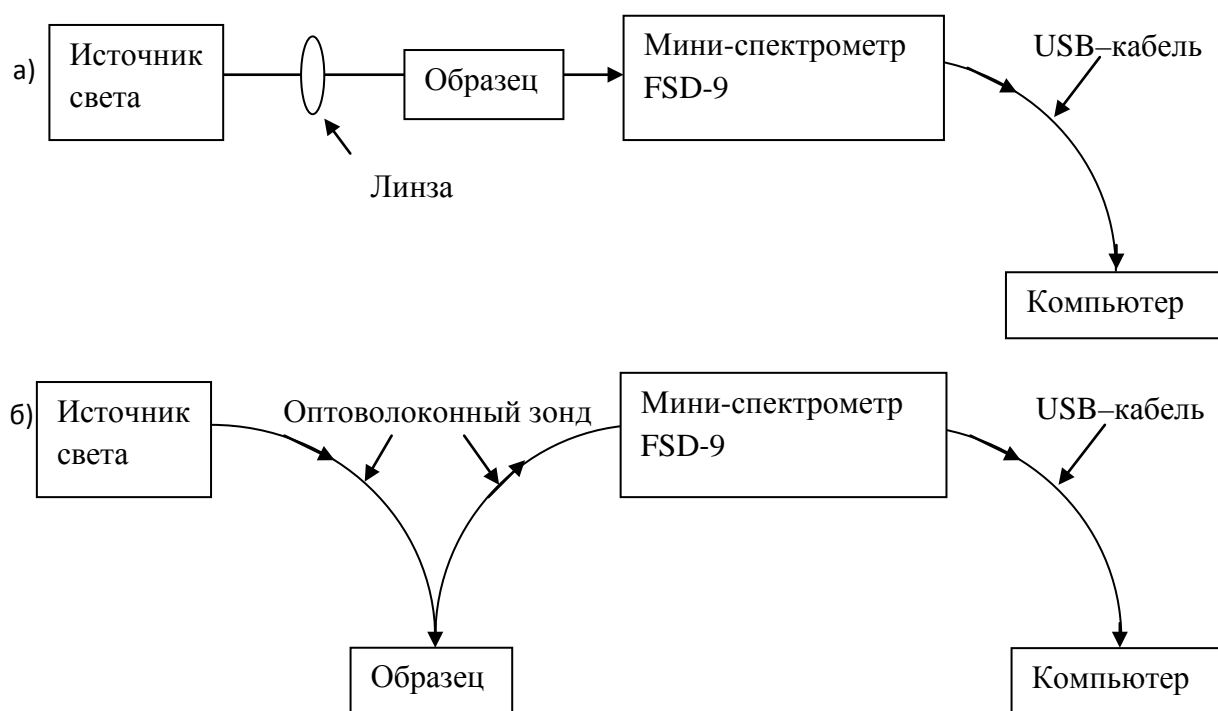


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки для исследования спектров а) – пропускания, б) – отражения образцов.

Сначала измеряется спектр без образца (оптического канала с воздухом), затем спектр образца при тех же самых условиях. Влияние окружающего света снижается до минимума нормировкой сигнала.

Для снятия спектров отражения используется установка, схема которой показана на рис. 1(б). Свет от источника подается через опволоконный зонд и, отражаясь от образца, проходит через мини-спектрометр FSD-9, откуда сигнал с линейки ПЗС-детекторов попадает на USB-вход компьютера.

На рис. 2 приведены спектры пропускания для образцов тонких плёнок ЖИГ различной толщины, в диапазоне 300 – 1000 нм.

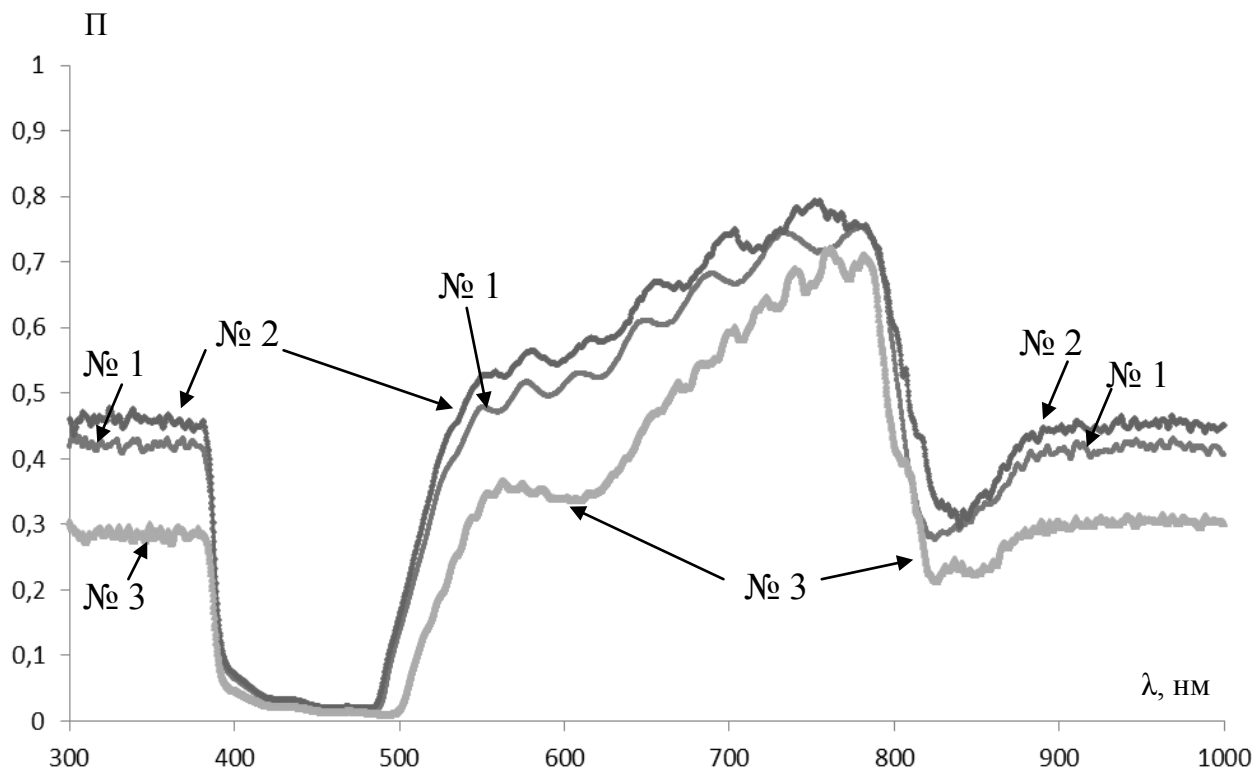


Рис. 2. Спектры пропускания тонкоплёночных ЖИГ - образцов № 1, 2 и 3.

Осциллирующий характер кривых на спектральных зависимостях коэффициента пропускания свидетельствует о наличии явления интерференции в тонкой плёнке ЖИГ, при этом с уменьшением толщины пленки период осцилляций уменьшается.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости коэффициента пропускания от длины волны для объёмных образцов щелочно-галоидных кристаллов. Полосы поглощения исследуемых кристаллов обусловлены наличием F-центров окраски. Для облученных кристаллов фторидов наблюдается смещение полосы поглощения в сторону больших длин волн: у LiF она находится в диапазоне 407 – 492 нм, а у NaF – в диапазоне 390 – 547 нм. Этот факт имеет подтверждение в литературе [8] и объясняется увеличением атомной массы катионов в составе кристаллов. Для кристалла KCl полное поглощение наблюдается примерно с 500 до 750 нм. Отметим, что согласно работе [7], существенное поглощение для кристалла имеет место в области 500 – 600 нм.

В докладе будут обсуждаться возможные механизмы захвата носителей заряда в облученных или легированных щелочно-галоидных кристаллах, приводящие к изменению полос поглощения и окраски [8]. Предполагается развить измерительную методику для изучения магнитооптических параметров многослойных композитных наноструктур, содержащих, в частности, феррит-гранаты и полупроводниковые слои.

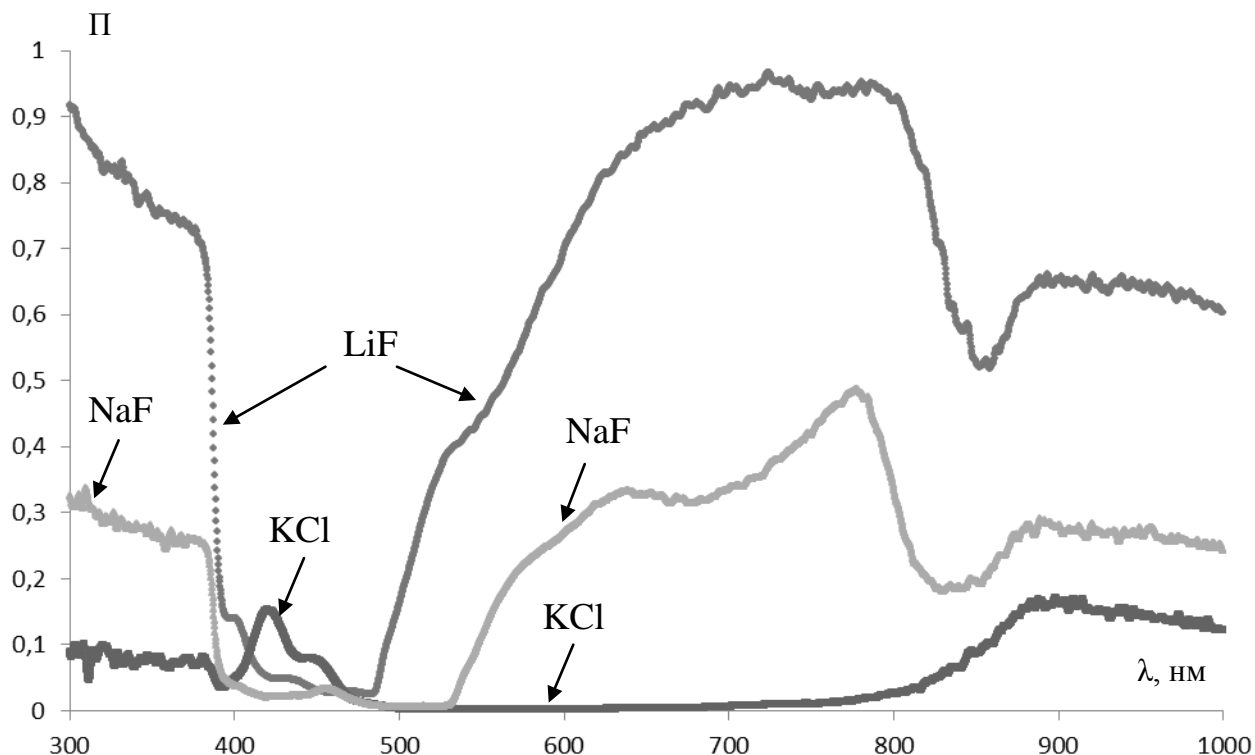


Рис. 3. Спектры пропускания образцов щелочно-галогидных кристаллов

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., мероприятие 1.2.1, заявки 14.V37.21.0772 и 14.V37.21.1081.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Звездин, В.А. Котов “Магнитооптика тонких пленок”. М.: Наука. 1988.
2. Б. А. Гижевский и др. // Физика твердого тела. 2009. Т. 51. вып 9. С. 1729.
3. А. А. Махнёв, Б. А. Гижевский, Л. В. Номерованная // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 2. С. 85.
4. Б. Ю. Соколов // Физика твёрдого тела. 2011. Т. 53, вып. 8. С. 1505.
5. А.С. Марфунин “Спектроскопия, люминесценция и радиационные центры в минералах” М.: Недра. 1975.
6. Т.В. Губарева // Системы. Методы. Технологии. 2011. Т. 3. №3. С.124.
7. Т.В. Губарева // Известия Томского политехнического университета. 2010. Т. 317. №2. С. 157.
8. Е. А. Раджабов, А. В. Егранов “Спектроскопия кислородных и водородных примесных центров в щелочно-галогидных кристаллах”. Новосибирск: Наука. 1992.

## ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ОТОЖЖЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА ВИСМУТА

Е.С. Худякова<sup>1</sup>, Е.А. Пекарских<sup>1</sup>, М.Г. Кистенева<sup>1</sup>, С.М. Шандаров<sup>1</sup>,  
Ю.Ф. Каргин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
Томск, Россия

<sup>2</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия  
lenoliya@rambler.ru

Интерес к исследованию кристаллов класса силленитов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO),  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  (BGO) и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO) обусловлен перспективностью их применения в качестве функциональной среды в устройствах динамической голографии [1]. Оптические и фотоэлектрические свойства кристаллов со структурой силленита определяются дефектными центрами с высокой концентрацией, которые связаны с нарушениями структуры или стехиометрии [2]. При облучении этих кристаллов светом из видимой области и в ближнем инфракрасном диапазоне происходит перераспределение электронов между дефектными центрами, в результате чего наблюдается изменение их оптического поглощения. Считается, что для кристаллов силиката и германата висмута при засветке излучением видимого диапазона фотоиндуцированные изменения поглощения наблюдаются только при температурах  $T \leq 200$  К [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики оптического поглощения, фотоиндуцированного непрерывным лазерным излучением с длиной волны  $\lambda_e = 650$  нм в отожденном кристалле силиката висмута  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) при комнатной температуре. Проведенные для диапазона 400–1100 нм измерения спектральных зависимостей поглощения продемонстрировали изменения в них, вызванные как отжигом исследованных кристаллов, так и их экспозицией используемым лазерным излучением.

В экспериментах использовался кристалл BSO среза (100), выращенный методом Чохральского и имеющий толщину  $d = 2,64$  мм. Предварительно в образце измерялся спектр оптического поглощения, а затем он нагревался в воздушной атмосфере до температуры 330 °С в темновых условиях со скоростью  $\sim 2$  К/мин. После достижения заданной температуры кристалл выдерживался при ней в течение 30 минут, а затем охлаждался естественным образом до комнатной температуры в течение более 10 часов.

В экспериментах по облучению непрерывным лазерным излучением с длиной волны  $\lambda = 650$  нм и с интенсивностью  $\sim 1,6$  мВт/см<sup>2</sup> в течение 15 мин при комнатной температуре, проведенных до отжига кристалла BSO, в нем не было обнаружено фотоиндуцированных изменений в оптическом поглощении для спектрального диапазона 400–1100 нм. В результате его

отжига в воздушной атмосфере наблюдалось уменьшение оптического поглощения в диапазоне 450–900 нм. Характерные экспериментальные спектры оптического поглощения  $k(\lambda)$  для кристалла BSO показаны на рис. 1а. Здесь кривая 1 соответствует исходному состоянию образца, а кривая 2 получена после отжига кристалла в воздушной атмосфере по методике, описанной выше. Спектральная зависимость  $\Delta k(\lambda)$ , полученная вычитанием коэффициентов поглощения, измеренных для исходного состояния и после отжига, показанная на рис. 1б, демонстрирует резонансный характер наблюдаемых в результате изменений в поглощении. В этом спектре можно выделить четыре полосы с экстремумами при  $\lambda_m = 560, 690, 750$  и  $820$  нм, проявляющиеся в результате отжига. Максимальные изменения оптического поглощения, зафиксированные на длинах волн 560 и 700 нм, составили  $0,19$  и  $0,13$   $\text{см}^{-1}$ , при значениях коэффициента поглощения для исходного состояния  $0,61$  и  $0,27$   $\text{см}^{-1}$ , соответственно.

После отжига в воздушной атмосфере и измерения спектральных зависимостей поглощения в исследуемом кристалле BSO наблюдался эффект фотоиндуцированного изменения поглощения для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 650$  нм при комнатной температуре.

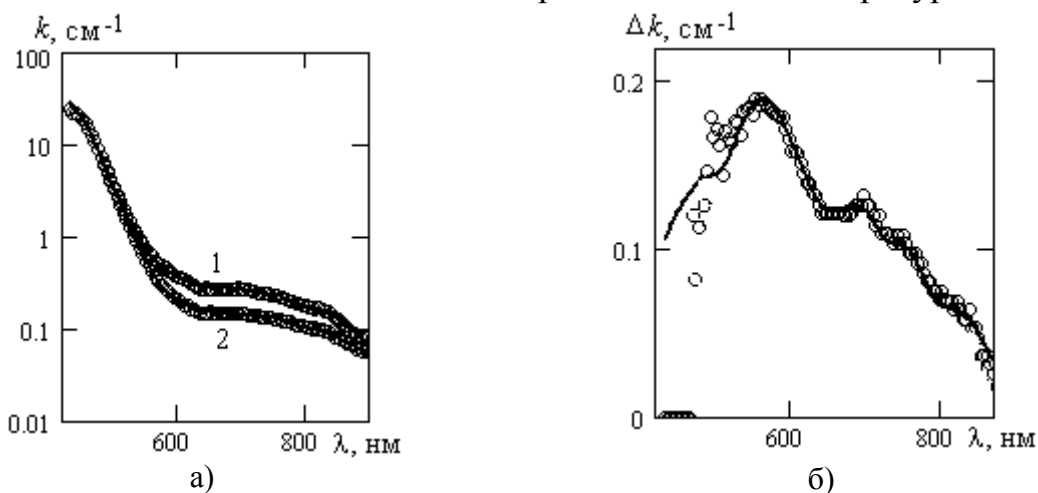


Рис. 1 Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и его изменений (б) в образце BSO ( $d = 2,64$  мм): 1 – в исходном состоянии; 2 – после отжига в воздушной атмосфере при температуре  $330$  °С в течение 30 мин. Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Динамика таких изменений коэффициента поглощения в отожженном по изложенной выше методике кристалле BSO на данной фиксированной длине волны представлена на рис. 2. Характерно, что на начальном участке оптическое поглощение уменьшается, а далее наблюдается немонокотное увеличение коэффициента поглощения. Такое поведение оптического поглощения свидетельствует о сложном колебательном характере перераспределения электронов между дефектными центрами,

вызывающем его изменения согласно известным моделям [2-4], при облучении кристалла лазерным излучением с длиной волны  $\lambda_e = 650$  нм.

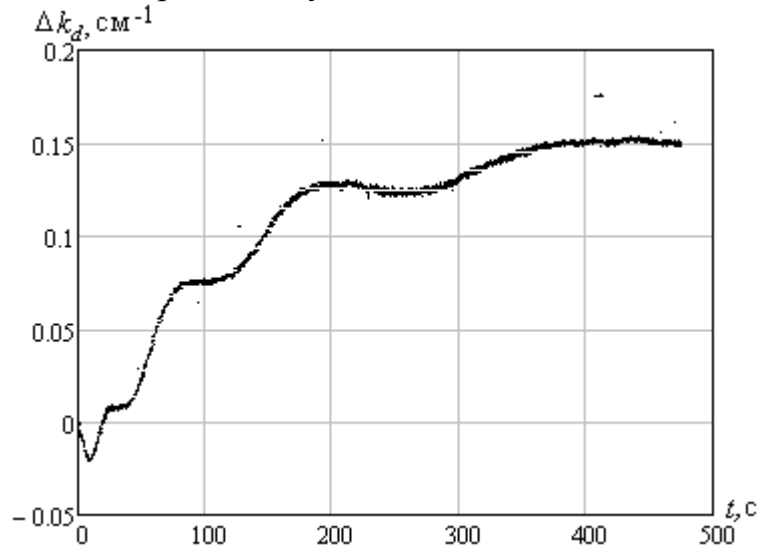


Рис. 2 Динамика изменений оптического поглощения отожденного кристалла BSO на длине волны  $\lambda = 650$  нм

Для аппроксимации экспериментальных зависимостей  $k(\lambda)$  и  $\Delta k(\lambda)$  мы учитывали вклад в примесное поглощение как процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [3], так и внутрицентровых переходов [4]. Сплошные кривые на рис. 1 учитывают пять внутрицентровых переходов с гауссовскими спектральными характеристиками с максимумами при энергиях 1,50, 1,63, 1,77, 2,15 и 2,41 эВ. Для переходов электронов в зону проводимости учтены шесть центров со средними значениями энергии ионизации 0,82, 1,22, 1,60, 1,91, 2,16 и 2,70 эВ.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011) и при поддержке РФФИ (проект № 12-02-90038-Бел\_а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. – 318 с
2. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев и др. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. – 160 с.
3. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др.// Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 11. – С. 1027-1032.
4. M.G.Kisteneva, A.S. Akrestina, S.M. Shandarov, S.V. Smirnov // J. Journal of Holography and Specl. – 2009. – V.5. – P. 1-6.

## НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

С.А. Цысарь<sup>1</sup>, В.А. Хохлова<sup>1</sup>, О.А. Сапожников<sup>1,2</sup>, У. Крейдер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>прикладная физическая лаборатория, Университет Вашингтона, Сиэтл, США

sergeyt@physics.msu.ru

В ряде областей науки, техники и медицины, особенно в задачах терапевтического применения ультразвука, важно знать точные характеристики излучаемого поля. Определение истинного распределения акустического поля на поверхности диагностических (т.е. низкой интенсивности – единицы Вт/см<sup>2</sup>) преобразователей может быть выполнено с использованием линейного метода акустической голографии [1]. Этот метод имеет хорошо развитый математический аппарат, основанный на методах Фурье-акустики и применении интеграла Рэлея. Линейная акустическая голография оперирует основной гармоникой сигнала, и применима только к задачам диагностического ультразвука. Однако, в задачах ультразвуковой терапии используются источники, работающие при высокой интенсивности, и характер распространения излучаемых ими волн является нелинейным. Распределение акустического поля вдоль поверхности источника и, следовательно, всего излучаемого поля в режиме высокой мощности не могут быть найдены простым масштабированием результатов линейной голографии, полученных в режиме низкой мощности вследствие свойств материала и эффективной генерации гармоник в среде. В настоящей работе предлагается новый метод акустической голографии с нелинейным обратным распространением, называемый нелинейной акустической голографией.

Рассмотрим постановку задачи нелинейной акустической голографии для мощных ультразвуковых источников. Имеется ультразвуковой преобразователь со следующими известными параметрами: форма, размер, положение, резонансная частота, мощность и с неизвестным распределением акустического поля вдоль поверхности. С помощью измерения профиля волны акустического давления вдоль удаленной поверхности в большом количестве точек определяются значения амплитуды и фазы всех гармоник, присутствующих в спектре сигнала (для каждой точки измерения). Критерии выбора параметров поверхности измерений (размер, форма, положение относительно излучателя и др.) аналогичны критериям для случая линейной голографии [2], за исключением ограничения пространственного шага  $\Delta x$ , который определяется длиной волны высшей регистрируемой гармоники и выбирается  $\Delta x < \lambda/2$ . Далее задача сводится к тому, чтобы на основе измеренных комплексных амплитуд регистрируемых гармоник рассчитать неизвестное распределение акустического поля вдоль поверхности



излучателя. Решение обратной нелинейной задачи излучения предлагается проводить численным образом с использованием трехмерного уравнения Вестервельта

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} - \frac{b}{c_0^2 \rho_0} \frac{\partial^3 p}{\partial x^2 \partial t} \quad (1)$$

Здесь  $p$  – акустическое давление,  $t$  – время,  $\Delta p = \partial^2 p / \partial z^2 + \partial^2 p / \partial y^2 + \partial^2 p / \partial x^2$  – оператор Лапласа,  $x$ ,  $y$  и  $z$  – пространственные координаты,  $\varepsilon$  – показатель нелинейности,  $b = \xi + 4/3\eta$  – диссипативный коэффициент,  $\rho_0$  – плотность среды,  $c_0$  – скорость звука. Хорошо видно, что в отсутствие поглощения нелинейное уравнение (1) является инвариантным относительно процедуры обращения времени  $t \rightarrow -t$ , т.е. одинаковым образом описывает процессы как прямого, так и обратного распространения волны. С учетом поглощения уравнение уже не обладает инвариантностью относительно обращения времени. Это обстоятельство можно учесть в знаке диссипативного коэффициента, формально заменяя  $b \rightarrow -b$  при обращении времени  $t \rightarrow -t$ .

Таким образом, измеренные комплексные амплитуды гармоник являются граничными условиями для обратной задачи. Численное решение нелинейного уравнения (1) строится последовательно, переходя от плоскости  $(x, y, z = z_1)$  к плоскости  $(x, y, z = z_1 + \Delta z)$  с шагом  $\Delta z$ , следуя методу расщепления по физическим факторам. На каждом шаге уравнение разбивается на уравнение для дифракции:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta p \quad (2)$$

нелинейности:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p^2}{\partial \tau} \quad (3)$$

и поглощения:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \quad (4)$$

Перед проведением экспериментальных исследований осуществлялась численная проверка всей процедуры нелинейной голографии при различных режимах генерации и распространения акустического поля. Для этого использовались модельные распределения акустического поля на поверхности «виртуальных» излучателей с различным спектральным составом. На основе этих данных проводился численный расчет нелинейного распространения вперед до некоторой

заданной поверхности. Результаты расчета на контрольной поверхности после обращения фазы использовались в качестве граничных условий для обратной задачи. После этого проводилось численное решение обратной задачи (2) – (4) вплоть до исходной поверхности виртуального источника. Сравнение полученных результатов с исходными позволило выбрать оптимальные параметры расчета и оценить их влияние на точность восстановления исходного распределения.

Экспериментальное исследование проводится с использованием реальных терапевтических излучателей. Ультразвуковое поле измеряется в импульсно-периодическом режиме. Для этого на излучатель подаются длинные (до 100 периодов) тональные импульсы (частота заполнения соответствует резонансной частоте излучателя 1-5 МГц) с прямоугольной огибающей с периодом повторения 50 - 300 Гц. Мощность излучения подбирается таким образом, чтобы уже на расстоянии в несколько см от поверхности источника образовалось заметное искажение профиля сигнала вследствие нелинейного характера распространения. Для измерений амплитуды и фазы акустического поля каждой регистрируемой гармоники применяется широкополосный гидрофон с размером чувствительного участка 40 - 200 мкм. Перемещение гидрофона для сканирования вдоль заданной поверхности осуществляется микропозиционной установкой с тремя пространственными и одной поворотной степенями свободы (Velmex UniSlide VP9000, США). Перемещение гидрофона осуществляется автоматически с помощью управляемых компьютером шаговых двигателей системы микропозиционирования. Электрический сигнал гидрофона поступает на вход осциллографа, где в заданном окне стабильная по амплитуде часть сигнала усредняется для уменьшения шумов. Далее сигнал с осциллографа передается в компьютер, где из него выделяются сигналы всех кратных гармоник и для каждой из них определяются значения амплитуды и фазы в текущей точке пространства.

Результаты измерений и расчета поля акустического давления на поверхности фокусированного сферического пьезокерамического преобразователя диаметром 100 мм, фокусным расстоянием 100 мм, работающего на частоте 1 МГц, представлены на рис. 1. Измерение поля первых 10 гармоник (показаны только первые 3, левая колонка) проводилось на плоскости XY, удаленной от поверхности излучателя на 110 мм, т.е. за фокусом, где уже заметны нелинейные эффекты. Средняя колонка на рис. 1 соответствует распределению амплитуд акустического давления в плоскости YZ. В правой колонке содержатся распределения амплитуд акустического давления для 1, 2 и 3 й гармоники (сверху вниз). Видно, что высшие гармоники, присутствующие в спектре сигнала на расстоянии 110 мм при расчете обратного распространения в нелинейной среде уменьшаются и на поверхности излучателя практически отсутствуют, что хорошо согласуется со спектральным составом

электрического сигнала в цепи акустического преобразователя, который контролировался в процессе измерений.

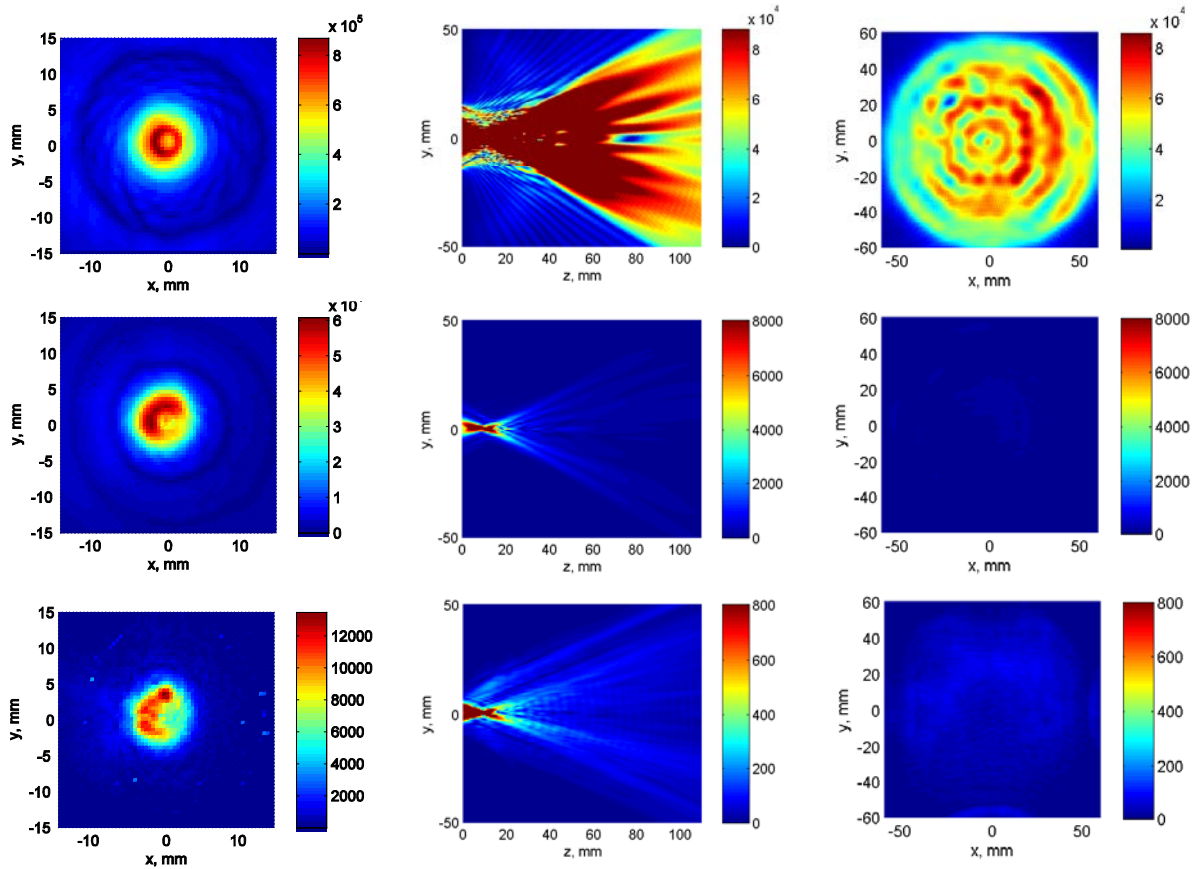


Рис. 1. Слева: распределения амплитуд акустического давления для первой, второй и третьей гармоники (сверху вниз), измеренные в плоскости XY на расстоянии 110 мм от излучателя; в центре: рассчитанные распределения амплитуд давления в плоскости YZ для 3-х гармоник; справа: рассчитанные распределения амплитуд акустического давления на поверхности излучателя для 3-х гармоник.

В результате работы предложен метод нелинейной акустической голографии, позволяющий определить реальную структуру акустического поля на поверхности мощного ультразвукового преобразователя, работающего в нелинейном режиме. Метод является очень перспективным для характеристики реальных терапевтических преобразователей.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-31925, 13-02-00183 и 11-02-01189.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Сапожников, Ю.А. Пищальников, А.В. Морозов // Акуст. журн., 2003, Т. 49, № 3, с. 416-424
2. S. Tsysar, O. Sapozhnikov, C. Lafon, T. Charrel, M. Canney // Book of Abstracts of the ICU 2011, Gdansk, Poland, 2011, pp. 337-338

## ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ СИГНАЛОВ МОДУЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.К. Чернышов, Е.А. Воронцова

Самарский Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки  
Физического Института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук (СФ ФИАН)  
chak@fian.smr.ru; cat.chernyshova@fian.smr.ru

Форма контура молекулярной линии содержит важную спектроскопическую информацию. В частности, по характеру уширения молекулярной линии можно спрогнозировать вид спектра при заданных окружающих условиях или, наоборот, по форме контура определить температуру и давление исследуемой газовой смеси [1]. В спектроскопии для определения параметров молекулярной линии традиционно используется метод подгонки измеренного профиля модельными контурами Доплера, Лоренца [2]. Данный метод работает тем эффективнее и точнее, чем более простую форму имеет профиль изучаемой линии. Поэтому для подобных измерений используют прямую абсорбционную спектроскопию, которая (в принципе) не меняет формы спектральных линий. Однако этот вид спектроскопии обладает относительно низкой чувствительностью, что ограничивает область исследований высокоинтенсивными молекулярными линиями.

При изучении линий с малой интенсивностью часто используется более чувствительная модуляционная спектроскопия [3]. В этом случае регистрируемый сигнал имеет усложненную форму близкую к  $n$ -ой производной (обычно 2-го порядка) от исходного спектрального контура молекулярной линии и, как отмечалось, применение метода подгонки к подобному сигналу затруднительно. С другой стороны, в [4] предложен метод идентификации контуров Доплера и Лоренца, основанный на непрерывном вейвлет-преобразовании (НВП) в котором отсутствует процедура подгонки. Следовательно, сложность профиля исследуемого сигнала теперь не играет большой роли и метод [4] представляется перспективным для модуляционной спектроскопии. Цель данной работы заключалась в расширении НВП-метода идентификации спектральных линий на случай, когда зарегистрированный сигнал пропорционален 2-ой производной от исходного контура.

### **Идентификация доплеровской линии**

Рассмотрим нормированную молекулярную линию с доплеровским профилем и полушириной на полувисоте  $\sigma_D = 10$

$$f_D(x, \sigma_D) = \exp\left(-\frac{\ln 2}{\sigma_D^2} x^2\right). \quad (1)$$

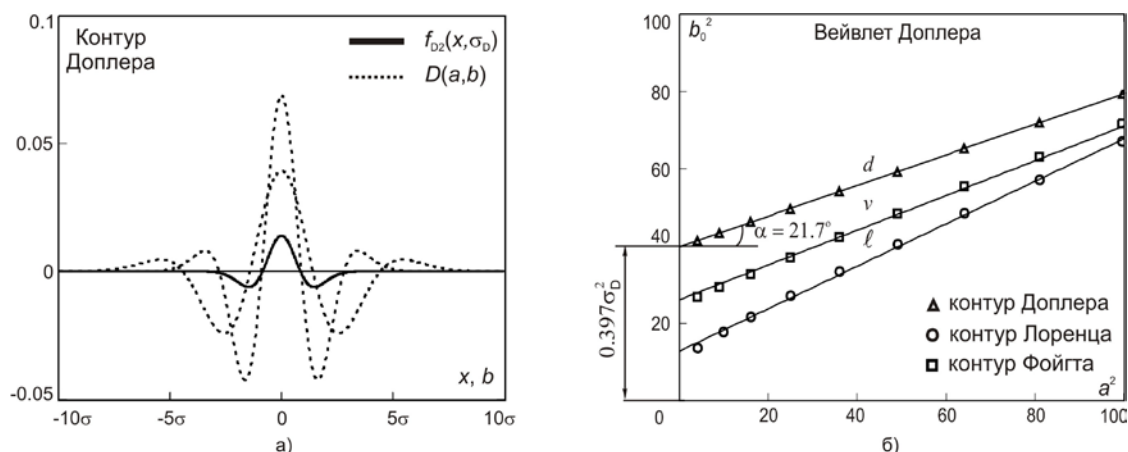


Рис. 1. Идентификация контура Доплера: а) 2f-сигнал  $f_{D2}(x, \sigma_D)$  и его вейвлет-проекции  $D(a, b)$  для масштабов  $a$  10 и 20; б) зависимость координат  $b_0$  «нулевых» точек от величины масштаба вейвлета  $a$  для контуров Доплера, Лоренца и Фойгта.

Прямые линии  $d, l, v$  построены с помощью МНК по координатам численно рассчитанных точек.

Сигнал модуляционного спектрометра  $f_{D2}(x, \sigma_D)$ , представляет собой 2-ю производную (или 2f-сигнал) от исходного контура молекулярной линии (1). Используя вейвлет Доплера, также построенный на основе 2-ой производной от контура (1) с учетом частотного сдвига  $b$  и масштаба  $a$ , выполним непрерывное вейвлет-преобразование 2f-сигнала [4-6]

$$D(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f_{D2}(x, \sigma_D) \psi_D(x - b, a) dx. \quad (2)$$

Затем найдем решение уравнения

$$D(a, b_0) = 0 \quad (3)$$

т.е. определим характеристическое выражение для координат  $b_0$  «нулевых» точек, в которых вейвлет-проекции с соответствующими масштабами  $a$  пересекают ось абсцисс. Для сигнала  $f_{D2}(x, \sigma_D)$  решение (3) получено в виде характеристической прямой линии в координатных осях  $(a^2, b_0^2)$  с наклоном  $\alpha = 21,7^\circ$ .

$$b_0^2 = \frac{3 - \sqrt{6}}{2 \ln 2} (a^2 + \sigma_D^2) \approx 0,397 (a^2 + \sigma_D^2) \quad (4)$$

При идентификации спектральной линии, для набора масштабов  $\{a_k\}$  необходимо численно определить координаты «нулей»  $\{b_{0k}\}$  у соответствующих вейвлет-проекций зарегистрированного 2f-сигнала. Затем определить параметры прямой аппроксимирующей точки с координатами  $(a_k^2, b_{0k}^2)$ . Если наклон аппроксимирующей прямой (в пределах погрешности) будет равен  $21,7^\circ$ , то исследуемая линия имеет доплеровский профиль.

Для проверки аналитических расчетов, в частности выражения (4), было проведено компьютерное тестирование описанной процедуры идентификации. В качестве эталонных 2f-сигналов использовались 2-е производные от контуров Доплера, Лоренца и Фойгта. Результаты тестирования представлены на рис. 1б. Видно, что только точки для доплеровского 2f-сигнала аппроксимируются прямой  $d$  с углом наклона  $21,7^\circ$ , как предписывает соотношение (4). Углы наклона других аппроксимирующих прямых оказались равными  $24,7^\circ$  и  $28,8^\circ$  для Фойгтовского ( $\nu$ ) и Лоренцевского ( $\ell$ ) контуров, соответственно. Кроме того, по отрезку, отсекаемому прямой  $d$  на оси ординат, определено значение параметра  $\sigma_D = 10$ , что точно соответствует полуширине исходного доплеровского контура (1).

### **Идентификация лоренцевской линии**

Зададим нормированную лоренцевскую линию с полушириной на полувысоте  $\sigma_L = 12$  в виде

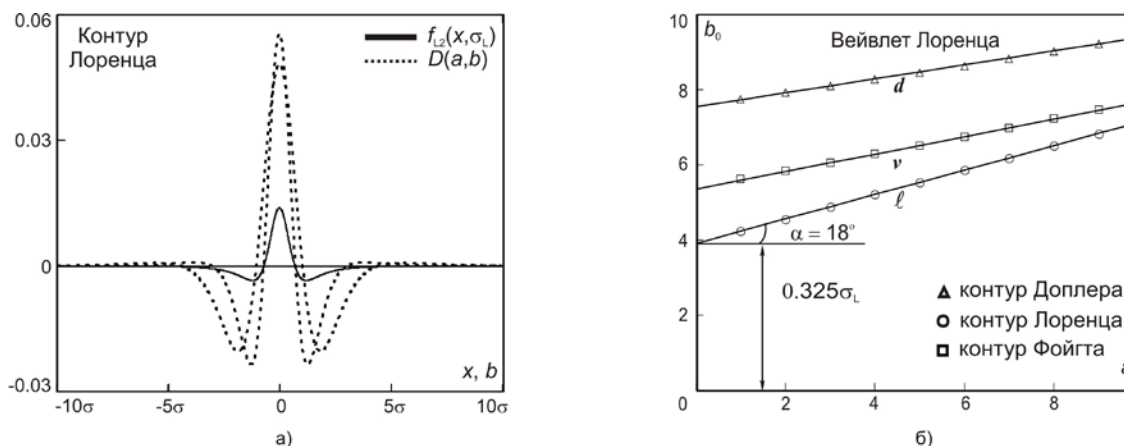
$$f_L(x, \sigma_L) = \frac{\sigma_L^2}{x^2 + \sigma_L^2}. \quad (5)$$

1. Как и в предыдущем случае определим вейвлет-прекцию 2-ой производной сигнала (5) с помощью вейвлета Лоренца, построенного на основе 2-ой производной от одноименного контура с учетом частотного сдвига  $b$  и масштаба  $a$  [4, 6]. Решение выражения (3) теперь приводит к уравнению характеристической прямой линии в координатных осях ( $a, b_0$ ) с углом наклона  $\alpha = 18^\circ$  и имеющего вид

$$b_0 = \sqrt{1 - \frac{2\sqrt{5}}{5}} \cdot (a + \sigma_L) = 0,325 \cdot (a + \sigma_L). \quad (6)$$

Отрезок длиной  $0,325\sigma_L$ , отсекаемый прямой (6) на оси ординат позволяет оценить полуширину исходного контура Лоренца.

Результаты численной проверки аналитически полученного выражения (6) приведены на рис. 2б, для тех же эталонных 2f-сигналов. Видно, что только точки соответствующие лоренцевскому 2f-сигналу аппроксимируются прямой  $\ell$  с углом наклона  $18^\circ$ , как определено уравнением (6). Аппроксимирующие прямые для Доплеровского ( $d$ ) и Фойгтовского ( $\nu$ ) контуров имеют углы наклона, соответственно,  $10,5^\circ$  и  $13,2^\circ$ . По отрезку, отсекаемому прямой  $\ell$  на оси ординат, определен параметр  $\sigma_L = 12$ , что совпадает с полушириной исходного лоренцевского контура (5).



2.

3. Рис. 2. Идентификация контура Лоренца: а) 2f-сигнал  $f_{L2}(x, \sigma_L)$  и его вейвлет-проекция  $D(a,b)$  для масштабов  $a$  равных 10 и 20; б) зависимость координаты  $b_0$  «нулевой» точки от масштаба вейвлета  $a$  для контуров Доплера, Лоренца и Фойгта.

Прямые линии  $d, l, v$  построены с помощью МНК по координатам численно рассчитанных точек.

4.

5. В работе исследована принципиальная возможность обработки 2f- сигналов модуляционной спектроскопии с помощью НВП-методики [4]. Для этого аналитически получены выражения характеристических прямых, позволяющие по координатам «нулевых» точек вейвлет-проекций 2f-сигналов идентифицировать тип спектральной линии и оценить ширины исходных контуров Доплера и Лоренца. С помощью численной обработки модельных эталонных 2f-сигналов проведена проверка полученных аналитических выражений и продемонстрирована работоспособность предлагаемой измерительной процедуры.

В заключение авторы благодарят д.ф.-м.н. Абрамочкина Е. Г. за помощь в проведении расчетов. Работа выполнена при поддержке УНК ФИАН.

## ЛИТЕРАТУРА

- М.А. Большов. Ю.А. Курицын и др. // Оптика и спектроскопия. 2011. т. 110, № 6. С. 900.  
 П.О. Капралов. В.Г. Артемов и др. // ПТЭ. 2008. т.51, №6. С.123.  
 D.C. Novde. J.T. Hodges et al. // Appl. Opt. 2001. V.40, №6. P.829.  
 А. Б. Шитов «Разработка численных методов и программ, связанных с применением вейвлет-анализа для моделирования и обработки экспериментальных данных» // кандидатская диссертация // Иваново. 2001 г. 125 стр. <http://www.shitov.ru/sci/pdf/thesis/text/thesis.pdf>  
 А.К Чернышов. Е.А. Чернышова // Известия СИЦ. 2012. т.14, №4. стр.227.  
 D.Z. Galimullin, M.E. Sibgatullin, et al. // Proc. of SPIE. 2006. V.6181, P.618118.

## ПРИМЕНЕНИЕ ИМПЕДАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ

М.А. Чоба<sup>1</sup>, В.А. Сафонов<sup>1</sup>, Ю.К. Алешин<sup>2</sup>

1. химический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова,

2. физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова  
machoba@mail.ru

Поверхностный состав металлических сплавов обычно отличается от объемного. «Движущие силы» и механизм процесса самопроизвольного избирательного концентрирования отдельных компонентов сплавов в поверхностном слое (поверхностная сегрегация) представляют очевидный интерес для теории и практики. С появлением современных методов исследования поверхности сплавов на границе с вакуумом, прежде всего, таких как РФЭС и ОЖЕ, это явление подробно исследуется во многих лабораториях мира. Существенно более сложными для экспериментальных и теоретических исследований механизма процесса поверхностной сегрегации являются границы раздела сплавов с растворами электролитов. При этом следует отметить, что именно эффекты поверхностной сегрегации на границе сплавов с электролитами определяют особенности их электрокаталитического и коррозионного поведения, а также являются ответственными за протекающие во времени процессы модификации структуры, электрических, оптических и других свойств поверхности металлов и т.д.

В представленной работе дан обзор результатов, демонстрирующих возможности кооперативного подхода к исследованию механизма и кинетики процессов поверхностной сегрегации, реализующихся на границе *in situ* обновляемой поверхности электродов из бинарных сплавов с растворами электролитов. Используются методы импедансной спектроскопии и циклической вольтамперометрии.

В качестве объектов исследования выбраны сплавы с ограниченной взаимной растворимостью компонентов в которых реализуется образование интерметаллических соединений (Ag-Sn и Au-Sn). Важно отметить, что в указанных сплавах, основной по составу компонент характеризуется существенно большей величиной удельной поверхностной энергии, чем другой, присутствующий в сплаве в виде малой добавки (Sn). В данных системах после механического среза тонкого (~10 мкм) слоя металла, контактирующего с электролитом, т.е., уравнивания по величине объемного и поверхностного составов сплава, при комнатных температурах имеют место "аномально" быстрые для твердого состояния процессы (с временами релаксации порядка десятков минут) обогащения поверхности электродов атомами поверхностно-активного компонента сплавов. Показано, что скорость процессов



сегрегации существенно зависит от электрохимических параметров исследуемых систем. Предложен механизм, позволяющий вполне удовлетворительно интерпретировать особенности кинетики протекающих в металлической фазе процессов формирования равновесной границы раздела исследованных сплавов с электролитом. Данный механизм включает в себя две стадии: первый- быстрый диффузионный выход атомов поверхностно активного компонента сплава (Sn) из объема в поверхностный слой и второй-более медленную стадию, связанную с формированием интерметаллидо- подобного соединения в поверхностном слое. Результаты проведенных исследований эффектов сегрегации на границе сплав-электролит сопоставлены с данными Оже-спектроскопии и РФЭС для границы тех же сплавов с вакуумом. Предложена и обоснована модельная интерпретация механизмов экспериментально наблюдаемых эффектов для перечисленных выше типов сплавов.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (грант № 12-03-01027а).