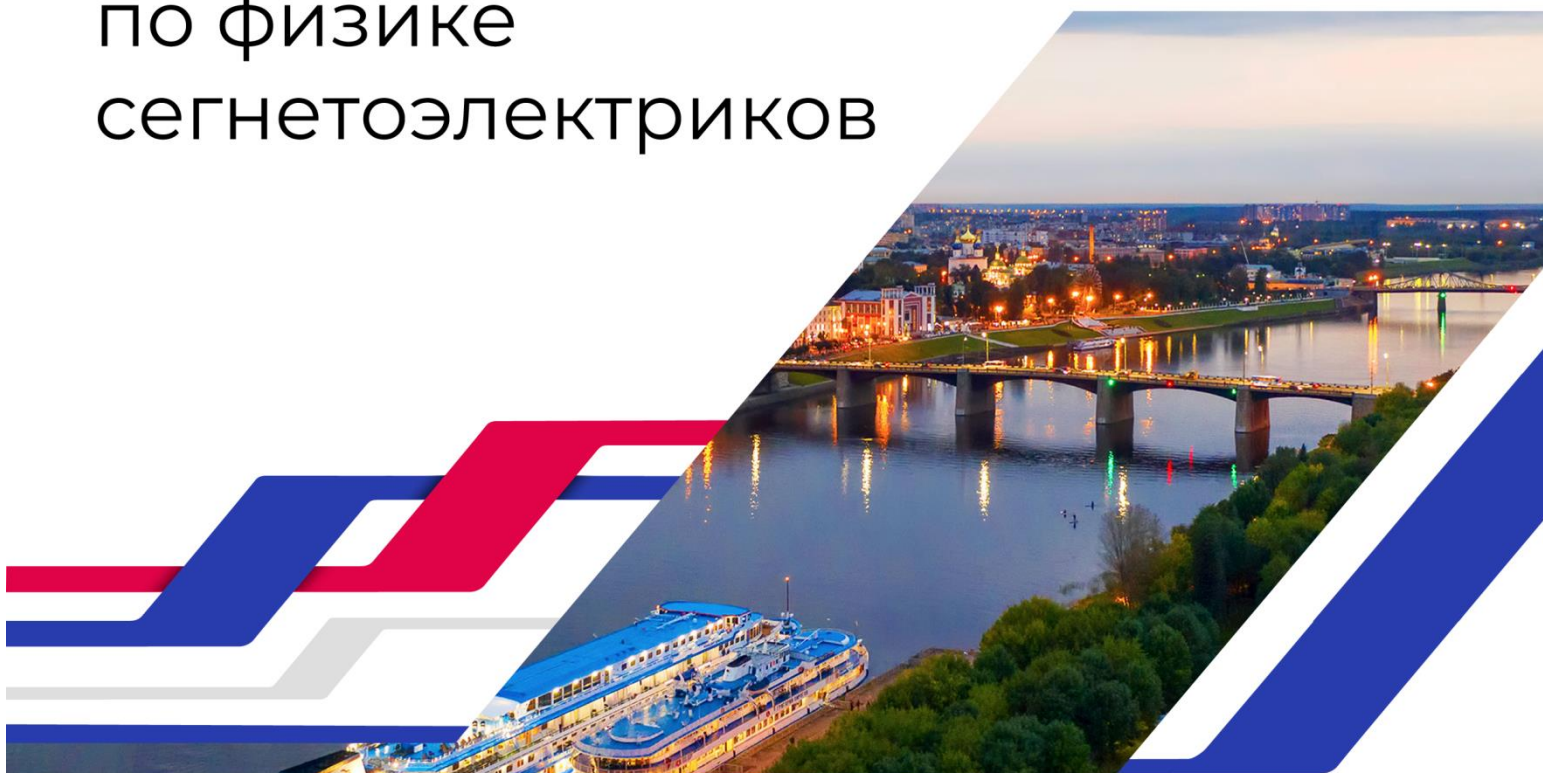


# XXIII



## Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков



# ТЕЗИСЫ

Россия, Тверь,  
03-06 октября 2023 г.

Официальные спонсоры



Тверской  
государственный  
университет



Министерство науки и высшего образования РФ

Научный совет Российской академии наук  
по физике конденсированных сред

ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»

Общероссийская общественная организация  
«Российское профессорское собрание»

## **XXIII** Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков



# ТЕЗИСЫ

Тверь, 2023

УДК 538.9  
ББК 22.37  
С 423

**XXIII Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков: тезисы.** Тверь, 3-6 октября 2023 г. Тверь, Тверской государственный университет, 2023. 283 с.

ISBN 978-5-7609-1866-6

### **Организаторы**

Министерство науки и высшего образования РФ  
Научный совет РАН по физике конденсированных сред  
ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет»  
Общероссийская общественная организация  
«Российское профессорское собрание»

### **Организационный комитет**

Председатель: Сигов А.С. (Москва)  
Заместители председателя: Вахрушев С.Б. (С.-Петербург), Чугуева И.Н. (Москва)  
Члены оргкомитета: Волк Т.Р. (Москва), Зиненко В.И. (Красноярск),  
Малиновский В.К. (Новосибирск), Мишина Е.Д. (Москва), Педько Б.Б. (Тверь),  
Раевский И.П. (Ростов-на-Дону), Сидоркин А.С. (Воронеж), Флёров И.Н. (Красноярск),  
Фридкин В.М. (Москва), Шур В.Я. (Екатеринбург), Пронин И.П. (С.-Петербург)

### **Программный комитет**

Председатель: Волк Т.Р. (Москва)  
Заместитель председателя: Солнышкин А.В. (Тверь)  
Члены программного комитета: Воротилов К.А. (Москва), Втюрин А.Н. (Красноярск),  
Дрождин С.Н. (Воронеж), Коротков Л.Н. (Воронеж), Лушников С.Г. (С.-Петербург),  
Мамин Р.Ф. (Казань), Политова Е.Д. (Москва), Резниченко Л.А. (Ростов-на-Дону),  
Шнайдштейн И.В. (Москва), Каплунов И.А. (Тверь), Пастушенков Ю.Г. (Тверь),  
Конюхов Ю.В. (Москва)

### **Локальный оргкомитет**

Председатель: Педько Б.Б.  
Секретари: Семенова Е.М., Барабанова Е.В.  
Члены локального оргкомитета: Карпенков А.Ю., Дунаева Г.Г., Кислова И.Л.,  
Большакова Н.Н., Чернова Е.М.

### **Спонсоры**

ФГБОУ ВО «Тверской государственный университет», <https://tversu.ru/>  
Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, <https://www.ntmdt-si.com>  
ООО «НОВА СПБ» (Группа компаний ООО «НТ-МДТ»), <https://ntmdt-russia.com/>  
Taylor and Francis Group, <http://www.taylorandfrancis.com>

Поступил в редакцию 01.09.2023; одобрен редакцией 28.09.2023; принят к публикации 29.09.2023.

ISBN 978-5-7609-1866-6

© ФГБОУ ВО «Тверской  
государственный  
университет», 2023

# Оглавление

## ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

1. ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕРРОИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ..... 24  
*Е.Д. Мишина, К.А. Брехов, А.С. Сигов*
2. ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА БЕССВИНЦОВЫХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА НИОБАТА КАЛИЯ-НАТРИЯ АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА НИОБАТА НАТРИЯ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА-РЕЛАКСОРА ТИТАНАТА НАТРИЯ-ВИСМУТА ..... 25  
*Е.Д. Политова, Г.М. Калева, А.В. Мосунов, С.Ю. Стефанович, С.А. Иванов, Н.В. Садовская, Т.С. Ильина, Д.А. Киселев, В.Я. Шур, А.Д. Ушаков, М.З. Файзуллин*
3. ХИМИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ - ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ВАРЬИРОВАНИЯ БАРО/ПЬЕЗОКАЛОРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФЕРРОИКОВ..... 26  
*И.Н. Флёргов, М.В. Горев, Е.В. Богданов, В.С. Бондарев*
4. ЗАРЯЖЕННЫЕ ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ В ОДНОСНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ ..... 27  
*В.Я. Шур*

## ДОКЛАДЫ СПОНСОРОВ

1. СКАНИРУЮЩАЯ ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР ..... 29  
*В.А. Быков, Ан.В. Быков, А.А. Быков, Ю.А. Бобров, В.В. Котов, С.И. Леесмент, В.В. Поляков, С.В. Тимофеев*
2. СОВРЕМЕННЫЕ НАУЧНЫЕ ИНСТРУМЕНТЫ ДЛЯ НАНОМАСШТАБНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ..... 30  
*Д.А. Козодаев, С.И. Нестеров, М.А. Трусов*

## СЕКЦИЯ «ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ»

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ФЕРРИТА ВИСМУТА ..... 32  
*Д. О. Аликин, А.С. Абрамов, В.А. Сафина, А. В. Павленко, А.Л. Холкин, В.Я. Шур, Д.О. Аликин*
2. ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ СТенок ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭКРАНИРОВАНИЯ ... 33  
*А.Р. Ахматханов, А.П. Турыгин, В.А. Шихова, М.С. Кособоков, Е.В. Шишкина, Е.В. Пелегова, О.Н. Сергеева, П.В. Юдин, В.Я. Шур*
3. ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА ДОМЕНОВ В ОБЪЕМЕ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ..... 34  
*В.А. Шихова, А.С. Слаутина, А.Р. Ахматханов, М.С. Небогатиков, Е.А. Пашина, Д.С. Чезганов, А.П. Турыгин, Л.И. Ивлева, В.Я. Шур*
4. ПЛАЗМЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПВДФ ПЛЕНОК..... 35  
*Б.А. Басов, К.Т. Макарова, К.М. Мусеев, А.С. Осипков*
5. ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТНОЙ ЗОНЫ НА ФОРМУ РАВНОВЕСНОГО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДОМЕНА..... 36  
*А.Ю. Белов*
6. ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НИОБИЙСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛАХ ТИТАНАТА БАРИЯ..... 37  
*Н.Н. Большакова, Б.Б. Педько, М.В. Богословский*
7. НАНОДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ, ЗАПИСАННЫЕ ПОЛЕМ ЗОНДА AFM В ПЛЕНКАХ LNOI НЕПОЛЯРНОЙ ОРИЕНТАЦИИ..... 38  
*Я. В. Боднарчук, Т. Р. Волк, Р. В. Гайнутдинов*

8. Эволюция доменной структуры при переключении поляризации в сегнетоэлектрической керамике BaTiO <sub>3</sub> .....	39
<i>Л.В. Гимадеева, А.Д. Ушаков, А.А. Никулин, Д.О. Аликин, В.Я. Шур</i>	
9. Эволюция доменной структуры в объеме танталата лития с заряженной доменной стенкой .....	40
<i>Е.Д. Грешняков, М.А. Чувакова, А.Д. Ушаков, А.Р. Ахматханов, М.С. Кособоков, В.И. Пряхина, М.С. Небогатиков, В.Я. Шур</i>	
10. Доменная структура ферроиков после воздействия пикосекундных терагерцовых импульсов .....	41
<i>Е.И. Жемеров, К.А. Брехов, Е.Д. Мишина</i>	
11. Гистерезисные свойства монокристаллических твердых растворов PIN-PMN-PT .....	42
<i>Н.Н. Большакова, Н.Ю. Дружинина, А.И. Иванова, Д.А. Иванов</i>	
12. Влияние магнитного поля на доменную структуру триглицинсульфата с примесью хрома.....	43
<i>Е. С. Иванова, Е. А. Петржик, Р. В. Гайнутдинов, А. К. Лашкова, Т. Р. Волк</i>	
13. Рост субмикронных доменных структур в электрическом поле при повышенных температурах в ниобате лития с поверхностным диэлектрическим слоем.....	44
<i>И.А. Кипенко, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, В.Я. Шур</i>	
14. Кинетика переключения поляризации в сегнетоэлектрических материалах в наноразмерной области .....	45
<i>Д.А. Киселев</i>	
15. Образование самоорганизованной микро- и нано-доменной структуры в кристаллах ниобата и танталата лития в сильно неравновесных условиях .....	46
<i>М.С. Кособоков, А.В. Макаев, Д.К. Кузнецов, В.Я. Шур</i>	
16. Морфологические особенности и устойчивость субмикронных доменов, записанных электронным лучом под металлической пленкой в кристалле ниобата лития .....	47
<i>Л.С. Коханчик, Е.В. Емелин, В.В. Сироткин</i>	
17. Сегнетоэлектрические домены, возникающие после электронно-лучевых облучений кристалла Sr <sub>0,61</sub> Ba <sub>0,39</sub> Nb <sub>2</sub> O <sub>6</sub> .....	48
<i>Л.С. Коханчик, Я.В. Боднарчук, В.В. Сироткин, А.А. Свицков</i>	
18. Метод формирования регулярных доменных структур с использованием жидких электродов и ультрафиолетовых лазерных импульсов.....	49
<i>В.В. Крутов, А.С. Сизов</i>	
19. Создание доменных структур в кристаллах ниобата лития при помощи ультракоротких лазерных импульсов .....	50
<i>Б.И. Лисьих, М.С. Кособоков, А.В. Ефимов, Д.К. Кузнецов, В.Я. Шур</i>	
20. Процессы переключения и проводимость керамики ниобата натрия .....	51
<i>М. Али, Н.Е. Мальшева, О.В. Мальшикина</i>	
21. Исследование взаимодействия с доменной стенкой доменов, созданных облучением ниобата лития ионным пучком .....	52
<i>Е.А. Пашина, А.С. Слаутина, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, Д.С. Чезганов, В.Я. Шур</i>	
22. Особенности релаксации гармоник тока переполяризации кристалла Rb <sub>2</sub> ZnCl <sub>4</sub> в сегнетоэлектрической фазе после электрического отжига .....	53
<i>В.В. Горбатенко, Б.Н. Прасолов, Н.В. Даценко</i>	
23. Пьезоэлектрический гистерезис и релаксационные процессы в сегнетокерамике в слабых электрических полях .....	54
<i>И.А. Швецов, Н.А. Швецова, Е.И. Петрова, А.Н. Резниченко, Д.И. Макарьев, А.Н. Рыбьянец</i>	
24. Процессы переключения и сегнетоэлектрический гистерезис в плотной и пористой пьезокерамике системы ЦТС .....	55
<i>Н.А. Швецова, И.А. Швецов, Е.И. Петрова, П.А. Абрамов, М.Г. Константинова, А.Н. Рыбьянец</i>	

25. ФОРМИРОВАНИЕ РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ, МОДИФИЦИРОВАННОМ МЕТОДОМ ПРОТОННОГО ОБМЕНА.....	56
<i>Е.Д. Савельев, А.Р. Ахматханов, А.С. Слаутина, Л.В. Гимадеева, Н. Tronche, F. Doutré, T. Lunghi, P. Baldi, В.Я. Шур</i>	
26. БЕЗДИВЕРГЕНТНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ТЕКСТУРЫ В ОДНООСНЫХ СЕГНТЕОЭЛЕКТРИКАХ.....	57
<i>Ю.А. Тихонов, А.Г. Разумная, И.А. Лукьянчук</i>	
27. ФОРМИРОВАНИЕ САМООРГАНИЗУЮЩИХСЯ МАССИВОВ ДОМЕНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА ПРИ СКАНИРОВАНИИ ЗОНДОМ СЗМ.....	58
<i>А.П. Турыгин, М.С. Кособоков, А.Р. Ахматханов, О.Н. Сергеева, В.Я. Шур</i>	
28. ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА НЕПОЛЯРНОМ СРЕЗЕ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА.....	59
<i>А.П. Турыгин, В.А. Шихова, М.С. Кособоков, А.Р. Ахматханов, О.Н. Сергеева, В.Я. Шур</i>	
29. ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ С СУБМИКРОННОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ.....	60
<i>М.А. Чувакова, А.Р. Ахматханов, А.С. Слаутина, А.П. Турыгин, В.Я. Шур, Е.А. Пашина</i>	
30. ДОМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АЛАНИНСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛАХ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА.....	61
<i>Н.Н. Большакова, А.И. Иванова, В.С. Румянцев, С.С. Шипилов</i>	
31. КИНЕТИКА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОРТОВАНАДАТА КАЛЬЦИЯ ПРИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕРИЕЙ ИМПУЛЬСОВ ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ.....	62
<i>В.В. Южаков, Е.В. Шишкина, М.А. Чувакова, А.Р. Ахматханов, М.С. Небогатиков, Э.А. Линкер, Л.И. Ивлева, В.Я. Шур</i>	

## СЕКЦИЯ «МУЛЬТИФЕРРОИКИ И МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ»

1. СТРУКТУРА И АС-ПРОВОДИМОСТЬ Sm ДОПИРОВАННОГО ФЕРРИТА ВИСМУТА.....	64
<i>С.А. Садыков, Н.М. Алиханов, С.Н. Каллаев, М.Р. Джамалудинов</i>	
2. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И МУЛЬТИФЕРРОИДНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННОЙ КЕРАМИКИ ТИТАНАТА-ФЕРРИТА БАРИЯ.....	65
<i>А.С. Анохин, А.В. Еськов, М.А. Мишнев</i>	
3. ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИИ В ТЕРМОЭДС ДЛЯ ХАЛЬКОГЕНИДА $CuCrTiS_4$ .....	66
<i>Е.В. Аргунов, А.И. Карцев, Д.Ю. Карпенков</i>	
4. ВЛИЯНИЕ МОДИФИЦИРОВАНИЯ $Mn_2O_3$ НА СТРУКТУРНЫЕ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕРАМИКИ $(1-x)BiFeO_3-xPbTiO_3$ .....	67
<i>Н.А. Болдырев, Ю.И. Юрасов, Е.И. Ситало, Л.А. Шилкина</i>	
5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМБИНАТОРНОЙ ТЕХНИКИ РЕАКЦИОННОГО ТИГЛЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ Fe – Sn.....	68
<i>Ф.Ю. Бочканов, О. Д. Куцемако, Д.Ю. Карпенков</i>	
6. СТРУКТУРА, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ $BiFeO_3$ .....	69
<i>Е.В. Глазунова, И.А. Вербенко, Л.А. Шилкина, Л.А. Резниченко</i>	
7. ДИНАМИКА РЕШЕТКИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ОРТОФЕРРИТА $TbFeO_3$ .....	70
<i>Р.М. Дубровин, Е.М. Рогинский, Н.Н. Новикова, А.Н. Смирнов, В.А. Чернышев, В.Ю. Давыдов, Р.В. Писарев</i>	
8. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЭВОЛЮЦИИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА $SmCo_5$ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.....	71
<i>Г.Г. Дунаева, А.Ю. Карпенков, Ю.В. Конюхов</i>	
9. ИЗУЧЕНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СВЯЗИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК/СЕГНТЕОЭЛЕКТРИК.....	72
<i>К.В. Евсеев, И.И. Гумарова, Р.Ф. Мамин</i>	
10. СИНТЕЗ, ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Li-, Fe-, Zn- и Ti-СОДЕРЖАЩИХ ШПИНЕЛЕЙ.....	73
<i>А.А. Заболотный, С.П. Кубрин, Н.В. Тер-Оганесян</i>	

11. Влияние деформационно-термической обработки на магнитные свойства сплавов Гейслера .....	74
<i>А.И. Иванова, А.Д. Васильев, А.Ю.Карпенков, И.И. Мусабилов</i>	
12. О КИНЕТИКЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА В СОЕДИНЕНИИ $LaFe_{11.8}Si_{1.2}$ : ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУКТУРНОЙ, МАГНИТНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМ.....	75
<i>А.Ю. Карпенков, К.П. Скоков, Д.Ю. Карпенков</i>	
13. СПЕКТРОСКОПИЯ КРС ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ СО СТРУКТУРОЙ ХАНТИТА .....	76
<i>А.С. Крылов, С.Н. Крылова, И.А. Гудим, А.Н. Втюрин</i>	
14. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СКИРМИОНОВ.....	77
<i>Р.Ф. Мамин, Т.С. Шапошникова</i>	
15. ТЕПЛОЕМКОСТЬ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО $SmFeO_3$ .....	78
<i>Р.Г. Митаров, С.Н. Каллаев, З.М.Омаров, К.Г.Абдулвахидов</i>	
16. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $BiFeO_3 - AFe_{1/2}Nb_{1/2}O_3$ ( $A = Pb, Ba, Sr, Ca$ ) МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО.....	79
<i>А.В. Моцейко, А.В. Пушкарев, Н.М. Олехнович, Ю.В. Радюш, И.П. Раевский, Н.В. Тер-Оганесян</i>	
17. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $R(Fe,Co,Ti)_{12}N_x$ СО СТРУКТУРОЙ $TnMn_{12}$ .....	80
<i>Н.Ю. Панкратов, А.А. Макуренкова, С.А. Никитин</i>	
18. МАГНИТНАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ПОИСК МАГНИТООДНООСНЫХ ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ ФАЗ В МНОГОФАЗНЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ. ....	81
<i>Ю.Г. Пастушенков, Н.А. Косолапов, Е.М. Семенова, А.И. Синкевич</i>	
19. ТРАНСФОРМАЦИЯ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ОБЛАСТИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА "ЛЕГКАЯ ОСЬ - ЛЕГКИЙ КОНУС". ....	82
<i>Ю.Г. Пастушенков, Н.А. Косолапов, А.И. Цветков</i>	
20. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЕРЕСТРОЙКИ МАГНИТНОЙ И СТРУКТУРНОЙ ПОДСИСТЕМ В СОЕДИНЕНИЯХ $RCo_2$ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ ИЗМЕНЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ.....	83
<i>П.А. Ракунов, А.Ю. Карпенков, Д.Ю. Карпенков, Г.Г. Дунаева</i>	
21. ВЛИЯНИЕ НЕСТЕХИОМЕТРИИ НА ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ И РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТА ВИСМУТА .....	84
<i>Д.А. Кожура, Е.Н. Сидоренко, Д.И. Рудский, А.О. Галатова, Ю.В. Кабилов, А.Г. Рудская</i>	
22. МАГНИТНАЯ ВЯЗКОСТЬ КВАЗИБИНАРНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ $(Gd,Sm)Co_3Cu_2$ .....	85
<i>В.Е. Севрюков, О.Б. Дегтева, А.Ю. Карпенков, Е.М. Семенова</i>	
23. МЕХАНИЗМЫ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СПЛАВОВ ТИПА $RZrCoCuFe$ .....	86
<i>Е.М. Семенова, М.Б. Ляхова, А.Ю. Карпенков, Ю.В. Конюхов</i>	
24. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $Y_2(Fe_xCo_{1-x})_{17}$ И ИХ ГИДРИДОВ.....	87
<i>А.И. Синкевич, М.Б. Ляхова, А.Ю. Карпенков, Е.М. Семенова, Д.Ю. Карпенков</i>	
25. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ОКСИБОРАТОВ $Co_{3-x}Ni_xB_2O_6$ .....	88
<i>М.С. Павловский, А.С. Крылов, С.Н. Софронова</i>	
26. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЫ $(Er_{1-x}Y_x)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ .....	89
<i>З.С. Умхаева, А.Ю. Карпенков, И.С. Терёшина, Н.Ю. Панкратов, И.М. Алиев</i>	
27. МАГНИТОСТРИКЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР $Fe/PMN$ -PT И $Co/PMN$ -PT .....	90
<i>Т.С. Шапошникова, Р.Ф. Мамин, А.В. Леонтьев, А.А. Камашев</i>	
28. ДИНАМИКА РЕШЕТКИ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕТРАБОРАТОВ $MnB_4O_7$ И $FeB_4O_7$ В РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ.....	91
<i>А.С. Шинкоренко</i>	

## СЕКЦИЯ «РЕЛАКСОРНЫЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ»

1. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И АТОМНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{LaMg}_{2/3}\text{Nb}_{1/3}\text{O}_3$  ( $x = 0 - 0.15$ ) С РАЗЛИЧНОЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ПРЕДЫСТОРИЕЙ..... 93  
*Н.Б. Дармаева, Э.А. Бикяшев, А.В. Моцейко, Н.В. Тер-Оганесян*
2. ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ ТУЛИЯ И ГОЛЬМИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ SBN ..... 94  
*М.С. Зварич, И.Л. Кислова, О.Н. Сергеева, Л.И. Излева, П.А. Лыков, А.И.Щеглова*
3. К ВОПРОСУ О ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ  $\text{Na}_{1/2}\text{V}_{1/2}\text{TiO}_3-x\text{VATiO}_3$ ..... 95  
*Л.С.Камзина, И.П.Пронин*
4. ИНДУЦИРОВАННАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ТРАНСФОРМАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ PMN ..... 96  
*Е.Королева, А.Молоков, С.Вахрушев*
5. ЯВЛЕНИЯ СТРУКТУРНОГО ПОРЯДКА/БЕСПОРЯДКА В PMN-СОДЕРЖАЩИХ КОМПЛЕКСНЫХ ПЕРОВСКИТАХ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СОСТАВОВ ..... 97  
*А.Р.Лебединская, А.Г.Рудская*
6. РЕЛАКСАЦИОННАЯ ДИНАМИКА В СПЕКТРАХ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА РЕЛАКСОРНОГО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  ..... 98  
*С.Г. Лушников, Н.К. Дерез, А.И. Федосеев, J.-H. Ko*
7. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТР КЕРАМИКИ МАГНОНИОБАТА СВИНЦА..... 99  
*А.Ю. Молоков, Е.Ю. Королёва, С.Б. Вахрушев, N. Zhang*
8. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ ..... 100  
*Н. Н. Большакова, А. В. Бурцев, Б. Б. Педько, Е. М. Семенова*
9. КРОССОВЕР ПЕРЕХОДА ИЗ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО В РЕЛАКСОРНОЕ СОСТОЯНИЕ В ТВЁРДОМ РАСТВОРЕ  $\text{Ba}_{0,8}\text{Sr}_{0,2}\text{TiO}_3$ , ЛЕГИРОВАННОМ ВІ ..... 101  
*И.И. Попов, С.А. Гриднев*
10. ТРОЙНЫЕ И ДВОЙНЫЕ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА В РЕЛАКСОРНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ PMN-0,28PT..... 102  
*А.Д. Ушаков, Q. Hu, X. Liu, Z. Xu, X. Wei, В.Я. Шур*
11. ДИНАМИКА РЕШЕТКИ РЕЛАКСОРНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ  $\text{PbV}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  ( $V = \text{Co}, \text{Ni}$ ) ..... 103  
*А.И. Федосеев, Н.К. Дерез, Т.А. Смирнова, J.-H. Ko, С.Г. Лушников*
12. СИНТЕЗ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПСЕВДОБИНАРНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ  $(1-x)\text{PbSc}_{1/4}\text{Me}_{1/4}\text{Nb}_{1/4}\text{Ta}_{1/4}\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$  ( $\text{Me} = \text{In}, \text{Fe}$ ) ..... 104  
*И.Г. Шептун, В.Г. Смотраков, Я. Е. Наумова, Ю.А. Куприна, И.В. Лисневская, Н.В. Тер-Оганесян*

## СЕКЦИЯ «СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ, СВЕРХРЕШЕТКИ И НАНОСТРУКТУРЫ. РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ»

1. РЕЗИСТИВНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ФЕРРИТА ВИСМУТА..... 106  
*А.С. Абрамов, Б.Н. Слаутин, В.А. Сафина, А.Л. Холкин, В.Я. Шур, Д.О. Аликин*
2. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ В АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ: ЧТО ТАКИ ДОКРИТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ? ..... 107  
*Р.Г. Бурковский, А.Е. Ганжа, М.А. Князева*
3. ВЛИЯНИЕ ИЗГИБНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА УНИПОЛЯРНОЕ СОСТОЯНИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЦИРКОНАТА-ТИТАНАТА СВИНЦА..... 108  
*А.Р. Валеева, И.П. Пронин, Е.Ю. Каптелов, С.В. Сенкевич, С.А. Немов*



4.	ТОНКИЕ ПЛЕНКИ МЕЗОПОРИСТЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ И КОМПОЗИТОВ: КОНТРОЛЬ СТРУКТУРЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ .....	109
	<i>К.А. Воротилов, О.М. Жигалина, Л.А. Делимова, А.С. Сигов</i>	
5.	ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ПЛЕНКАХ PVDF, СФОРМИРОВАННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ.....	110
	<i>Н.В. Востров, А.В. Солнышкин, Г.И.Шнайдитейн, Д.А. Киселев, А.Н. Белов</i>	
6.	ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДИСПЕРСИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ «МЕРТВОГО» СЛОЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ И ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ.....	111
	<i>С.И. Гудков, А.В. Солнышкин, А.И. Иванова, Р.Н. Жуков, Д.А. Киселев, М.В. Чичков</i>	
7.	ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА В КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУРАХ PZT/TiO <sub>2</sub> .....	112
	<i>Л.А. Делимова, Е.В. Гуцина, В.С. Юферев, Д.С. Серегин, К.А. Воротилов, А.С. Сигов</i>	
8.	ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА И МЕТАЛЛА С РАСЩЕПЛЕНИЕМ РАШБЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ.....	113
	<i>А.А. Евсеев, И.И. Гумарова, О.В. Недопекин</i>	
9.	НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА ДЛЯ АНАЛИЗА КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРНЫХ МАТЕРИАЛОВ .....	114
	<i>А.С. Елиин, Е.Д. Мишина</i>	
10.	ИЗМЕРЕНИЕ ПЬЕЗОМОДУЛЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ПВДФ МЕТОДОМ ПАДАЮЩЕГО ШАРИКА .....	115
	<i>Д.П. Еманов, К.М. Моисеев, А.С. Осипков, Р.А. Пошехонов</i>	
11.	ВЛИЯНИЕ КЕРАМИЧЕСКОГО НАПОЛНИТЕЛЯ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МАТРИЦЕ КОМПОЗИТА P(VDF-TrFE) + BPZT .....	116
	<i>А.И. Завьялов, Г.И. Шнайдитейн, А.В. Солнышкин, И.М. Морсаков, С.И. Гудков, А.Н. Белов</i>	
12.	СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ СПИНОВЫЙ КЛАПАН Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ PMN-PT.....	117
	<i>А.А. Камашев, Н.Н. Гарифьянов, А.А. Валидов, Р.Ф. Мамин, И.А. Гарифуллин</i>	
13.	ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТ - ЦЕЛЛЮЛОЗА .....	118
	<i>А.С. Сидоркин, Л.Н. Коротков, Н.А. Толстых</i>	
14.	ПРОЗРАЧНЫЕ ДАТЧИКИ НА ОСНОВЕ ПВДФ ПЛЕНОК С ИТО ЭЛЕКТРОДАМИ .....	119
	<i>К.М. Макарова, А.А. Фельде, К.М. Моисеев, С.В. Сидорова</i>	
15.	ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ.....	120
	<i>Р.Ф. Мамин</i>	
16.	ПАССИВАЦИЯ ДЕФЕКТОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК/ОКСИД ГАФНИЯ .....	121
	<i>И.Г. Марголин, Е.В. Кондратюк, А.А. Чуприк</i>	
17.	НАНОСТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПЛЕНКИ SBN-60/SRO/MGO И ДВУХСЛОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ VFO/SBN-60/SRO/MGO.....	122
	<i>Я.Ю. Матяш, Д.В. Стрюков, А.В. Павленко, Н.В. Стрилец</i>	
18.	ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОКОМПОЗИТАХ CsNO <sub>3</sub> /SBA-15 .....	123
	<i>А.Ю. Милинский, С.В. Барышников, И.А. Чернечкин, Е.В. Стукова</i>	
19.	НАНОРАЗМЕРНЫЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ — ПОЛУЧЕНИЕ, СВОЙСТВА, ПРИМЕНЕНИЕ.....	124
	<i>В.М. Мухортов, Ю. И. Головко</i>	
20.	ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МДМ СТРУКТУР С ЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПЛЕНКАМИ (Ba,Sr)TiO <sub>3</sub> ОРИЕНТАЦИИ [111].....	125
	<i>В.М. Мухортов, С. В. Бирюков, С.И. Масычев, Ю.И.Головко</i>	
21.	ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК ТИТАНАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ СВЧ ДИАПАЗОНА .....	126
	<i>В.М. Мухортов, С. В. Бирюков, Ю. И. Головко, С.И. Масычев</i>	

22. ТЕПЛОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ И СТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД В НАНОЧАСТИЦАХ НИТРАТА НАТРИЯ.....	127
<i>А.А. Набережнов, О.А. Алексеева, А.В. Фокин</i>	
23. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРОВСКИТОПОДОБНЫХ СТРУКТУР.....	128
<i>А.С. Сидоркин, Л.П. Нестеренко, Y.Gagou, P.Saint-Gregoire</i>	
24. ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ, КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК СО СТРУКТУРОЙ ТВБ И ПЕРОВСКИТА.....	129
<i>А.В. Павленко, Н.В. Тер-Оганесян, Д.В. Стрюков</i>	
25. СФЕРОЛИТЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ.....	130
<i>И.П. Пронин</i>	
26. ЭВОЛЮЦИЯ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА В КРИСТАЛЛАХ И ПЛЕНКАХ НИОБАТА БАРИЯ СТОРОНЦИЯ.....	131
<i>А. М. Пугачев, А. А. Соколов</i>	
27. КВАНТОМЕХАНИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛЕ ТРИДИМИТА И СВЕРХРЕШЕТКИ Si/SiO <sub>2</sub> НА ЕГО ОСНОВЕ.....	132
<i>Е.М. Рогинский, М.Б. Смирнов, А.В. Савин, Д. В. Панькин</i>	
28. РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРО-ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТА ВИСМУТА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ КИСЛОРОДА.....	133
<i>В.А. Сафина, Б.Н. Слаутин, А.С. Абрамов, М.С. Кособоков, В.Я. Шур, А. Павленко, Д.О. Аликин</i>	
29. НЕОДНОРОДНОСТЬ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ СФЕРОЛИТОВЫХ ОСТРОВКОВ ПЕРОВСКИТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЦИРКОНАТА-ТИТАНАТА СВИНЦА.....	134
<i>С.В. Сенкевич, Д.А. Киселев, И.П. Пронин, А.Р. Валеева, В.П. Пронин</i>	
30. ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВЕРХРЕШЕТКАХ.....	135
<i>Б.М. Даринский, А.С. Сидоркин, А.С. Сигов</i>	
31. ИЗЛУЧЕНИЕ В СТРУКТУРАХ «МЕТАЛЛ-НАНОМЕТРОВЫЙ ЗАЗОР-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК» ПРИ НАГРЕВЕ.....	136
<i>А.М. Пугачев, А.А. Соколов</i>	
32. ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОННОГО КАНАЛИРОВАНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЦТС.....	137
<i>М.В. Старицын, В.П. Пронин</i>	
33. ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК Sr <sub>0,6</sub> Ba <sub>0,4</sub> Nb <sub>2</sub> O <sub>6</sub> НА ПОДЛОЖКЕ MGO(110).....	138
<i>Д.В. Стрюков, Я.Ю. Матяш, А.В. Павленко</i>	
34. ВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТА НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР LAMNO <sub>3</sub> /V <sub>4</sub> Ti <sub>3</sub> O <sub>12</sub> /Ba <sub>0,4</sub> Sr <sub>0,6</sub> TiO <sub>3</sub> /MGO И Ba <sub>0,8</sub> Sr <sub>0,2</sub> TiO <sub>3</sub> /LAMNO <sub>3</sub> /Ba <sub>0,8</sub> Sr <sub>0,2</sub> TiO <sub>3</sub> /MGO.....	139
<i>А.О. Чибирев, А.В. Леонтьев, Т.С. Шапошникова, Т.М. Салихов, Р.Ф. Мамин</i>	

## СЕКЦИЯ «СТРУКТУРА И ДИНАМИКА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ»

1. ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПОЛЕМ СТРУКТУРНЫЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛЕ RvNfO <sub>3</sub> .....	141
<i>Н.А. Архипов, А.Е. Ганжа, Р.Г. Бурковский</i>	
2. РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МЯГКОЙ ФОНОННОЙ МОДЫ УЗКОПОЛОСНЫМ ТГц ИМПУЛЬСОМ В ТИТАНАТЕ БАРИЯ-СТРОНЦИЯ.....	142
<i>К.А. Брехов, Е.Д. Мишина</i>	
3. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КЕРАМИКАХ НИОБАТОВ СЕРЕБРА И ЛИТИЙ-ТАНТАЛ- СЕРЕБРА – КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА.....	143
<i>А. Н. Втюрин, А. С. Крылов, С. Н. Крылова, Е. М. Рогинский, L. Jin, Y. Tian, X. Wei, В. В. Воног</i>	
4. СИММЕТРИЙНЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВАНИИ ИХ УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ.....	144
<i>Е. В. Головкина, А. С. Крылов, С. Н. Крылова, В. В. Воног, А. Н. Втюрин</i>	

5.	ЗАРОЖДАЮЩАЯСЯ РЕШЕТОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВО ФТОРОПЕРОВСКИТАХ .....	145
	<i>Р.М. Дубровин, К.Н. Болдырев, Р.В. Писарев</i>	
6.	ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ КРИСТАЛЛА $\text{LiNbO}_3$ ПРИ ПРИЛОЖЕНИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ.....	146
	<i>А. Иржак, Д. Иржак, К. Пундиков</i>	
7.	ТЕКСТУРА В МОДИФИЦИРОВАННОЙ КЕРАМИКЕ $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$ .....	147
	<i>О.В. Малышкина, О.С. Гусева, Ю.А. Куприна, Д.И. Рудский</i>	
8.	КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКОВ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ И КЕРАМИКАХ $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$ .....	148
	<i>А.Ю. Пятыхшев, Н.В. Сидоров, М.Н. Палатников, П.П. Свербиль, А.В. Скрабатун</i>	
9.	СТРОЕНИЕ СМЕШАННЫХ БОРАТОВ $\text{Sm}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{3-y}\text{Al}_y(\text{BO}_3)_4$ ( $x=0.05-0.07$ , $y=0-0.28$ ) В ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ 25–500 К .....	149
	<i>Е.С. Смирнова, О.А. Алексеева, В.В. Артемов, Т.А. Сорокин, Д.Н. Хмеленин, Е.В. Сидорова, К.В. Фролов, И.А. Гудим</i>	

## СЕКЦИЯ «ТЕОРИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ И РОДСТВЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ»

1.	МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В МОДЕЛИ ИЗИНГА $J_1$ - $J_2$ .....	151
	<i>В.А. Абалмасов</i>	
2.	СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПЕПТИДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ РАЗЛИЧНЫХ ДИПЕПТИДОВ И РОЛЬ МОЛЕКУЛ ВОДЫ.....	152
	<i>В.С. Быстров, Е.В. Парамонова, С.А. Ковригина, О.Р. Леденева, Е.В. Белова, П.С. Зеленовский</i>	
3.	ФОРМИРОВАНИЕ СМЕШАННЫХ ФАЗ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ РЕЛАКСОРОВ И АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ .....	153
	<i>С.Вахрушев, Ю. Бронвальд, К. Петрухно, И. Раевский</i>	
4.	СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ $\text{BaS}$ - $\text{PbS}$ СО СТРУКТУРОЙ КАМЕННОЙ СОЛИ .....	154
	<i>А.И. Лебедев</i>	
5.	МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩЕГО ПОЛЯ В ТОНКОЙ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ЭКРАНИРОВАНИЯ.....	155
	<i>Е.В. Меньшиков, О.Г. Максимова</i>	
6.	АТОМНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ ПЕРОВСКИТАХ .....	156
	<i>А.В. Моцейко, Н.В. Тер-Оганесян</i>	
7.	МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ КОНЕЧНЫХ ТЕЛ .....	157
	<i>А.С. Юрков</i>	

## СЕКЦИЯ «ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ»

1.	ВЛИЯНИЕ ОДНОВРЕМЕННОГО ГЕТЕРОВАЛЕНТНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ $\text{BaTiO}_3$ НА СТРУКТУРУ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ И ПОВЕДЕНИЕ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ .....	159
	<i>Э.А. Бикяшев, А.О. Летовальцев</i>	
2.	ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОЕ ПОСЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $\text{PbHfO}_3$ . .....	160
	<i>А. Е. Ганжа, Y. Si, C. Zuhuang, P.Г. Бурковский</i>	
3.	ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ДВОЙНЫХ ПЕРОВСКИТОВ $\text{ABX}_3$ ( $X = \text{O}, \text{F}$ ) И НАПРЯЖЕННОСТИ ИХ МЕЖАТОМНЫХ СВЯЗЕЙ.....	161
	<i>Г. А. Гегузина, И. Г. Попова, А. А. Панич</i>	
4.	ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПЕРАТУР ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ТРОЙНЫХ ПЕРОВСКИТОВ ОТ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ ИХ МЕЖАТОМНЫХ СВЯЗЕЙ.....	162
	<i>Г. А. Гегузина, И. Г. Попова, А. А. Панич</i>	

5.	ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В КРИСТАЛЛЕ СЕГНЕТОВОЙ СОЛИ .....	163
	<i>А.Е. Гупалова, И.И. Попов, С.А. Гриднев</i>	
6.	КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В БРИЛЛЮЭНОВСКИХ СПЕКТРАХ КРИСТАЛЛОВ $\text{Na}_{1/2}\text{V}_{1/2}\text{TiO}_3$ .....	164
	<i>Н. К. Дерез, А. И. Федосеев, П. П. Сырников, С. Г. Лушников, Seiji Kojima</i>	
7.	ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ $\text{Co}_2\text{O}_3$ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОКЕРАМИКИ $\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3$ .....	165
	<i>Р. В. Диков, Л. В. Жога, А.В. Сопит</i>	
8.	ВИСМУТСОДЕРЖАЩИЕ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫЕ ПЛЕНКИ КАК ИНДИКАТОРЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЗАИМОСВЯЗИ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ И ФРАКТАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ.....	166
	<i>А.Д. Зигерт, Н.Б. Кузьмин, Г.Г. Дунаева, Е.М. Семенова, Н.Ю. Сдобняков</i>	
9.	К ТЕОРИИ АНТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В $\text{CdC}_2\text{N}_2$ .....	167
	<i>В. И. Зиненко</i>	
10.	ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКАНИЯ НА СТРУКТУРУ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ НИОБАТА БАРИЯ–КАЛЬЦИЯ–СТРОНЦИЯ.....	168
	<i>О.В. Малышкина, И.Л. Кислова, П.А. Иванова, А.И. Иванова</i>	
11.	ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР .....	169
	<i>С.Н.Каллаев, А.Г.Бакмаев, З.М.Омаров</i>	
12.	ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА В СОПОЛИМЕРЕ $\text{VDF}_{70}/\text{TR}_{30}$ ВБЛИЗИ $T_C$ .....	170
	<i>К.А. Верховская, И.И. Попов Н.А.Толстых, Л.Н.Коротков, М.А. Панкова</i>	
13.	АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ .....	171
	<i>Д.В. Кузенко</i>	
14.	АКТИВАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ.....	172
	<i>Д.В. Кузенко, Н.А. Спиридонов</i>	
15.	КОРРЕКТИРОВКА ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЕДИНЕНИЙ $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}$ И ИХ ГИДРИДОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В МНОГООРУБЧАТОМ ЦИКЛЕ ОХЛАЖДЕНИЯ.....	173
	<i>Р.А. Макарьин, Д.Ю. Карпенков, А. Ю. Карпенков, А.В. Коротитский, А.С. Комлев, М.В. Железный</i>	
16.	ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}/\text{Si}(001)$ .....	174
	<i>А.В. Павленко, Т.С. Ильина, Д.А. Киселев, Д.В. Стрюков</i>	
17.	ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ В ПЕРЕМЕННЫХ ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ ( $P$ ) – ПОСТОЯННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ( $E$ ) МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{PbZrO}_3$ И $\text{PbHfO}_3$ .....	175
	<i>О.Е. Фесенко, А.Е. Панич</i>	
18.	СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ОТЖИГЕ ПРОТОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ РАЗЛИЧНЫХ ПРОИЗВОДИТЕЛЕЙ .....	176
	<i>А.В. Сосунов, И.В. Петухов, А.Р. Корнилицын, В.И. Кичигин, Р.С. Пономарев</i>	
19.	ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИНДУЦИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ «ДВОЙНЫХ» ПЕТЕЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГИСТЕРЕЗИСА КРИСТАЛЛА $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$ В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ .....	177
	<i>В.В. Горбатенко, Б.Н. Прасолов, Н.В. Даценко</i>	
20.	ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ, А ТАКЖЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МЕХАНОСИНТЕЗА НА МАГНИТНЫЕ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТРОЙНЫХ ПЕРОВСКИТАХ $\text{RbV}'_{1/2}\text{V}''_{1/2}\text{O}_3$ ( $\text{V}'$ -Fe, In, Sc, Yb; $\text{V}''$ - Nb, Ta, Sb) И ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТА ВИСМУТА .....	178
	<i>И.П. Раевский, С.П. Кубрин, А.В. Пушкарев, Н.М. Олехнович, Ю.В. Радюш, А.А. Гусев, Н.А. Шевченко, J. Zhuang, С.И. Раевская, В.В. Титов, М.А. Малицкая</i>	
21.	МОДЕЛЬ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ВАНАДИЕВЫХ БРОНЗАХ $\text{LiV}_2\text{O}_5$ .....	179
	<i>А.В. Савин, Е.М. Рогинский</i>	

22. ОСОБЕННОСТИ ГЕТЕРОФАЗНЫХ СТРУКТУР В ПЕРОВСКИТОВЫХ БЕССВИНЦОВЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ.....	180
<i>В.Ю. Тополов</i>	
23. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОКОМПОЗИТАХ НИТРАТ КАЛИЯ – УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ .....	181
<i>И.А. Чернечкин, А.Ю. Милинский, С.В. Барышников</i>	
24. О РАЗДЕЛЕНИИ ВКЛАДОВ В ТЕПЛОЕМКОСТЬ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ .....	182
<i>И.В. Шнайдитейн</i>	
25. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА В НАНОРАЗМЕРНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ .....	183
<i>В.Н. Нечаев, А.В. Шуба</i>	
26. СМЕЩЕНИЕ ТОЧКИ ЛИФШИЦА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ОБРАЗЦАХ .....	184
<i>В.Н. Нечаев, А.В. Шуба</i>	

## СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ» 185

1. НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И АКУСТИЧЕСКИЙ ОТКЛИКИ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ KNN С ДОБАВКОЙ ВАТiO <sub>3</sub> .....	186
<i>С. Р. Аль Сауди, А.В. Сопит, Л.В. Жога</i>	
2. ВЛИЯНИЕ ТИТАНАТА БАРИЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК KNN.....	187
<i>С. Р. Аль Сауди, А.В. Сопит, Л.В. Жога</i>	
3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТРАТА РУБИДИЯ И НАНОКОМПОЗИТОВ НА ЕГО ОСНОВЕ .....	188
<i>С.В. Барышников, А.Ю. Милинский, Е.В. Стукова</i>	
4. ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ САМОПОЛЯРИЗОВАННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ НА ВЕЛИЧИНУ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА .....	189
<i>Е.Л. Бурьянская, В.В. Кочервинский, Д.А. Киселев, Т.С. Ильина, Б.В. Лошкин</i>	
5. ИК СПЕКТРЫ КРИСТАЛЛОВ ТГС И ТГС+СО <sup>2+</sup> , ПОДВЕРГНУТЫХ ВОЗДЕЙСТВИЮ СЛАБОГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ .....	190
<i>О.М. Голицына, С.Н. Дрождин</i>	
6. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ И ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ (1-х)NA <sub>1/2</sub> BI <sub>1/2</sub> TiO <sub>3</sub> -хВАТiO <sub>3</sub> .....	191
<i>М.В. Горев, И.Н. Флёрв, С.В. Сапожников, К. Vormanis, E. Birks</i>	
7. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ МОЛИБДАТА ГАДОЛИНИЯ .....	192
<i>Н.Н. Большакова, А.Д. Дорогушина, Г.Г. Дунаева, Е.М. Семенова</i>	
8. АНАЛИЗ ВКЛАДА ПРОВОДИМОСТИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПОРИСТОЙ КЕРАМИКИ НИОБАТА НАТРИЯ-ЛИТИЯ .....	193
<i>Е.В. Дьякова, Н.Е. Малышева, О.В. Малышкина</i>	
9. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НИОБАТА-ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ LiNb <sub>(1-x)</sub> Ta <sub>x</sub> O ....	194
<i>Е.В. Забелина, А.А. Мололкин, Н.С. Козлова, В.М. Касимова, Р.Р. Фахртдинов, В.Е. Умылин, А.В. Сосунов</i>	
10. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ SrTiO <sub>3</sub> , KTAO <sub>3</sub> И ВАТiO <sub>3</sub> .....	195
<i>В.Г. Залесский, Е.Д. Обозова</i>	
11. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ В КЕРАМИКЕ BA <sub>1-x</sub> Sr <sub>x</sub> TiO <sub>3</sub> .....	196
<i>В.В. Иванов, О.В. Малышкина, И.Л.Кислова, А.И. Иванова</i>	
12. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ HfO <sub>2</sub> ПЛЕНОК .....	197
<i>Е.Б. Калика, Е.А. Губерна, И.Г. Марголин, А.А. Чуприк</i>	
13. ИЗМЕНЕНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЦТС ПРИ ТОНКОМ ВАРЬИРОВАНИИ СОСТАВА В ОБЛАСТИ МОРФОТРОПНОЙ ФАЗОВОЙ ГРАНИЦЫ .....	198
<i>Е.Ю. Каптелов, М.В. Старицын, В.П. Пронин, И.И. Хинич, С.В. Сенкевич</i>	

14. ЗАВИСИМОСТЬ КОМПЛЕКСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНЫХ И ПОРИСТЫХ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ СООТНОШЕНИЯ РАЗМЕРОВ.....	199
<i>М.Г. Константинова, П.А. Абрамов, Н.А. Швецова, И.А. Швецов, Е.И. Петрова, А.Н. Рыбьянец</i>	
15. ТЕМПЕРАТУРНАЯ И ПОЛЕВАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК ТИТАНАТОВ БАРИЯ-СТРОНЦИЯ .....	200
<i>А.В. Корбут , Е.А. Соснов , А.А. Малыгин</i>	
16. ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И ЭФФЕКТ СВЧ РЕЗОНАНСА В ТВЁРДЫХ РАСТВОРАХ $BA(Zr,Ti)O_3$ .....	201
<i>А.С. Королькова, Д.В. Волков, П.А. Астафьев, А.А. Павелко, И.А. Вербенко</i>	
17. ДЕФЕКТЫ РЕШЕТКИ И МАГНИТНЫЙ ОТКЛИК В СУБМИКРОННОМ ТИТАНАТЕ БАРИЯ .....	202
<i>Л.Н. Коротков, Н.А. Толстых, Т.Н. Короткова, А.В. Белушкин, Р.М. Еремина, Н.А. Емельянов</i>	
18. ВЛИЯНИЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ НА СТРУКТУРУ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТИТАНАТА БАРИЯ .....	203
<i>Л.Н. Коротков, Н.А. Толстых, Н.Н. Бородин, М.А. Каширин, Р.Г. Анисимов, С.В. Попов</i>	
19. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЧИПАХ НА НЕПОЛЯРНОМ X-СРЕЗЕ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ .....	204
<i>С.М. Кострицкий, А.В. Яценко, В.А. Федоров</i>	
20. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ И ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ.....	205
<i>С.М. Кострицкий, О.Г. Севостьянов, М.Н. Палатников, Н.В. Сидоров, Н.А. Теплякова, И.М. Чиркова</i>	
21. ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ .....	206
<i>В.В. Кочервинский, Е.Л. Бурьянская, Д.А. Киселев</i>	
22. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ .....	207
<i>К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров, А.И. Аксенов, Л.Н. Орликов, Е.Н. Савченков, Т.Д. Велиев<sup>1</sup>, К.К. Квичастый, Н.И. Буримов, В.Ф. Тарасенко</i>	
23. ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО АТОМА НА КАЛОРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ $NH_4N(Se,S)O_4$ .....	208
<i>Е.А. Михалева, В.С. Бондарев, М.В. Горев, Е.В. Богданов, И.Н. Флёров</i>	
24. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКАНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГИСТЕРЕЗИСА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ТИТАНАТА БАРИЯ.....	209
<i>И.Л. Мыльников, А.И. Дедык, А.С. Анохин, А.В. Еськов, Ю.В. Павлова, А.А. Семёнов</i>	
25. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ PZT И PMN-PT .....	210
<i>А.А. Павелко, А.А. Мартыненко</i>	
26. ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $SrTiO_3$ - $PbZrO_3$ КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ АЛЬТЕРНАТИВНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ .....	211
<i>Р.С. Пассет, Г.А.Гаврилов, Е.Г. Гуж, Н.В. Зайцева, А.А. Капралов, Е.П.Смирнова, Г.Ю.Сотникова</i>	
27. МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ И СВЯЗАННЫХ С НЕЙ СВОЙСТВ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ.....	212
<i>Р.С. Пассет, А.В. Воронин, Г.А.Гаврилов, В.Ю. Горяинов, Н.В. Зайцева, А.А.Капралов, В.Н.Климов, Г.Ю. Сотникова, Н.А. Уржумцев</i>	
28. КРИТИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ГИГАНТСКИХ ЗНАЧЕНИЙ ОБРАТНОГО ПЬЕЗООТКЛИКА В ТЕКСТУРИРОВАННОЙ КЕРАМИКЕ $0.675Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$ - $0.325PbTiO_3$ .....	213
<i>И.П. Раевский, J. Zeng, K. Zhao, W. Ruan, X. Ruan, L. Zheng, Shi Xue, G. Li, С.И. Раевская, В.В. Тутов, М.А. Малицкая, И.Н. Колосов</i>	
29. ИССЛЕДОВАНИЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ КРИСТАЛЛОВ ОРТОВАНАДАТА КАЛЬЦИЯ.....	214
<i>О.Н.Сергеева, А.В.Солнышкин, Л.И. Ивлева, Е.Э. Дунаева, И.С. Воронина</i>	
30. ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ ДОНОРНЫМИ И АКЦЕПТОРНЫМИ ПРИМЕСЯМИ НА ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМОВ $Co$ И $Ni$ В $SrTiO_3$ И $BaTiO_3$ .....	215
<i>И.А. Случинская, А.И. Лебедев</i>	

31. ОСОБЕННОСТИ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ .....	216
<i>А.В. Солнышкин , А.С. Фоломеева , О.Н. Сергеева</i>	
32. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА $RbNO_3/Al_2O_3$ .....	217
<i>Е.В. Стукова, С.В.Барышников, А.В. Павлов, А.Ю. Милинский</i>	
33. МАГНЕТИЗМ В НЕМАГНИТНЫХ $ABO_3$ ОКСИДАХ ИНДУЦИРОВАННЫЙ 2 <i>p</i> - ПРИМЕСЯМИ: С-ДОПИРОВАННЫЙ НАНО- $SrTiO_3$ .....	218
<i>В.А. Трепаков</i>	
34. КОМПЛЕКСНЫЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОРИСТОЙ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ СИСТЕМЫ ЦТС .....	219
<i>Н.А. Швецова, И.А. Швецов, Е.И. Петрова, Д.И. Макарев, А.Н. Рыбьянец</i>	
35. ЭФФЕКТ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ-ИНДУЦИРОВАННОГО ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ.....	220
<i>Н.Э. Шерстюк, В.Р. Билык, Е.Д. Мишина, А.С. Сигов, А. Кирилук</i>	

## **СЕКЦИЯ «ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ: МОНОКРИСТАЛЛЫ, КЕРАМИКА, КОМПОЗИТЫ, ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ, НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ, НАНОМАТЕРИАЛЫ И ДР.»**

1. ОПТИМИЗАЦИЯ СООТНОШЕНИЯ РАЗМЕРОВ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ МАКСИМАЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ В УСТРОЙСТВАХ СБОРА ЭНЕРГИИ .....	222
<i>П.А. Абрамов, М.Г. Константинова, Н.А. Швецова, М.А. Луговая, А.Н. Резниченко, А.Н. Рыбьянец</i>	
2. СТРУКТУРА $KH_2PO_4$ , ВНЕДРЕННОГО В НАНОПОРИСТОЕ СТЕКЛО СО СРЕДНИМ РАЗМЕРОМ ПОР 7 НМ.....	223
<i>О.А. Алексеева, А.А. Набережнов, М.О. Еникеева</i>	
3. СТРУКТУРНЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОПОРИСТЫХ БОРОСИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ИНТЕРФЕЙСОМ.....	224
<i>О. Алексеева, Ю. Горшкова, Е. Лукин, Е. Королева, А. Молоков, А.Набережнов, А. Сысоева, А. Фокин</i>	
4. ФОТО- И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК СМЕСЕВОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА: ФТАЛОЦИАНИН ЦИНКА ( $ZnPC$ )-ФУЛЛЕРЕН ( $C_{60}$ )-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК (СОПОЛИМЕР $P(VDF-TrFE)$ ) .....	225
<i>В.В. Боднарчук, А.Р. Гейвандов, В.В. Лазарев, С.П. Палто</i>	
5. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В КЕРАМИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ .....	226
<i>А.П. Буровихин, А.И. Дедык, А.А. Семёнов, П.Ю. Белявский</i>	
6. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ГИДРОКСИАПАТИТА, МОДИФИЦИРОВАННОГО РАЗЛИЧНЫМИ ЗАМЕЩЕНИЯМИ.....	227
<i>В.С. Быстров, Е.В. Пармонова, А.В. Быстрова, С.В. Филиппов, И. Лихачев, Л.А. Авакян, Д.А. Толчина, Д.Д. Исаев, С.В. Макарова, Н.В. Булина</i>	
7. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИФфуЗИИ ИОНОВ КОБАЛЬТА В КРИСТАЛЛАХ ОРТОВАНАДАТА КАЛЬЦИЯ.....	228
<i>И.С. Воронина, Е.Э. Дунаева, Л.Д. Исхакова, А.Г. Папашвили, М.Е. Дорошенко, Л.И. Ивлева</i>	
8. ЭЛЕКТРОННОЕ И АТОМНОЕ СТРОЕНИЕ ПОЛИТИТАНАТОВ КАЛИЯ ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ ИОНАМИ МЕДИ .....	229
<i>О.Ю. Грапенко, А.В. Козинкин, Н.О. Морозова</i>	
9. СКАНИРУЮЩАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ЛАЗЕРАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ДЕФЛЕКТОРОВ .....	230
<i>А.С. Гук, Л.С. Гликин, В.Е. Роголин, С.А. Филин</i>	
10. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В КЕРАМИКЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ НИОБАТА КАЛЬЦИЯ–БАРИЯ .....	231
<i>О.С. Гусева, О.В. Малышкина</i>	
11. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ 1–3-КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МОДИФИЦИРОВАННОГО $SbSI$ .....	232
<i>Л.А. Дыкина, В.Ю. Тополов, П.А. Борзов, А.Е. Панич</i>	

12. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОМПОЗИТНЫЙ ФИЛАМЕНТ ИЗ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА С ЧАСТИЦАМИ CoFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> ДЛЯ 3D-ПЕЧАТИ .....	233
<i>П. Ершов, А. Омельянчик, П. Воронцов, К. Амиров, А. Жанситов, Х. Мусов, С. Хаширова, И. Виндокуров, М. Ташкинов, В. Родионова</i>	
13. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ПРОГНОЗИРОВАНИЮ ПОВЕРХНОСТНОЙ СЕГРЕГАЦИИ В БИНАРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ .....	234
<i>Д.В. Жигунов, В.М. Самсонов, А.А. Романов, И.В. Талызин, А.В. Луцай</i>	
14. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ И КОМПОЗИТАХ С СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ .....	235
<i>С.П. Зубко, Н.Ю. Медведева, П.А. Петрова, В. Орлов</i>	
15. СТРУКТУРНЫЕ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ОРТОВАНАДАТА КАЛЬЦИЯ ПРИ ГЕТЕРОВАЛЕНТНОМ ЗАМЕЩЕНИИ КАЛЬЦИЯ ТМ(RE) ИОНАМИ .....	236
<i>Л.И.Ивлева, Г.М.Кузьмичева, М.Е.Дорошенко</i>	
16. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ПВДФ .....	237
<i>А.А. Игнатов, Ю.Л. Райхер, О.В. Столбов, В.В. Родионова</i>	
17. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПЕРОВСКИТОВ.....	238
<i>Ю.В. Кабилов, Е. Н. Сидоренко, А.Г. Рудская, Н.В. Пруцакова, Е.В. Чебанова</i>	
18. МОДЕЛИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПИНОВОГО КЛАПАНА .....	239
<i>А.А. Камашев, Н.Н. Гарифьянов, А.А. Валидов, Я.В. Фоминов, И.А. Гарифуллин</i>	
19. ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СТРУКТУРЫ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ZnO НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА.....	240
<i>А. А. Камынин, А. А. Половинкин, А. В. Костюченко</i>	
20. ОТРАЖЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В УФ ДИАПАЗОНЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПАРАТЕЛЛУРИТА ....	241
<i>И.А. Каплунов, Г.И. Кропотов, В.И. Роголин, А.А. Шахмин, С.А. Третьяков, В.С. Степанов</i>	
21. ОСОБЕННОСТИ ПРОПУСКАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗОТОПОВ ГЕРМАНИЯ.....	242
<i>И.А. Каплунов, Г.И. Кропотов, В.И. Роголин, А.А. Шахмин, А.Д. Буланов</i>	
22. ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ОТЖИГОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ГРУППЫ Gd <sub>3</sub> Al <sub>x</sub> Ga <sub>5-x</sub> O <sub>12</sub> (x=1÷3) И Gd <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> Ga <sub>3</sub> O <sub>12</sub> :Ce .....	243
<i>Н.С. Козлова, В.М. Касимова, Е.В. Забелина, А.С. Быков, О.А. Бузанов, А.В. Таргонский, А. В. Рогачев</i>	
23. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА БИСТАБИЛЬНЫХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ КАРКАСОВ .....	244
<i>С.Н. Крылова, А.С. Крылов, И. Юшина, А.Н. Втюрин</i>	
24. СКАЧКООБРАЗНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В СОЕДИНЕНИИ GdCo <sub>4</sub> Cu .....	245
<i>Ю.В. Кузнецова, О.Б. Дегтева, А.Ю. Карпенков, Е.М. Семенова, М.А. Белявский, Е.Б. Митина</i>	
25. СИНТЕЗ СТРУКТУРИРОВАННОГО ТВЕРДОГО РАСТВОРА SBN:61.....	246
<i>П.А. Лыков, Л.И. Ивлева, Л.В. Бадьянова, В.В. Воронов, К.А. Прохоров</i>	
26. ЗАКОНОМЕРНЫЕ СВЯЗИ МЕЖДУ СОСТАВОМ, СТРУКТУРОЙ И ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ КРИСТАЛЛОВ-СУПЕРПРОТОНОВ .....	247
<i>И.П. Макарова, Е.В. Селезнева, А.Л. Толстихина, Р.В. Гайнутдинов, В.А. Коморников, А.Л. Васильев, И.А. Малышкина</i>	
27. ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛИМЕРНО-МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ПЬЕЗОСВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ СИСТЕМЫ «ПОРИСТАЯ ПЬЕЗОКЕРАМИКА - ПОЛИМЕР - МЕТАЛЛ».....	248
<i>Д.И. Макарьев, А.Н. Резниченко, Н.А. Швецова, А.Н. Рыбьянец</i>	
28. ВЛИЯНИЕ СООТНОШЕНИЯ ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРОВ КОМПОНЕНТОВ И ГЕОМЕТРИИ ОБРАЗЦОВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КОМПОЗИТОВ СИСТЕМЫ «ПОРИСТАЯ ПЬЕЗОКЕРАМИКА-ПОЛИМЕР».....	249
<i>Д.И. Макарьев, А.Н. Резниченко, Н.А. Швецова, А.Н. Рыбьянец</i>	
29. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ СНИЖЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКАНИЯ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ VZN .....	250
<i>М.А. Мараховский, М.В. Таланов</i>	



30. Влияние магнитного поля на структуру и параметры поверхности монокристаллов германия ..	251
<i>К.А. Мариничева, А.И. Иванова, К.А. Гугуцидзе, И.А. Каплунов, П.А. Ракунов, С.А.Третьяков</i>	
31. Стабилизация диэлектрических свойств керамики твердых растворов на основе ниобата кальция–бария.....	252
<i>А.С. Митченко, О.С. Гусева, О.В. Малышкина</i>	
32. Микротвердость монокристаллов парателлурита .....	253
<i>А.И. Иванова, И.А. Каплунов, С.В. Молчанов, С.А.Третьяков</i>	
33. О работе пьезоэлектрических устройств из пористой пьезокерамики на частотах электрических резонансов и антирезонансов при различных электрических воздействиях .....	254
<i>А.В. Наседкин</i>	
34. Сравнительный компьютерный анализ тарелкообразных преобразователей с активными элементами из пористой пьезокерамики при различных моделях поляризации .....	255
<i>А.В. Наседкин, А.А. Наседкина</i>	
35. Технология и электрофизические параметры высокотемпературных пьезокерамических материалов на основе легированных фаз титаната свинца .....	256
<i>А.А. Нестеров, М.И. Тостунов, А.В. Казакова, Л.А. Дыкина, А.Ю. Малыхин</i>	
36. Ускорители заряженных частиц на основе пироэлектрического эффекта: современное состояние и перспективы .....	257
<i>А.Н. Олейник, М.Э. Гильц, А.А. Кленин, П.Г. Шаповалов</i>	
37. Электропроводность керамики ниобата натрия, легированной Fe и Вi.....	258
<i>Н.М. Оспельников, Е.В. Барабанова</i>	
38. Исследование деградации пьезокерамики ПКВ-460 при экстремальных нагрузках: воздействии электрических полей и нейтронного/гамма облучения.....	259
<i>П.А. Панкратьев, Е.П. Смирнова, Е.Г. Гук, В.Н. Климов, Л.А. Варшавчик, Д.В. Дохтаренко, Е.Е. Мухин</i>	
39. Влияние дефектов различной природы на физические свойства ниобатных материалов .....	260
<i>С.И. Дудкина, Л.А. Шилкина, К.П. Андрушин, И.Н. Андрушина, И.А. Вербенко, Л.А. Резниченко</i>	
40. Исследование физических свойств мультиферроидного композита PVDF/CFO с различным процентным содержанием PZT .....	261
<i>В.В. Савин, П.А. Воронцов, В.Д. Сальников, А.А. Игнатов, П.А. Ершов, В.В. Родионова</i>	
41. Влияние покрытия полиэтиленгликолем наночастиц $CoFe_2O_4$ на магнитные и структурные свойства композитов на основе поливинилиденфторида .....	262
<i>В.Д. Сальников, С.Э. Ага-Тагиева, В.Г. Колесникова, А.О. Товпинец, А.С. Омелянчик, В.В. Родионова</i>	
42. Загадки поверхностной сегрегации в бинарных металлических наночастицах: атомистическое и термодинамическое моделирование .....	263
<i>В.М. Самсонов, А.А. Романов, И.В. Талызин, В.В. Пуйтов, Д.В. Жигунов</i>	
43. Структурные и электрофизические свойства тонких пленок титаната стронция на диэлектрических подложках .....	264
<i>Е. Н. Сапего, А. В. Тумаркин, А. Богдан, А. Г. Гагарин</i>	
44. Исследование влияния экстремально высоких доз облучения на состав, структуру и электрофизические свойства пьезокерамики $BiScO_3 - PbTiO_3$ .....	265
<i>Е.П. Смирнова, А.В. Сотников, Е.Г. Гук, В.Н. Климов, П.А.Панкратьев, Н.В.Зайцева, В.Г. Залесский, Е.Е. Мухин</i>	
45. Высокоэффективный пьезокерамический материал для применения в биморфных устройствах.....	266
<i>В.Г. Смотряков, В.В. Еремкин, Е.И. Ситало</i>	
46. Влияние струи водородной плазмы на свойства пьезоэлектрической керамики .....	267
<i>Г.Ю. Сотникова, А.В. Воронин, Г.А. Гаврилов, В.Ю. Горяинов, В.Г.Залесский, В.Н.Климов, Р.С. Пассет, Е.П. Смирнова, А.В. Сотников</i>	

47. СХЕМА УСТРОЙСТВА МАГНИТНОГО ТЕПЛООВОГО НАСОСА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ, ХРАНЕНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ БИОМЕДИЦИНСКИХ МАТЕРИАЛОВ.....	268
<i>И.С. Терёшина, А.Ю. Карпенков, Н.Ю.Панкратов</i>	
48. О РОЛИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КОМПОНЕНТА В ФОРМИРОВАНИИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТОВ ТИПА 2–2.....	269
<i>В.Ю. Тополов</i>	
49. ФЛЮОРИТОПОДОБНЫЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ СОСТАВА $\text{NALa}_4\text{MO}_3\text{O}_{15}\text{F}_{1-x}\text{Cl}_x$ : СИНТЕЗ, ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА.....	270
<i>М.П. Трухачева, Е.В. Сидорова, Е.С. Смирнова, Е.И. Орлова, Е.П. Харитонова, В.И. Воронкова</i>	
50. ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК НИОБАТА БАРИЯ- СТРОНЦИЯ ДЛЯ СВЧ ПРИМЕНЕНИЙ.....	271
<i>А. Богдан, А. В. Тумаркин, А. Г. Гагарин</i>	
51. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОМПОЗИТЫ $\text{BaTiO}_3$ И $\text{SrTiO}_3$ С ЛЕГКОПЛАВКОЙ ДОБАВКОЙ $\text{V}_2\text{O}_5$ .....	272
<i>Д. И. Цыганкова, А. В. Тумаркин, Н. Г. Тюрнина, З. Г. Тюрнина, О. Ю. Синельщикова, А. Р. Карамов, А. Г. Гагарин</i>	
52. НАРУШЕНИЕ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ВСЛЕДСТВИЕ ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ.....	273
<i>Б.А. Уманский</i>	
53. ПОЛУЧЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМ $\text{Fe-Cr-Co}$ И $\text{Fe-Sr-O}$ МЕТОДОМ PIM.....	274
<i>Б.Д. Чернышев, И.В. Щетинин</i>	
54. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ СУБЛИМАЦИОННЫМ САНДВИЧ-МЕТОДОМ.....	275
<i>О.А. Шустова, А.В. Солнышкин, О.Н. Сергеева, Е.Н. Мохов, И.П. Пронин, Е.Ю. Каптелов</i>	
55. ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР НА ГИБРИДНОМ ПЕРОВСКИТЕ.....	276
<i>С.В. Яблонский, В.В. Лазарев, В.В. Боднарчук, Н.А. Белич, П.А. Ивлев, А.Б. Тарасов</i>	
<b>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ .....</b>	<b>277</b>

# Официальные спонсоры конференции



## XXIII Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков.

*Официальные спонсоры конференции*

### **Тверской государственный университет**

— один из ведущих вузов центральной России классического типа со сбалансированным набором математических, естественных, педагогических, сельскохозяйственных, социальных, гуманитарных, технических наук, искусства и культуры, развитой системой подготовки и аттестации кадров высшей квалификации, дополнительного образования и довузовской подготовки.



**Тверской  
государственный  
университет**

В составе Тверского государственного университета 12 факультетов, Институт экономики и управления, Институт педагогического образования и социальных технологий, Институт непрерывного образования, Академическая гимназия, Центр международного сотрудничества, Центр стратегического инновационного развития им. Е.А. Лурье, Научно-образовательный центр «Профкарьера», Центр развития молодежных волонтерских программ, Научная библиотека, Ботанический сад, Центр содействия трудоустройству молодежи. В университете работают несколько музеев, созданы творческие и спортивные объединения студентов и сотрудников, открыта площадка «Точка кипения» — комфортное пространство для коллективной работы, где каждый может бесплатно поучаствовать в образовательных и деловых мероприятиях.

ТвГУ успешно прошел сертификацию системы менеджмента качества образовательной деятельности, вошел в число лучших российских вузов по версии Round University Ranking. Большинство образовательных программ ТвГУ получили международную аккредитацию.

Тверской государственный университет занимает первое место по науке среди высших учебных заведений Тверского региона.

Вуз реализует 76 образовательных программ бакалавриата, 10 программ специалитета, 48 программ магистратуры и 34 программы аспирантуры. На базе университета функционируют 6 диссертационных советов, более 30 научных центров и исследовательских лабораторий.

В студенческом городке ТвГУ, в составе которого 7 корпусов общежитий, созданы безопасные и комфортные условия для проживания иногородних и иностранных студентов. Расположены общежития в разных частях города, рядом с учебными корпусами. Иностранные студенты проживают в общежитиях квартирного типа.

**Адрес:** 170100, г. Тверь, ул. Желябова, 33

**Электронная почта:** [rector@tversu.ru](mailto:rector@tversu.ru)

**Телефон приемной ректора:** +7 (4822) 34-24-52



Группа компаний **НТ-МДТ Спектрум Инструментс** — проверенный производитель атомно-силовых микроскопов и их комбинаций с методами оптической микроскопии и спектроскопии для нанотехнологии и ее приложений.

Наша команда талантливых инженеров стремится предоставить качественный сервис для всех наших клиентов в промышленности и академических кругах по всему миру. Мы дорожим нашей историей и традициями, работаем во всём мире как одна команда и делимся идеями, технологиями и талантами.

В каждом продукте нами применены лучшие аппаратные и программные решения, соответствующие высоким требованиям научного сообщества. Мы стремимся быть непревзойденным производителем микроскопов, поддерживая высокие стандарты качества.

**Выпускаемая линейка продуктов** включает различные модели СЗМ и систем на их основе, от приборов учебно-научного класса до профессиональных автоматизированных систем, в том числе позволяющих исследования с помощью микроскопии и спектроскопии в видимом, инфракрасном и ТГц диапазонах с нанометровым пространственным разрешением. Команда с более чем тридцатилетним опытом разработки, производства и развития научного приборостроения.

Компания ООО «НТ-МДТ» (ИНН 7735593896) является резидентом ИНТЦ МГУ «Воробьевы горы».

## **ИНФОРМАЦИОННАЯ ПРЕЗЕНТАЦИЯ**



**Адрес:** 124460, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3

**Электронная почта:** [info@ntmdt-si.ru](mailto:info@ntmdt-si.ru)

**Телефон:** + 7 (499) 110-2050



**ООО «НОВА СПБ»** входит в **Группу Компаний ООО «НТ-МДТ»**.

**Группа Компаний ООО «НТ-МДТ»** является производителем сканирующих зондовых микроскопов и оборудования на их основе.

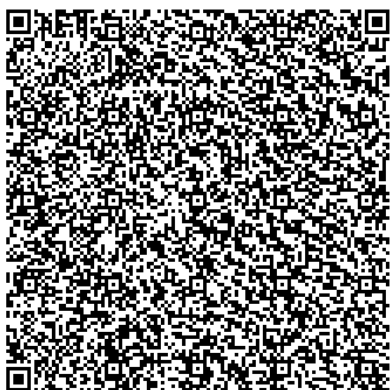
После преобразования ЗАО «НТ-МДТ», стоявшей с 1989 года у истоков разработки СЗМ, мы являемся **собственниками всего имущественного комплекса Компании**, используемого для осуществления предпринимательской деятельности, что дает нам право эксклюзивно использовать интеллектуальную собственность компании, разработки, патенты и товарные знаки (и иное) для осуществления коммерческой деятельности, в том числе для разработки оборудования и управляющего программного обеспечения.

Команда наших специалистов была первой в мире, разработавшей серийный прибор, совмещающий атомно-силовую микроскопию и спектроскопию Комбинационного Рассеяния света.

В настоящее время **разработки Группы Компаний ООО «НТ-МДТ»** используются практически во всех областях научных исследований и технологий, позволяют проводить исследования широкого круга материалов с нанометровым пространственным разрешением.

Компания ООО «НОВА СПБ» является частью Группы компаний ООО «НТ-МДТ» (ИНН 7735184244)

## **ИНФОРМАЦИОННАЯ ПРЕЗЕНТАЦИЯ**



**Адрес:** 124460, город Москва, г. Зеленоград, Панфиловский пр-кт, д. 10, помещение 44н/2

**Электронная почта:** [iinfo@ntmdt-russia.com](mailto:iinfo@ntmdt-russia.com),  
[sale@ntmdt-russia.com](mailto:sale@ntmdt-russia.com)

**Телефон:** +7 499 390 66 78

## Пленарные доклады



## **Терагерцовая спектроскопия ферроидных материалов в сильных полях**

Е.Д. Мишина, К.А. Брехов, А.С. Сигов

*МИРЭА – Российский технологический университет, 119454, г. Москва, Россия*

*e-mail: [mishina\\_elena57@mail.ru](mailto:mishina_elena57@mail.ru)*

Терагерцовая (ТГц) спектроскопия широко применяется для диагностики колебательных состояний в твердом теле, в том числе мягких мод в сегнетоэлектриках [1,2]. До последнего времени, однако, такие исследования проводились при малых полях ТГц поля. Появившиеся в последнее десятилетие мощные источники ТГц излучения позволяют исследовать поведение колебательных и других систем в твердом теле при их возбуждении короткими (1 пс) и мощными ТГц импульсами, к которых напряженность электрического поля достигает нескольких десятков МВ/см. Это позволяет когерентно возбуждать фононы, а также когерентно смещать атомы в кристаллической ячейке, в том числе полярные атомы, то есть влиять на поляризацию сегнетоэлектрика. Основными диагностическими методами таких коротких возбуждений являются методы возбуждения-зондирования, при этом зондом могут служить фемтосекундные импульсы рентгеновского излучения, фемтосекундные импульсы оптического излучения на частоте оптической второй гармоники (ВГ), а также пикосекундные ТГц импульсы меньшей мощности. При этом результаты по рентгеновской дифракции подтверждают смещение полярного атома, а результаты по генерации ВГ – модуляцию поляризации.

К настоящему времени исследовано достаточно большое количество сегнетоэлектрических материалов при возбуждении ТГц импульсами: кристаллы SrTiO<sub>3</sub> [3], BaTiO<sub>3</sub> [4], пленки BaSrTiO<sub>3</sub> [5] и др. Для всех материалов показано воздействие коротких ТГц импульсов на поляризацию. Однако открытым остается вопрос о возможности перманентного ее переключения.

В наших работах применяются две методики возбуждения-зондирования: терагерцовая спектроскопия во временном пространстве (TDS) и спектроскопия индуцированной электрическим полем ТГц импульса оптической ВГ (EFISH). Используемые нами ТГц импульсы имеют достаточно широкий спектр (0.8-2.5 ТГц) с максимумом около 1.5 ТГц. Высокая мощность ТГц импульсов позволяет интерференционными методами выделять узкополосные ТГц импульсы. В наших работах впервые проведено сравнение воздействия узкополосных и широкополосных импульсов ТГц поля на спектры поглощения и спектры EFISH, выявлены условия и результаты резонансного воздействия на мягкую моду, определены критерии проявления динамического переключения в характеристиках ВГ, обсуждаются возможности диагностики перманентного переключения коротким ТГц импульсом.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-12-00334.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Pal S., Strkalj N., Yang Ch-J. Et al, Phys. Rev. X **11**, 021023 (2021).
2. Командин Г.А., Породинков О.Е., Спектор И.Е. и др., ФТТ **60**, 1214 (2018).
3. Li X., Qui T., Zhang J., et al, Science **364**, 1079 (2019).
4. Chen F., Zhu Y., Liu S., et al, Phys. Rev. B **94**, 180104 (R) (2016).
5. Bilyk V., Ilyin N., Mishina E., et al, Scripta Materiala **214**, 114687 (2022).



**Получение, структура и свойства бессвинцовых керамик на  
основе сегнетоэлектрика ниобата калия-натрия  
антисегнетоэлектрика ниобата натрия и сегнетоэлектрика-  
релаксора титаната натрия-висмута**

Е.Д.Политова<sup>1</sup>, Г.М.Калева<sup>1</sup>, А.В.Мосунов<sup>2</sup>, С.Ю.Стефанович<sup>2</sup>, С.А. Иванов<sup>2</sup>,  
Н.В.Садовская<sup>3</sup>, Т.С.Ильина<sup>4</sup>, Д.А.Киселев<sup>4</sup>, В.Я. Шур<sup>5</sup>, А.Д. Ушаков<sup>5</sup>,  
М.З. Файзуллин<sup>6</sup>

<sup>1</sup>*Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991, Москва, Россия*

*e-mail: [politova@nifhi.ru](mailto:politova@nifhi.ru)*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт кристаллографии, федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия*

<sup>5</sup>*Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Россия*

<sup>6</sup>*Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия.*

Оксидные материалы со структурой перовскита на основе сегнетоэлектрика наобата калия-натрия (K,Na)NbO<sub>3</sub> (KNN), антисегнетоэлектрика ниобата натрия NaNbO<sub>3</sub> (NN) и сегнетоэлектрика-релаксора титаната натрия-висмута (Na<sub>0.5</sub>Bi<sub>0.5</sub>)TiO<sub>3</sub> (NBT) интенсивно исследуют как наиболее перспективные для замены широко используемых пьезоэлектрических, электрокалорических и других материалов, содержащих высокотоксичный оксид свинца.

При создании новых материалов исследуют составы из области морфотропной фазовой границы, модифицирование донорными и акцепторными добавками в позициях А- и В- структуры перовскита, а также - сверхстехиометрическими добавками, способствующими улучшению плотности керамик.

Получены керамические образцы твердых растворов и композитов на основе KNN, NN и NBT, изучены их параметры структуры, микроструктура, диэлектрические, сегнетоэлектрические, локальные пьезоэлектрические свойства и плотность запасаемой энергии с использованием комплекса физико-химических методов.

Установлены изменения параметров структуры и зависимость функциональных характеристик образцов от вида добавок и условий получения керамик. Выявлены составы, характеризующиеся улучшением диэлектрических и пьезоэлектрических свойств керамик, уменьшением величины коэрцитивного напряжения, установлена оптимизация свойств композитных керамик, свидетельствующая о перспективах создания новых перспективных пьезоэлектрических и электрокалорических материалов на основе модифицированных составов KNN, NN и NBT.

**Благодарности**

Работа поддержана РФФИ (Проект 21-53-12005) и субсидией Минобрнауки, выделенной на выполнение государственного задания по теме “Наноструктурированные системы нового поколения с уникальными функциональными свойствами” (регистрационный номер № 122040500071-0), проекта № FSME-2020-0031 (0718-2020-0031) и госзадания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968), поддержанного министерством науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677).

## **Химическое давление - эффективный инструмент варьирования баро/пьезокалорических свойств ферроиков**

**И.Н. Флёров<sup>1,2</sup>, М.В. Горев<sup>1,2</sup>, Е.В. Богданов<sup>1,3</sup>, В.С. Бондарев<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*  
*e-mail: [flerov@iph.krasn.ru](mailto:flerov@iph.krasn.ru)*

<sup>2</sup>*Институт инженерной физики и радиоэлектроники,  
Сибирский федеральный университет, 660074, Красноярск, Россия*

<sup>3</sup>*Институт инженерных систем и энергетики,  
Красноярский государственный аграрный университет, 660049, Красноярск, Россия*

Проблема калорических эффектов различной физической природы в твердых телах, в том числе при фазовых переходах в ферроидных материалах, является междисциплинарной, объединяющей интересы физики и химии твердого тела и физического материаловедения. Исследования такого рода явлений, представляющих собой обратимые изменения энтропии/температуры под влиянием внешнего поля, сопряженного/несопряженного с параметром порядка, в изотермических/адиабатных условиях, весьма информативны с фундаментальной и практической точек зрения, так как способствуют развитию, во-первых, представлений о взаимосвязи между химическим составом, симметрией, степенью структурного порядка/беспорядка и физическими свойствами материалов при варьировании внешних воздействий и, во-вторых, целенаправленному поиску и конструированию твердотельных хладагентов для альтернативных систем охлаждения разного масштаба.

В настоящей работе выполнен анализ баро- и пьезо-калорических эффектов в ряде сегнетоэлектриков и сегнетоэластиков, испытывающих фазовые переходы порядок-беспорядок. Химическое давление, связанное с катион-анионными замещениями в структуре, оказалось весьма действенным инструментом, позволяющим оказывать существенное влияние на параметры структурных превращений (температуру, термический гистерезис, изменение энтропии и деформации, чувствительность к гидростатическому и одноосному внешнему давлению), в значительной мере определяющих калорическую эффективность материалов. Установлено, что неорганические сегнетоэластики и сегнетоэлектрики, являются конкурентоспособными по отношению к материалам, рассматриваемым в качестве высокоэффективных рабочих тел в твердотельных рефрижераторах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00115, <https://rscf.ru/project/23-22-00115/> и гранта Российского научного фонда № 23-22-10014, Красноярского краевого фонда науки, <https://rscf.ru/project/23-22-10014/>

## **Заряженные доменные стенки в одноосных сегнетоэлектриках**

**В.Я. Шур**

*Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [vladimir.shur@urfu.ru](mailto:vladimir.shur@urfu.ru)*

Рассмотрена история открытия и основные этапы изучения заряженных доменных стенок (ЗДС) в сегнетоэлектриках. Представлены первые наблюдения ЗДС [1], теоретические предсказания формирования электронных и дырочных ЗДС с металлической проводимостью [2,3] и экспериментальное подтверждение аномального увеличения проводимости в результате создания ЗДС в кристаллах SbSI [4,5].

Представлены результаты изучения различных вариантов формирования ЗДС. (1) При фазовом переходе в монокристаллах германата свинца  $Pb_5Ge_3O_{11}$  со слоями роста [6], а также в ниобате лития  $LiNbO_3$  и танталате лития  $LiTaO_3$  с градиентом состава [7]. (2) При переключении в однородном поле в  $LiNbO_3$  [8] и при локальном переключении в тонких пленках  $LiNbO_3$  на изолирующей подложке LNOI [9]. (3) При локальном переключении на неполярном срезе  $LiNbO_3$  [10] и LNOI [9].

Современный исключительный интерес к исследованию ЗДС стимулирован публикацией [11], в которой была сформулирована возможность использования генерации и перемещения проводящих доменных стенок нанометровой толщины для новых технологий и устройств функциональной электроники. При измерениях в широком диапазоне температур на примере стехиометрического  $LiNbO_3$  показано, что проводимость ЗДС увеличивается непосредственно после образования, а затем экспоненциально уменьшается [12,13]. Впервые, на примере монокристаллов  $LiTaO_3$  с градиентом состава изучено изменение формы ЗДС под действием пироэлектрического поля при охлаждении после фазового перехода и распад ЗДС при приложении импульсов поля. Предложена модель формирования ЗДС с повышенной проводимостью в одноосных сегнетоэлектриках [14].

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 19-12-00210) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Little E.A., Phys. Rev. **98**(4), 978 (1955).
2. Гуро Г.М., Иванчик И.И., Ковтонюк Н.Ф., ФТТ **11**(7), 1956 (1969).
3. Vul B.M., Guro G.M., Ivanchik I.I., Ferroelectrics **6**, 29 (1973).
4. Адонин А.А., Греков А.А., ФТТ **16**(2), 566 (1974).
5. Grekov A.A., Adonin A.A., Protsenko N.P., Ferroelectrics **13**, 483 (1976).
6. Shur V.Ya., Romyantsev E.L., Subbotin A.L., Ferroelectrics **140**, 305 (1993).
7. Greshnyakov E.D., Lisjikh B.I., ..., Shur V.Ya., Ferroelectrics **604**, 31 (2023).
8. Shur V.Ya., Romyantsev E.L., Nikolaeva E.V., et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 3636 (2000).
9. Slautin B.N., Turygin A.P., ..., Shur V.Ya., Appl. Phys. Lett. **116**, 152904 (2020).
10. Shur V.Ya., Pelegova E.V., Turygin A.P., et al., J. Appl. Phys. **129**, 044103 (2021).
11. Seidel J., Martin L.W., He Q. et al., Nature Materials **8**, 229 (2009).
12. Shur V.Y., Baturin I.S., Akhmatkhanov A.R. et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 102905 (2013).
13. Esin A.A., Akhmatkhanov A.R., Baturin I.S., Shur V.Ya., Ferroelectrics **476**, 109 (2015).
14. Eliseev E.A., Morozovska A.N., ..., Shur V.Ya., Phys. Rev. B **83**, 235313 (2011).

## Доклады Спонсоров



## **Сканирующая зондовая микроскопия для исследований сегнетоэлектрических свойств микро- и наноструктур**

**В.А. Быков, Ан.В. Быков, А.А. Быков, Ю.А. Бобров, В.В. Котов,  
С.И. Леесмент, В.В. Поляков, С.В. Тимофеев**

*ООО «НТ-МДТ», г. Москва*

К настоящему времени методами сканирующей зондовой микроскопии можно эффективно изучать физико-химические, геометрические, электрические, пьезоэлектрические, магнитные параметров поверхностей широкого круга объектов, в том числе, молекулярных объектов, нанотрубок, живых клеток. Кроме топографии высокого пространственного разрешения, сканирующие зондовые микроскопы позволяют измерять целый ряд физических свойств поверхностных структур, в том числе топографические, магнитные, электрические, пьезоэлектрические, адгезионные, оптические и спектральные, а также производить модификацию поверхности.

В новых приборах развита возможность реализации сканирующей зондовой спектроскопии – *HybriD Mode™* (<https://www.ntmdt-si.ru/products/features/hybrid-mode>), что позволило измерять: рельеф поверхности в режимах притяжения и отталкивания, модуль Юнга, адгезию и работу адгезии, проводимость, латеральный и вертикальный пьезоотклик, распределение температуры и теплопроводности, измерять термоэлектрические свойства, потенциал поверхности, работу выхода, диэлектрическую проницаемость и т.д.

Реализована возможность двухпроходных резонансных электростатических измерений: Кельвин-зондовая Силовая Микроскопия или Электростатическая Силовая Микроскопия могут использоваться одновременно с измерениями рельефа, адгезии, модуля упругости и исследованиями пьезоотклика.

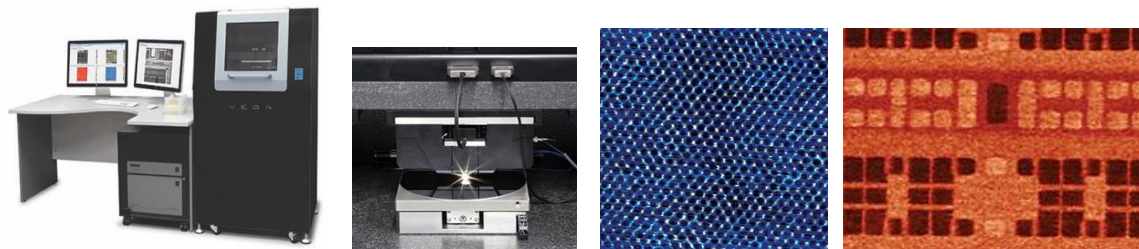


Рис.1. Сканирующий зондовый микроскоп ВЕГА; 200 мм пластина, атомарное разрешение на НОРГ, размер скана 6х6 нм; поверхностный потенциал SDRAM, размер скана 2.5х1.6 мкм;

Можно уверенно констатировать, что к настоящему времени в России выполнены разработки и организовано производство практически полного, за исключением сверхвысоковакуумных СЗМ, комплекса приборов и методов для исследования микро и наноструктур с использованием сканирующих зондовых микроскопов. Для лабораторий – созданы приборы линии ИНТЕГРА, для системы образования в школах и колледжах – бюджетные, но достаточно мощные НАНОЭДЬЮКАТОРЫ и СОЛВЕР-НАНО, а для исследовательских работ – приборы кратко описанные в настоящей статье. Следует отметить, что развитие нанoeлектроники, создание новой элементной базы дают возможность дальнейшего совершенствования приборов, все более и более внедрять системы искусственного интеллекта в программное обеспечение с раскрытием возможностей развивающейся элементной базы контроллеров срок морального старения которых сегодня составляет около 5 лет.

## **Современные научные инструменты для наномасштабных исследований ферроэлектрических материалов**

**Д.А.Козодаев, С.И.Нестеров, М.А.Трусов**

*ООО «НОВА СПБ», Россия 197374,*

*г. Санкт-Петербург, ул. Савушкина, д. 83, корп 3, лит. А*

*e-mail: [info@spb-novaspb.ru](mailto:info@spb-novaspb.ru)*

Мы представляем на конференции «ВКС-23» новейшее научное оборудование для исследований ферроэлектрических материалов с наномасштабным пространственным разрешением производства Группы компаний «НТ-МДТ» (ИНН 7735184244), одного из ведущих разработчиков оборудования для зондовой микроскопии и спектроскопии, а также других научных инструментов высокого класса для экспериментальных исследований в области нанотехнологий.

Многим исследователям, как в России, так и за рубежом, хорошо известна линейка зондовых микроскопов Ntegra, созданная с участием специалистов нашей команды. Эти приборы отлично зарекомендовали себя в научном сообществе, как инструменты высокого класса, отлично подходящие для решения сложных задач с исследованием различных физических свойств образца синхронно с топографической съемкой, в частности электрических, магнитных, механических (более подробно о комплексных СЗМ методиках измерений можно прочесть в книге [1]).

С момента выпуска первой серии Ntegra прошло уже почти 20 лет. Все эти годы мы продолжали совершенствовать аппаратную часть, вести новые разработки компонент прибора, развивать возможности нашего программного обеспечения в части применения нестандартных методик СЗМ и средств обработки данных. На конференции мы представим наш новый управляющий СЗМ контроллер, отличающийся рекордными возможностями в части функционала обработки сигналов, низкими шумами электроники, гибким конфигурированием, и открытой архитектурой, позволяющей упростить интеграцию наших СЗМ в более сложные экспериментальные нанотехнологические комплексы.

Также мы представим новую версию управляющего программного обеспечения для наших СЗМ с современным и дружелюбным пользовательским интерфейсом, легким в освоении и удобным в использовании, в том числе для фиксации результатов измерений в различных форматах, оптимально подходящих для подготовки научной публикации.

Благодаря вышеописанным новым возможностям нашего оборудования, стало возможным получить новые интересные результаты в зондовых исследованиях ферроэлектриков, в частности в силовой микроскопии пьезо-отклика (об этой методике подробно написано в книге [2]), которые мы также будем рады продемонстрировать слушателям и гостям Конференции.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kalinin S., Gruverman A. (eds.), Scanning Probe Microscopy of Functional Materials: Nanoscale Imaging and Spectroscopy (Springer), 980 (2010).
2. Heywang W., Lubitz K., Wersing W. (eds.), Piezoelectricity: Evolution and Future of a Technology (Springer) 582 (2008).

Секция «Доменная структура и  
процессы переключения в  
сегнетоэлектриках»



**Исследование электромеханических характеристик и  
электронного транспорта в тонких плёнках феррита висмута**  
Д.О. Аликин<sup>1</sup>, А.С. Абрамов<sup>1</sup>, В.А. Сафина<sup>1</sup>, А.В. Павленко<sup>2</sup>, А.Л. Холкин<sup>1</sup>,  
В.Я. Шур<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт Естественных Наук и Математики, Уральский Федеральный Университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [denis.alikin@urfu.ru](mailto:denis.alikin@urfu.ru)*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия*

Тонкие плёнки сегнетоэлектриков представляют значительный интерес для применения в устройствах памяти и мем-компьютинге. За счёт различных механизмов в тонких плёнках феррита висмута под воздействием внешнего электрического поля проводимость может быть изменена почти на порядок, что представляет собой эффект резистивного переключения [1]. Несмотря на многочисленные попытки разобраться в механизмах электронного транспорта и причинах резистивного переключения, исчерпывающего понимания этих процессов нет до сих пор. В литературе предложены такие механизмы резистивного переключения как миграция кислородных вакансий под действием электрического поля, модуляция барьера Шоттки на электроде за счёт переключения поляризации, процессы захвата/высвобождения электронов на ловушках, проводимость по создаваемым электрическим полем интерфейсам: доменным стенкам и фазовым границам [2].

Нами впервые предложен набор комплиментарных методов, основанных на одновременной регистрации пьезоэлектрического отклика и электрического отклика с зонда сканирующего зондового микроскопа и позволяющих характеризовать дефектную структура материала, электронные свойства и параметры переключения поляризации с высоким пространственным разрешением [3,4]. На примере решения задач исследования динамики переключения поляризации и резистивного переключения мы показываем уникальные возможности сканирующей зондовой микроскопии для количественного анализа сегнетоэлектрических свойств материалов и выявления влияния химической/структурной гетерогенности на их электрические и электромеханические свойства.

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968). Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание FEUZ-2023-0017).

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Chen A. et al., Adv. Funct. Mater. **30**, 2000664 (2020).
2. Roy P. et al., Adv. Electron. Mater. **8**, 2101392 (2022).
3. Alikin D. et al., Small Methods **6**, 2101289 (2022).
4. Abramov A. et al., Sensors **23**, 526 (2023).



## **Движение доменных стенок при локальном переключении.**

### **Влияние внешнего экранирования**

**А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>, А.П. Турыгин<sup>1</sup>, В.А. Шихова<sup>1</sup>, М.С. Кособоков<sup>1</sup>,  
Е.В. Шишкина<sup>1</sup>, Е.В. Пелегова<sup>1</sup>, О.Н. Сергеева<sup>2</sup>, П.В. Юдин<sup>3,4</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>**  
*<sup>1</sup>Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000 Екатеринбург, Россия  
e-mail: [andrey.akhmatkhanov@urfu.ru](mailto:andrey.akhmatkhanov@urfu.ru)*

*<sup>2</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

*<sup>3</sup>Институт физики, Чешская академия наук, 18221, Прага, Чехия*

*<sup>4</sup>Институт теплофизики имени С. С. Кутателадзе, СО РАН, 630090,  
Новосибирск, Россия*

В последнее время все большее внимание уделяется исследованию влияния относительной влажности на рост доменов при локальном переключении поляризации проводящим зондом сканирующего зондового микроскопа (СЗМ). Недавние исследования показали, что динамика процесса внешнего экранирования, связанная с наличием адсорбированного слоя воды на поверхности, влияет на движение доменных стенок при локальном переключении поляризации. Однако детального исследования этого явления до сих пор не проводилось.

В качестве объектов исследования были выбраны кристаллы титанил-фосфата калия  $\text{KTiOPO}_4$ , легированного Rb (Rb:KTP) (симметрия  $C_{2v}$ ) и дейтерированного триглицинсульфата  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$  (ДТГС) (симметрия  $C_2$ ). Следует отметить, что пороговые поля переключения в данных материалах отличаются на два порядка. В обоих материалах обнаружено качественное изменение эволюции доменной структуры при локальном переключении в атмосфере с повышенной влажностью.

В кристаллах ДТГС обнаружено изменение формы переключенной области от вытянутой вдоль  $c$  кристаллографического направления к круглой [1]. Эффект объяснен сменой доминирующего механизма экранирования от анизотропного объемного к изотропному внешнему за счет тока через адсорбированный слой воды [1].

В кристаллах Rb:KTP обнаружено изменение формы домена от правильной шестиугольной к вытянутой шестиугольной, отношение длины к ширине которой сначала существенно увеличивается с ростом длительности импульса и достигает значения 3,5 при 10 с, а потом уменьшается до 1 при более длинных импульсах [2]. Эффект отнесен за счет различия скоростей «медленных» стенок, ориентированных в направлении [010], и «быстрых» стенок, ориентированных в направлении [110]. Удлинение домена происходит за счет быстрых стенок, а уширение за счет медленных стенок. Показано, что движение быстрой стенки ограничено током внешнего экранирования через адсорбированный слой воды, а движение медленных стенок ограничено их подвижностью [2].

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-10160) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Turygin A.P., Shikhova V.A., Kosobokov M.S. et al., ACS Appl. Electron. Mater. **4**, 5215 (2022).
2. Shishkina E.V., Pelegova E.V., Kosobokov M.S., et al., ACS Appl. Electron. Mater. **3**, 260 (2021).

## **Исследование роста доменов в объеме при локальном переключении поляризации в монокристаллах ниобата бария-стронция**

В.А. Шихова<sup>1</sup>, А.С. Слаутина<sup>1</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>, М.С. Небогатилов<sup>1</sup>,  
Е.А.Пашнина<sup>1</sup>, Д.С. Чезганов<sup>1</sup>, А.П. Турыгин<sup>1</sup>, Л.И. Ивлева<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>*Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000 Екатеринбург, Россия*  
*e-mail: [andrey.akhmatkhanov@urfu.ru](mailto:andrey.akhmatkhanov@urfu.ru)*

<sup>2</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Был исследован рост доменов в объеме монокристаллов ниобата бария-стронция (SBN) при локальном переключении поляризации двумя способами: 1) облучением сфокусированным ионным пучком и 2) полем, созданным зондом сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) в образцах с исходной лабиринтовой нанодоменной структурой и в образцах, монодоменизированных пучком электронов средних энергий [1]. Созданные доменные структуры визуализировались на поверхности с помощью силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика и в объеме с помощью микроскопии генерации второй гармоники по типу Черенкова [2].

При точечном облучении ионным пучком в полидоменных образцах формировались домены круглой формы, окруженные широкой доменной границей (ШДГ). Домены имели конусообразную форму со средним соотношением сторон для домена – 11, для ШДГ – 30. При записи ионным пучком 2D-матриц доменов (расстояние между доменами  $\leq 15$  мкм) глубина прорастания центрального домена в матрицах больше, чем крайних и изолированных доменов при тех же параметрах переключающего импульса. Соотношение сторон для центрального домена – 26, для крайних доменов – 13.

Глубина прорастания доменов, записанных ионным пучком в монодоменных кристаллах, увеличивается по сравнению с полидоменными кристаллами. В монодоменном образце соотношение сторон для центрального домена составило 84, а для крайних доменов – 50. В монодоменных кристаллах было обнаружено изменение формы сечения доменов от круглой на поверхности к близкой к квадратной в глубине, которая соответствует симметрии SBN –  $C_{4v}$ .

При исследовании изолированных точечных доменных структур, сформированных в поле СЗМ зонда, также формировались конические домены с соотношением сторон в полидоменном кристалле – 13 и в монодоменном кристалле – 38.

Полученные результаты могут быть использованы для создания трехмерных доменных структур произвольной формы (3D-доменная инженерия) для устройств нелинейной оптики (в том числе управляемых дифракционных оптических элементов).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-10160) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Chezganov D.S., Shikhova V.A., Fedorovych V.V. et al., IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics. Freq. Contr. **67**, 191 (2020).
2. Sheng Y., Best A., Butt H., Krolikowski W. et al., Opt. Express **18** (16) 16539 (2010).

## **Плазменная поляризация сегнетоэлектрических ПВДФ пленок**

**Б.А. Басов, К.Т. Макарова, К.М. Моисеев, А.С. Осипков**

*МГТУ им.Н.Э. Баумана, 105005, Москва, Россия*

*e-mail: [basovba@student.bmstu.ru](mailto:basovba@student.bmstu.ru)*

Гибкие сегнетоэлектрические пленки являются перспективными материалами в преобразователях и накопителях энергии, медицинских датчиках, устройствах гибкой электроники, элементах памяти благодаря гибкости, прозрачности, биосовместимости и высоким показателям пьезо- и пироткликов [1]. Высокие пьезо- и пиротклики ПВДФ пленок приобретаются в процессе их поляризации: контактной, в коронном разряде и реже в тлеющем разряде – плазменная поляризация.

Последний метод обладает рядом преимуществ, таких как низкая вероятность пробоя, возможность обрабатывать большие площади материала, малое время обработки, отсутствие необходимости нагрева, однородность поляризации. Кроме того, проведение процесса при пониженном давлении дает возможность объединения в едином вакуумном цикле с операциями формирования тонкопленочных электродов, которые наносятся как до, так и после процесса поляризации. В существующих немногочисленных работах приведены практические результаты, демонстрирующие возможность плазменной поляризации, без подробного объяснения физики процесса [2]. Исследования по определению оптимальных параметров процесса поляризации отсутствуют, как и требования, предъявляемые к оборудованию.

В рамках данной работы разрабатывается технология поляризации гибких сегнетоэлектрических пленок в плазме тлеющего разряда. Для отработки технологического процесса разработан экспериментальный стенд с цилиндрической кварцевой камерой диаметром 225 мм и длиной 300 мм. Стенд оборудован системой газонапуска, которая позволяет напускать в вакуумную камеру рабочие газы: кислород, аргон, воздух.

Откачка осуществляется безмасляным спиральным насосом.

Система вакуумных тоководов способна подавать на электроды потенциал до 30 кВ. Система электродов стенда представляет собой триод: нижний заземлённый электрод, на котором располагается поляризуемая пленка, управляющая сетка, регулирующая поток движущихся к пленке заряженных частиц плазмы, и верхний электрод, на который подаётся потенциал до 15 кВ от блока питания постоянного тока. Электродная система размещена на раме из фторопласта Ф-4, конструкция которой позволяет использовать электроды размерами от 10x10 мм до 200x150 мм.

Для мониторинга температуры посредством термопары и исследования параметров плазмы с помощью зондов Ленгмюра стенд оснащен многоконтактным разъемом.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSN-2022-0007)

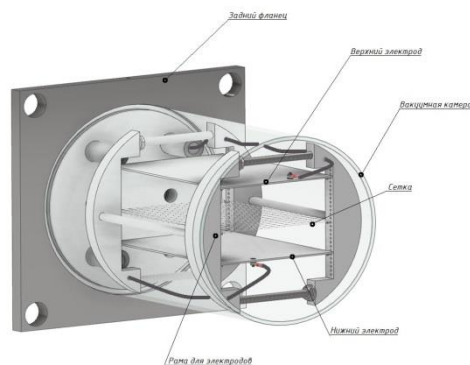


Рис. 1. Стенд плазменной поляризации.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Кочервинский В.В., Градов О.В., Градова М.А., Применение сегнетоэлектрических полимеров в технике и медицине, (2021).
2. Z. Guo, S. Liu, X. Hu, Q. Zhang, F. Shang, S. Song, Y. Xiang, Sensors and Actuators A: Physical **306**, (2020)

## Влияние градиентной зоны на форму равновесного сегнетоэлектрического домена

А.Ю. Белов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»,  
 119333, Москва, Россия  
 e-mail: [belov@crys.ras.ru](mailto:belov@crys.ras.ru)

Фундаментальной проблемой физики сегнетоэлектриков является анализ механизма зарождения и прямого роста сегнетоэлектрических доменов и связанных с этим вопросом задач о частотной зависимости коэрцитивного поля [1,2]. Если в понимании механизмов бокового движения доменных стенок был достигнут значительный прогресс, то элементарные механизмы, контролирурующие стадию прямого прорастания зародышей в глубь кристалла, до сих пор недостаточно изучены и являются предметом дискуссии. Так,

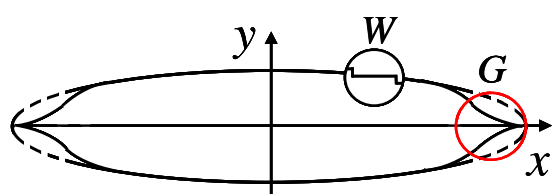


Рис. 1. Схематическое изображение профиля 180° сегнетоэлектрического домена в окрестности градиентной зоны G. Вне зоны G на ступеньки действуют обычные электрические силы [1,2].

неизвестна роль (и величина) внутренних полей вблизи кончика домена, где силы взаимодействия смыкающихся доменных стенок не сводятся к электростатическим, а работа, затрачиваемая на их разведение при прямом росте домена, идет на увеличение поверхностной энергии. Профиль домена в этой области – градиентной зоне (рис. 1) определяют силы, связанные с градиентной энергией Гинзбурга-Ландау. Его форма является универсальной, характеризуется плавным смыканием доменных стенок (рис. 1) и не зависит от внешнего поля.

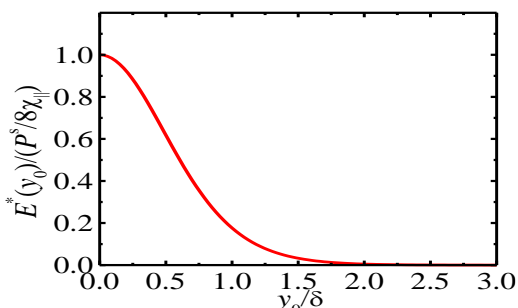


Рис. 2. Зависимость поля сцепления  $E^* = f^{GL}/(\Delta P^s h)$  от полутолщины 180° домена  $y_0 = y_0(x)$ , где  $\Delta P^s$  – величина скачка спонтанной поляризации на ступеньке,  $h$  – высота ступеньки,  $\chi$  – поляризуемость, а  $\delta$  – ширина доменной стенки.

Исходя из градиентной энергии, получено уравнение для профиля равновесного домена, в которое в явном виде включены силы сопротивления  $f^{GL}(x)$  [2], обусловленные изменением поверхностной энергии стенок. Их удобно характеризовать внутренним полем сцепления, зависимость которого от полутолщины домена приведена на Рисунке 2. Поле сцепления достаточно быстро убывает с увеличением толщины домена: на расстояниях, по порядку величины сравнимых с толщиной доменной стенки в теории Гинзбурга-Ландау.

Существенно, что отношение максимального значения поля сцепления к внутреннему коэрцитивному полю теории Ландау составляет  $3\sqrt{3}/8 \approx 0.65$ . Таким образом, вблизи кончика сегнетоэлектрического домена на ступеньки со стороны кристалла действуют силы, сопоставимые с внутренним коэрцитивным полем

### ЛИТЕРАТУРА

1. Belov A.Yu., *Ferroelectrics* **544**, 27 (2019).
2. Belov A.Yu., *Ferroelectrics* **590**, 19 (2022).

## Гистерезисные явления в ниобийсодержащих кристаллах титаната бария

Н.Н. Большакова, Б.Б. Педько, М.В. Богословский

Тверской государственный университет, Тверь

E-mail: [mrmuxah4uk1904@mail.ru](mailto:mrmuxah4uk1904@mail.ru)

Материалы на основе титаната бария являются предпочтительным выбором для применения в конденсаторах. Легированные кристаллы титаната бария нашли широкое применение в полупроводниковой технике. В ряде публикаций приводятся результаты исследований физических свойств кристаллов беспримесного титаната бария. Роль примесей в диэлектриках изучена менее подробно. Настоящая работа поставлена с целью получения информации о диэлектрических, переполяризационных свойствах ниобийсодержащих кристаллов титаната бария, а также влияния отжига образцов на указанные свойства. Исследования проведены на образцах в виде пластин монокристаллов титаната бария толщиной от 0.3 до 0.5 мм. Концентрации ниобия в расплаве составляли: 0.0; 0.1; 0.3; 0.9 мол. %. Погрешности при определении характеристик переключения не превышали 10%.

На рисунке 1 представлены осциллограммы петель диэлектрического гистерезиса для исходных и отожжённых образцов беспримесного титаната бария и с примесью ниобия 0.9 мол. %.

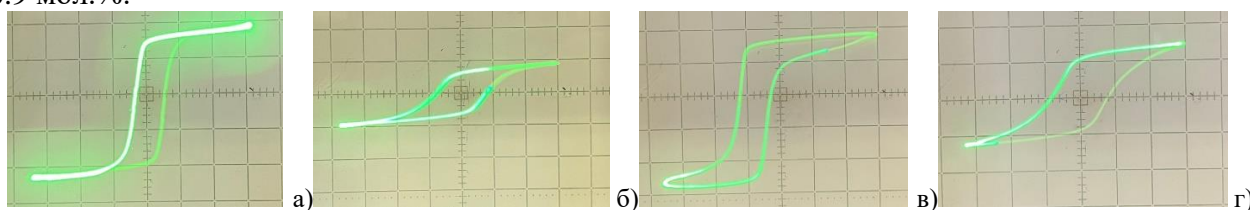


Рис. 1. Осциллограммы петель диэлектрического гистерезиса, полученные для исходных (а, б) и отожжённых (в, г) образцов  $\text{BaTiO}_3 : \text{Nb}^{5+}$ : а, в –  $C = 0.0$  мол. %; б, г –  $C = 0.9$  мол. %.

Видно, что осциллограммы петель диэлектрического гистерезиса для отожжённых кристаллов по форме существенно не отличаются от аналогичных до отжига. По оси ординат заметно их увеличение, что соответствует росту значений переключаемой поляризации. Рисунок 2 иллюстрирует полевые зависимости переключаемой поляризации и эффективной диэлектрической проницаемости (а, б), а также концентрационные зависимости переключаемой поляризации и коэрцитивного поля для исследованных кристаллов.

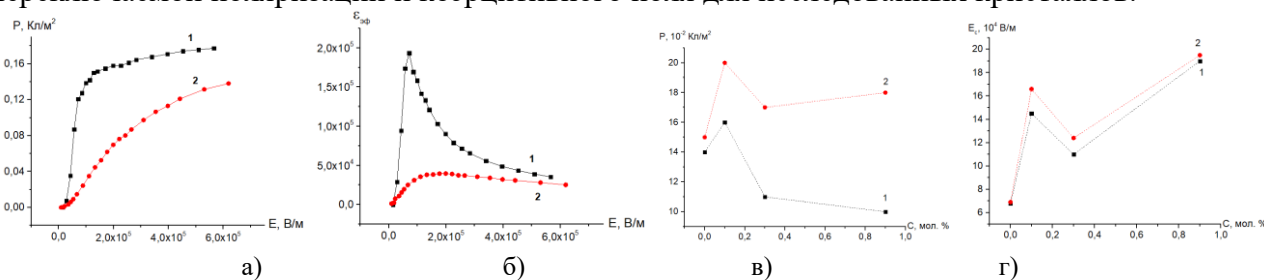


Рис. 2. Полевые зависимости переключаемой поляризации (а) и эффективной диэлектрической проницаемости (б), полученные для образцов беспримесного титаната бария (кривая 1) и содержащего 0.9 мол. % ниобия (кривая 2). Концентрационные зависимости переключаемой поляризации (в), коэрцитивного поля (г), полученные для кристаллов  $\text{BaTiO}_3 : \text{Nb}^{5+}$  до отжига (1) и после отжига (2).

Видно, что с ростом концентрации примеси значения переключаемой поляризации уменьшаются, а коэрцитивных полей – увеличиваются. Это свидетельствует о росте дефектности кристаллов.

## Нанодоменные структуры, записанные полем зонда AFM в пленках LNOI неполярной ориентации.

Я. В. Боднарчук, Т. Р. Волк, Р. В. Гайнутдинов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»

РАН, 119333, Москва, Россия

e-mail: [deuten@mail.ru](mailto:deuten@mail.ru)

Одной из актуальных задач физики сегнетоэлектричества является разработка методов и режимов создания регулярных доменных структур с периодами микро- и наноскопического масштабов. Такие структуры представляют интерес для реализации нелинейного квазисинхронного преобразования частоты оптического излучения в кристаллах и пленках различной кристаллографической ориентации. Принципиальным достоинством преобразования излучения в режиме квазисинхронизма является отсутствие ограничений на длину волны преобразуемого излучения.

Представлены результаты исследований записи микро- и нанодоменных структур с заданными характеристиками в волноводном сэндвиче LNOI ( $\text{LiNbO}_3$ -on-insulator), сформированном на неполярной (X-) поверхности кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Запись доменных структур выполнялась полем зонда атомно-силового микроскопа (AFM)

На рисунке 1 показаны PFM-изображения одиночных доменов, записанных в LNOI при напряжении поля зонда  $U=50$  В. На рисунке 2 представлены зависимости длины доменов  $L$  от  $U$  при временах экспозиции  $t=500$  мс, 1 с и 5 с. Полученные зависимости аппроксимируются линейной функцией (рис. 2).

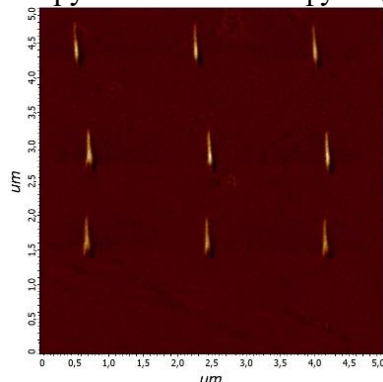


Рис.1 PFM изображения доменов, записанных пошаговым смещением зонда AFM в тонкой пленке при  $U_z=50$  В,  $t_p=300$  мс (нижняя строка), 400 мс (средняя строка) и 500 мс (верхняя строка).

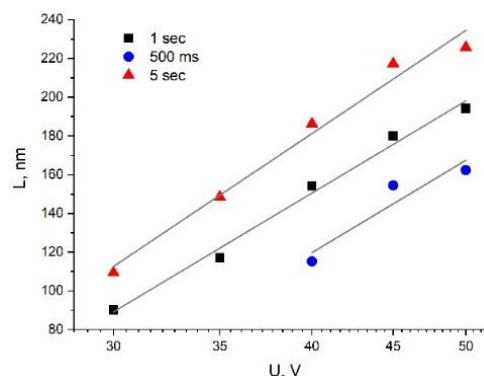


Рис.2 Зависимость длины доменов от напряжения поля зонда в пленке LNOI при  $t_p=0.5, 1$  и 5 с, соответственно.

Проведено сравнение характеристик доменных структур, записанных в оптических волноводах  $\text{He:LiNbO}_3$  и  $\text{Ti:LiNbO}_3$  [1] и в исследуемых образцах LNOI. Можно заключить, что наибольшая регулярность и воспроизводимость характеристик наблюдается в LNOI. Качественно это можно связать с отсутствием в LNOI эффекта пиннинга доменных стенок, возникающего в волноводе на структурно неоднородной границе.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Bodnarchuk, Ya. V., Journal of Lightwave Technology **40**, 5231 – 5235 (2022).

## **Эволюция доменной структуры при переключении поляризации в сегнетоэлектрической керамике BaTiO<sub>3</sub>**

**Л.В. Гимадеева, А.Д. Ушаков, А.А. Никулин, Д.О. Аликин, В.Я. Шур**  
*Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [lv.gimadeeva@urfu.ru](mailto:lv.gimadeeva@urfu.ru)*

Сегнетоэлектрическая керамика титаната бария (BaTiO<sub>3</sub>, ВТО) является классической керамикой с хорошо известной кристаллической структурой и макроскопическими свойствами и применяется для изготовления конденсаторов, резисторов с положительным температурным коэффициентом, ультразвуковых преобразователей и пьезоэлектрических устройств. Пьезоэлектрические характеристики поликристаллических материалов преимущественно зависят от внешних механизмов с доминирующим вкладом обратимого и необратимого движения доменных стенок [1-3], что делает актуальным анализ доменной структуры методами высокого разрешения. Простая доменная структура только с двумя возможными типами доменных стенок: 180-градусными и 90-градусными в сегнетоэлектрической фазе позволяет рассматривать ВТО как модельный многоосный сегнетоэлектрик для изучения эволюции доменной структуры в электрическом поле.

В данной работе исследовалась эволюция доменной структуры при переключении поляризации до и после приложения электрического поля в объемной керамике ВТО методом силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика.

Показано, что доменная структура в отдельных зернах керамики, полученная после термической деполяризации, представляла собой большие доменные полосы («супердомены»), заполненные двойниками различной ориентации и 180-градусными доменными стенками, пересекающимися границы двойников. Приложение однородного электрического поля приводило к существенному изменению доменной структуры двойников внутри супердоменов, при этом положение и ориентация границ супердоменов часто сохранялись. Выявлены три основных этапа эволюции доменной структуры: 1) переориентация систем двойников под действием механических напряжений, обусловленная обратным пьезоэлектрическим эффектом; 2) основной этап переключения поляризации, представляющий собой 180-градусное движение доменных стенок с последующей не 180-градусной перестройкой доменных стенок в результате компенсации механических напряжений. В некоторых зернах керамики наблюдалась полная перестройка доменной структуры; 3) финальная стадия переключения поляризации с не 180-градусным движением доменных стенок и увеличением плотности двойников. Наблюдаемая эволюция доменной структуры в электрическом поле согласуется со структурными изменениями в сегнетоэлектрической керамике, обнаруженными с помощью рентгеновской дифракции in-situ [4].

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968), поддержанного министерством науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677). Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание FEUZ-2023-0017).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Damjanovic D., Demartin M., Journal of Physics: Condensed Matter. **9**, 4943–4953 (1997).
2. Arlt G., Ferroelectrics **76**, 451–458 (1987).
3. Wada S. et al., J. Appl. Phys. **98**, 014109 (2005).
4. Schultheiß J. et al., Acta Mater. **157**, 355–363 (2018).
5. Gimadeeva L.V. et al., Ferroelectrics **559**, 83-92 (2020).

## **Эволюция доменной структуры в объеме танталата лития с заряженной доменной стенкой**

**Е.Д. Грешняков, М.А. Чувакова, А.Д. Ушаков, А.Р. Ахматханов,  
М.С. Кособоков, В.И. Пряхина, М.С. Небогатиков, В.Я. Шур**  
*Институт Естественных Наук и Математики, Уральский Федеральный Университет,  
620000, Екатеринбург, Россия*  
*e-mail: [evgeny.greshnyakov@urfu.ru](mailto:evgeny.greshnyakov@urfu.ru)*

Исследована эволюция доменной структуры при переключении поляризации в однородном электрическом поле в танталате лития ( $\text{LiTaO}_3$ , LT) с заряженной доменной стенкой (ЗДС).

Кристаллы LT, выращенные методом Чохральского, обладают отклонением от стехиометрического состава ( $\Delta_{\text{Li}}$ ), которое заключается в дефиците Li. С помощью высокотемпературного отжига в шихте насыщенной Li производилось контролируемое изменение  $\Delta_{\text{Li}}$  [1]. При отжиге LT находился в параэлектрической фазе и при охлаждении без приложения электрического поля в центре образца возникала ЗДС в области изменения направления градиента состава [2].

Для создания градиента состава пластина Z-среза конгруэнтного LT помещалась в шихту с составом 60 мол.%  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  + 40 мол.%  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  и отжигалась при температуре до 1300 °С. Распределение  $\Delta_{\text{Li}}$  вдоль полярной оси определялось методом микроскопии комбинационного рассеяния света в  $Y(zx)Y$  геометрии [2]. *In situ* визуализация эволюции доменной структуры на поверхности проводилась с помощью высокоскоростной видеосъемки при приложении импульсов постоянного однородного электрического поля амплитудой 1–2 кВ/мм и длительностью 10–40 с к прозрачным ИТО электродам при 350 °С. Визуализация статической доменной структуры в объеме осуществлялась методом микроскопии генерации второй гармоники [3], а на поверхности оптической микроскопией после селективного химического травления.

Показано, что эволюция доменной структуры представляла собой образование выступов на ЗДС и их прорастание к полярной поверхности. Измерение зависимости от времени доли площади, занимаемой доменами, растущими на полярной поверхности, позволило выявить образование и распад лабиринтовой доменной структуры. Полученные результаты отнесены за счет неоднородного уменьшения эффективности экранирования деполяризующего поля при смещении ЗДС в поле. Расчет пространственного распределения остаточного деполяризующего поля выявил зависимость его величины от локальной кривизны ЗДС. Это позволило объяснить образование и рост выступов на вершинах зубцов реальной ЗДС, что приводило к появлению изолированных доменов на полярной поверхности.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 19-12-00210) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Hum D.S., Route R.K., Miller G.D. et al., J. Appl. Phys. **101**, 093108 (2007).
2. Greshnyakov E.D., Lisjikh B.I., Akhmatkhanov A.R. et al., Ferroelectrics **604**, 31 (2023).
3. Sheng Y., Best A., Butt H.-J. et al., Optics Express **18**, 16539 (2010).



## **Доменная структура ферроиков после воздействия пикосекундных терагерцовых импульсов**

**Е.И. Жемеров, К.А. Брехов, Е.Д. Мишина**

*МИРЭА-Российский технологический университет, 119454, Москва, Россия*

*e-mail: [mega.zhemerov@mail.ru](mailto:mega.zhemerov@mail.ru)*

Современное развитие микро- и наноэлектроники характеризуется постоянным ростом потребности в увеличении скорости записи информации. В устройствах памяти, использующих традиционные подходы, скорость записи информации определяется скоростью изменения намагниченности. В работе [1] была показана возможность изменять параметры магнитного порядка с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. В настоящее время это является самым эффективным способом контроля над средой в очень короткие промежутки времени. Использование той же методики на сегнетоэлектрических материалах может привести к созданию инновационных устройств памяти, которые будут эффективными и не требующими постоянного энергоснабжения. Тем не менее, все еще остается нерешенной проблема достижения сверхбыстрого изменения параметров порядка в материалах сегнетоэлектриков. Это происходит из-за отсутствия аналогичных механизмов, которые обеспечивают быстрое изменение намагниченности в материалах с магнитным упорядочением. Основой для приложений, использующих сегнетоэлектрики, является возможность манипулирования поляризацией этих материалов. Для переключения поляризации обычно используется статическое или импульсное электрическое поле, однако это подвержено ограничениям, связанным с необходимостью доступа к схеме и долгим временем переключения (порядка наносекунд). Для преодоления указанных проблем были приложены значительные усилия в направлении оптического управления поляризацией сегнетоэлектриков [2]. Это открывает огромный потенциал для разработки сегнетоэлектрических устройств с большей гибкостью и возможностью осуществления переходных операций в пикосекундном временном масштабе.

Здесь мы представляем результаты воздействия мощных пикосекундных терагерцовых (ТГц) импульсов на некоторые сегнетоэлектрические материалы ( $[\text{Pb}(\text{Mg}_{\text{frac}13}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{(1-x)}\text{-}[\text{PbTiO}_3]_x$ ;  $\text{BaTiO}_3$ ). С помощью пьезорезонансной силовой микроскопии было показано, что состояние поляризации сегнетоэлектрика значительно отличается до и после воздействия ТГц импульса. Мы наблюдали изменения как в амплитуде, так и в фазе пьезоэлектрического отклика. Таким образом, мы пришли к выводу, что сильный ТГц импульс может влиять на поляризацию сегнетоэлектрика в сверхбыстром временном диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования Российской Федерации (грант № 075-15-2022-1131).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Vahaplar K, Kashnikova A.M, Kimel A.V, et. al Phys. Rev. Lett **103**(11) 117201(2009).
2. Guo, J., Chen, W., Chen, H., Zhao, Y., et al. Advanced Optical Materials, 202002146 (2021).

## Гистерезисные свойства монокристаллических твердых растворов PIN-PMN-PT

Н.Н. Большакова<sup>1</sup>, Н.Ю. Дружинина<sup>2</sup>, А.И. Иванова<sup>1</sup>, Д.А. Иванов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [daivanov@gmail.com](mailto:daivanov@gmail.com)

<sup>2</sup>Военная академия воздушно-космической обороны имени Маршала Советского Союза Г.К. Жукова, 170022, Тверь, Россия

К числу наиболее эффективных материалов относятся свинецсодержащие монокристаллические твёрдые растворы, лежащие вблизи морфотропной области диаграммы состояния, которые нашли широкое применение в твердотельных актуаторах. Настоящая работа поставлена с целью получения информации о диэлектрических свойствах и процессах переполяризации монокристаллических твёрдых растворов  $24\%Pb(In_{1/2}Nb_{1/2})O_3$ - $49\%Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$ - $27\%PbTiO_3$  (PIN-PMN-PT) в циклических переменных электрических полях. Образцы в виде плоскопараллельных пластин металлизировались серебряными электродами. Исследования проведены в интервале температур (293-450) К. Монокристаллы PIN-PMN-PT выращивались из расплава модифицированным методом Бриджмена-Стокбаргера. Погрешности при определении характеристик переключения кристаллов не превышали 10%.

На рисунке 1 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости (а) и переключаемой поляризации (б) кристалла в широком температурном диапазоне, включающем его точку фазового перехода в параэлектрическое состояние.

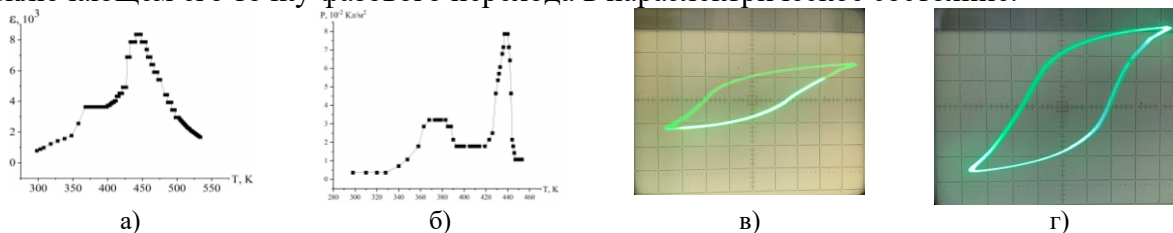


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости (а), переключаемой поляризации (б) и осциллограммы петель диэлектрического гистерезиса, полученные для кристалла PIN-PMN-PT в переполяризующем поле  $E=271 \cdot 10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$  при температурах:  $T=379 \text{ К}$ (в) и  $T=435 \text{ К}$ (г). Масштаб: 1 клетка по вертикали – 2 В, по горизонтали – 30 В.

Сопоставление кривых, представленных на рисунках (а) и (б), позволяет предположить, что в интервале температур (360-410) К происходит фазовый переход кристалла из сегнетоэлектрической ромбоэдрической фазы с вектором спонтанной поляризации, ориентированным вдоль направления [111], в тетрагональную – с вектором спонтанной поляризации, направленным вдоль [001]. В районе температуры 450 К зависимость  $\epsilon(T)$  проходит через максимум, а кривая  $P(T)$  выходит на плато. По-видимому, в этом температурном диапазоне осуществляется фазовый переход из тетрагональной сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую. Расчёты характеристик переключения кристалла представлены в таблице.

Таблица. Результаты расчетов характеристик переключения для кристаллов PIN-PMN-PT

Т, К	$\epsilon_{\text{эф}}, 10^3$	$P, 10^{-2} \text{ Кал} \cdot \text{м}^{-2}$	$E_c, 10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$	$E_{\text{см}}, 10^3 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$	k	$\eta$	$\text{tg}\delta$
379	29	7,0	116	26	0,6	0,13	0,11
435	43	10,4	113	13	0,7	0,21	0,11

Видно, что в районе  $T=435\text{К}$  значения эффективной диэлектрической проницаемости, переключаемой поляризации и коэффициента униполярности выше, а коэрцитивного поля и поля смещения меньше аналогичных для  $T=379\text{К}$ .

## **Влияние магнитного поля на доменную структуру триглицинсульфата с примесью хрома**

**Е.С. Иванова, Е.А. Петржик, Р.В. Гайнутдинов, А.К. Лашкова, Т.Р. Волк**

*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,  
117333, Москва, России  
e-mail: [ivanova.el.ser@gmail.com](mailto:ivanova.el.ser@gmail.com)*

В работе исследовали релаксацию доменной структуры сегнетоэлектрического кристалла триглицинсульфата после его экспозиции в постоянном магнитном поле 2 Тл в течение 20 минут. Долговременная релаксация макроскопических свойств немагнитных кристаллов после кратковременного воздействия магнитного поля – это проявление эффекта “магнитной памяти”. Влияние слабых магнитных полей на физические свойства немагнитных материалов исследуется давно [1-3]. В сегнетоэлектриках эффект “магнитной памяти” проявляется как изменение диэлектрических и родственных свойств в результате магнитного воздействия [4-5]. “Магнитная память” наиболее ярко проявляется в примесных кристаллах. Поэтому в качестве объекта исследования был взят кристалл триглицинсульфата с примесью хрома (TGS+Cr). Концентрация ионов хрома в образцах TGS+Cr контролировалась с помощью масс-спектрометрии.

Методом микроскопии пьезоотклика в кристаллах TGS в сегнетоэлектрической фазе можно наблюдать доменную структуру, которая представляет собой 180 градусные домены. В кристаллах TGS+Cr при комнатной температуре (рис. 1) домены образуют более сложную и разветвленную структуру, чем в номинально чистом TGS.

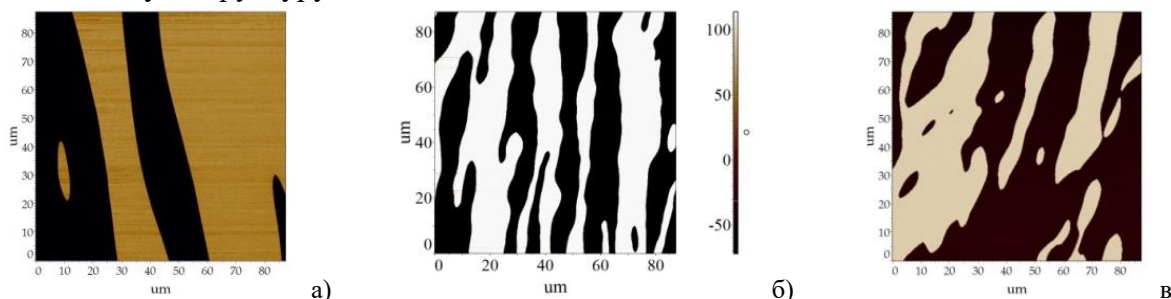


Рис. 1 Примеры доменной структуры в TGS+Cr до (а), через 1 час (б) и через 28(в) часов после воздействия  $B = 2$  Тл в течение 20 мин.

В результате воздействия магнитного поля изменяется средняя протяженность доменных стенок на единицу площади, а также процент площади, занимаемой доменами одного знака (рис. 1). Результаты исследования релаксации доменной структуры сопоставлены с измерениями магнитоиндуцированного изменения нанорельефа и диэлектрических свойств тех же кристаллов. Обнаружен схожий характер изменения макро-, микро- и наносвойств TGS+Cr при некотором различии во временах достижения максимальных изменений.

Магнитостимулированная релаксация доменной структуры, по-видимому, контролируется структурными дефектами, которые преобразуются под действием магнитного поля.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Альшиц В.И. и др., Кристаллография **48**, 826 (2003).
2. Головин Ю.И., ФТТ **46**, 769 (2004).
3. Моргунов Р.Б., УФН **174**, 131 (2004).
4. Гайнутдинов Р.В. и др., Письма в ЖЭТФ **106**, 84 (2017).
5. Иванова Е.С. и др., ФТТ **59**, 550 (2017).

**Рост субмикронных доменных структур в электрическом поле  
при повышенных температурах в ниобате лития  
с поверхностным диэлектрическим слоем**

**И.А. Кипенко, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, В.Я. Шур**  
*Институт Естественных Наук и Математики, Уральский Федеральный Университет,  
620000, Екатеринбург, Россия*  
*e-mail: [ilya.kipenko@urfu.ru](mailto:ilya.kipenko@urfu.ru)*

Развитие методов самоорганизованного формирования доменных структур при переключении поляризации в неравновесных условиях является важным разделом доменной инженерии – области знаний, связанной с разработкой методов создания сегнетоэлектрических доменных структур с заданной геометрией для практических применений.

В работе исследовалось формирование квазирегулярных полосовых доменных структур в монокристаллах ниобата лития при переключении поляризации из исходного состояния, представляющего собой регулярную двумерную (2D) матрицу шестиугольных доменов, расположенных в узлах квадратной или шестиугольной решеток. Для исследования влияния степени неравновесности процесса (степени запаздывания объемного экранирования) проводилось сравнение эволюции доменной структуры при переключении поляризации (1) при комнатной температуре без искусственного диэлектрического слоя и (2) при повышенной температуре с искусственным диэлектрическим слоем.

При переключении поляризации без искусственного диэлектрического слоя в образцах с квадратной решеткой формируются изолированные домены, вытянутые вдоль одного из  $Y$  кристаллографических направлений, совпадающего с базисным вектором решетки 2D структуры [1]. Показано, что скорости обнаруженных нетипичных доменных стенок на порядки превышают скорости доменных стенок с такой же ориентацией в монодоменных образцах [2,3].

Переключение переключении поляризации с искусственным диэлектрическим слоем при  $300^{\circ}\text{C}$  на доменных стенках шестиугольных доменов формируются субмикронные доменные лучи шириной около 300 нм с периодом около 800 нм. Лучи ориентируются преимущественно вдоль  $Y$  кристаллографических направлений. При расстоянии между лучами более 1 мкм наблюдался процесс ветвления. Показано, что данная квазирегулярная структура формируется в приповерхностном слое толщиной около 15 мкм.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-10160) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Kipenko I.A., Akhmatkhanov A.R., Chuvakova M.A. et al., *Ferroelectrics* **604**, 40 (2023).
2. Esin A.A., Akhmatkhanov A.R., and Shur V.Ya., *Appl. Phys. Lett.* **114**, 192902 (2019).
3. Akhmatkhanov A.R., Kipenko I.A., Esin A.A. et al., *Appl. Phys. Lett.* **117**, 022903 (2020).

## **Кинетика переключения поляризации в сегнетоэлектрических материалах в наноразмерной области**

Д.А. Киселев

*Университет науки и технологий МИСИС, 119049, Москва, Россия*

*e-mail: [dm.kiselev@isis.ru](mailto:dm.kiselev@isis.ru)*

Как известно, сегнетоэлектрические материалы обладают спонтанной поляризацией, которую можно переключить с помощью приложения электрического поля. Для практического применения сегнетоэлектриков важно понимание поведения переключения спонтанной поляризации, поскольку каждое направление поляризации может использоваться в информационных технологиях как отдельный бит. По мере уменьшения размера устройств становится все более важным изучение поведения локального переключения, поскольку локальные дефекты могут препятствовать перемещению доменных стенок и, как следствие, могут существенно повлиять на общее поведение переключения. Для исследования локального переключения в сегнетоэлектрических материалах в течение последних двух десятилетий широко используется режим силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМП), как один из методов сканирующей зондовой микроскопии. В настоящее время это незаменимый инструмент для исследования переключения сегнетоэлектрических доменов на нанометровом уровне.

В работе представлены результаты исследований по локальному переключению поляризации с помощью режима СМП в ряде сегнетоэлектрических материалов: керамика PLZT  $x/65/35$  [1], тонкие пленки  $\text{LiNbO}_3$  [2],  $\text{BaTiO}_3$  [3] и  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  [4,5]. Так для керамики PLZT экспериментальные результаты показали, что боковое движение доменной границы происходит посредством процесса ползучести, характеризующимся критическим показателем в диапазоне от 0.33 в PLZT 5/65/35 до 0.25 в PLZT 9.5/65/35. Объединив результаты, полученные для динамики движения доменной границы, с измерениями шероховатости доменных стенок, обнаружено, что в релаксорной сегнетокерамике PLZT 9.5/65/35 доменные стенки имеют квазиодномерный характер. Исследована динамика роста наноразмерных доменов в бессвинцовых сегнетоэлектрических тонких пленках ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$  и  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ ), используя метод СМП как на исходной, так и предварительно заполяризованной поверхности. Определены значения боковой скорости движения доменной стенки, минимальный радиус домена и требуемое время для его создания, а также коэрцитивное поле в исследуемых материалах. Установлено, что наблюдаемая разница между линейными размерами доменов, образующихся при разных знаках электрического поля, связана с влиянием межфазных эффектов на распространение поляризации под кантилевером сканирующего зондового микроскопа. Кроме того, полученное значение поля активации ( $4.1 \times 10^7 \text{ В/м}$ ) сопоставимо для других широко исследуемых оксидных тонкопленочных сегнетоэлектриков (PZT,  $\text{BiFeO}_3$ ).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Pertsev N.A., Kiselev D.A., Bdikin I.K. et al., J. Appl. Phys. **110**, 052001 (2011).
2. Kiselev D.A., Zhukov R.N., Ksenich S.V. et al., Thin Solid Films **556**, 142 (2014).
3. Pertsev N.A., Petraru A., Kohlstedt H. et al., Nanotechnology **19**, 375703 (2008).
4. Afanasiev M., Kiselev D., Chucheva G. Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng. **11022**, 42 (2019).
5. Kiselev D.A., Afanasiev M.S., Levashov S.A. et al., Phys. Solid State. **57**, 1151 (2015).

## **Образование самоорганизованной микро- и нано-доменной структуры в кристаллах ниобата и танталата лития в сильно неравновесных условиях**

**М.С. Кособоков, А.В. Макаев, Д.К. Кузнецов, В.Я. Шур**

*Институт Естественных Наук и Математики, Уральский Федеральный Университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [mihail.kosobokov@urfu.ru](mailto:mihail.kosobokov@urfu.ru)*

Ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и танталат лития ( $\text{LiTaO}_3$ ) представляют собой многофункциональные кристаллы с сочетанием ряда выдающихся свойств. Создание стабильной доменной структуры с заданными параметрами (доменная инженерия) позволяет существенно улучшать важные для применения характеристики этих материалов. Одним из наиболее перспективных методов доменной инженерии является локальное облучение лазерным излучением [1,2].

В работе исследовалось формирование микро- и нано-доменных структур в результате облучения ИК лазером ( $\lambda = 10.6$  мкм, 40 Вт) полярной поверхности монодоменных пластин ниобата и танталата лития конгруэнтного состава. Статическая доменная структура была выявлена селективным химическим травлением и визуализирована оптической и сканирующей электронной микроскопиями.

Выявлено и исследовано формирование различных самоорганизованных доменных структур при облучении серией лазерных импульсов: 1) превращение движущейся плоской доменной стенки в волнистую с последующим ростом регулярной системы пальцев [3], 2) изменение размерности доменной структуры (1D – 2D переход), представляющего собой разбиение доменного луча на цепь изолированных нанодоменов [4], 3) образование квазирегулярной структуры изолированных круглых нанодоменов.

Все эффекты отнесены за счет переключения под действием пространственно неоднородного пьезоэлектрического поля и объяснены в рамках кинетического подхода, основанного на аналогии роста кристаллов и доменов, с учетом и зависимости от времени распределения пьезоэлектрических полей, возникающих в результате запаздывания экранирования. Методом конечных элементов проведено компьютерное моделирование зависимости от времени пространственного распределения пьезоэлектрического поля при импульсном нагреве и последующем охлаждении. Проведено компьютерное моделирование движения и изменения формы доменной стенки.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 19-12-00210) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Guo J., Chen W., Chen H., et al., Adv. Opt. Mater. **9**, 2002146 (2021).
2. Zhang B., Wang L., and Chen F., Laser Photonics Rev. **14**, 1900407 (2020).
3. Shur V.Ya., Mingaliev E.A., Kosobokov M.S., et al., J. Appl. Phys. **127**, 094103 (2020).
4. Shur V.Ya., Kosobokov M.S., Макаев A.V., et al., Acta Materialia, **219**, 117270 (2021).

## **Морфологические особенности и устойчивость субмикронных доменов, записанных электронным лучом под металлической пленкой в кристалле ниобата лития**

**Л.С. Коханчик, Е.В. Емелин, В.В. Сироткин**

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской Академии Наук (ИПТМ РАН), 142432, г. Черноголовка, Россия  
e-mail: [mlk@iptm.ru](mailto:mlk@iptm.ru)*

Ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ , НЛ) активно используется в акустических, оптических и оптоэлектронных устройствах и является базовым материалом в интегральной оптике. В сочетании с регулярными доменными структурами микронных и субмикронных размеров, как массивные кристаллы, так и пленки в настоящее время находят все более разнообразные применения. В связи с обнаружением повышенной проводимости на особых «заряженных» доменных границах, большое внимание уделяется и поиску контролируемого формирования доменных структур разнообразных форм.

В докладе представлены результаты электронно-лучевой записи субмикронных доменов сквозь тонкую металлическую пленку на  $-Z$  срезе ниобата лития [1,2]. При использовании относительно низких ускоряющих напряжений РЭМ ( $U=5$  и  $10$  кВ) под металлической пленкой формировались однородные регулярные структуры с периодичностью в  $1$  или  $1.5$  мкм. Записанные домены идентифицировались спустя несколько дней с помощью химического травления, оптического микроскопа, и АСМ в контактном режиме. Было обнаружено, что с уменьшением размера облучаемых участков в массивах нарушалась регулярность записи. Пороговые пределы таких нарушений зависели, в том числе, и от используемого ускоряющего напряжения ( $U$ ) РЭМ. Минимальные латеральные размеры доменов устойчивых к обратному переключению в данных условиях были  $\sim 0.7$ – $0.8$  мкм. Стабильные домены имели форму пирамид с иглообразными вершинами и основанием в виде овала или гексагона. Количество иглообразных вершин зависело от размера облучаемого участка, а их морфология существенно менялась при сближении облучаемых участков.

При постепенном уменьшении пространственных интервалов между локальными облучениями в облучаемых схемах возрастала устойчивость к обратному переключению самых маленьких доменов. При  $U=5$  кВ на больших массивах успешно записывались структуры в виде периодических доменных линий с зигзагообразным иглообразным верхом и периодом в их основании  $\sim 1$  мкм. Отметим, что во всех структурах иглообразные вершины были слегка заглублены относительно облучаемой поверхности. Для объяснения экспериментальных результатов были использованы результаты моделирования распределения электрического поля под заземленной металлической пленкой для разных схем записи при  $U=5$  и  $10$  кВ. На основании результатов моделирования и эксперимента сделан вывод о влиянии на степень устойчивости формируемых доменов к обратному переключению двух факторов. Это электростатическое расталкивание между сближающимися субмикронными доменами и конкурирующий эффект – формирование протяженных линейных участков сильного поля, вызванное сближением близко расположенных внедренных зарядов, что может приводить к преодолению расталкивания доменов и их слиянию в области оснований.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kokhanchik L.S., Emelin E.V., Sirotkin V.V., Opt. Mater. **128**, 112405 (2022).
2. Kokhanchik L.S., Emelin E.V., Sirotkin V.V., Coatings **12**, 01881 (2022)

## **Сегнетоэлектрические домены, возникающие после электронно-лучевых облучений кристалла $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$**

**Л.С. Коханчик<sup>1</sup>, Я.В. Боднарчук<sup>2</sup>, В.В. Сироткин<sup>1</sup>, А.А. Свинцов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН), 142432, г.Черноголовка, Россия*

*e-mail: [mlk@iptm.ru](mailto:mlk@iptm.ru)*

<sup>2</sup>*Институт кристаллографии им. А.В Шубникова, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333б г.Москва, Россия*

Внимание данного исследования направлено на изучение условий формирования и особенностей доменов, обнаруженных после облучений электронным лучом одноосного сегнетоэлектрика с размытым фазовым переходом  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN). Результаты записи доменов для разных схем и режимов облучения полярной поверхности, имеющей ориентацию (001) (Z-срез), контролировались по потенциальному сегнетоэлектрическому контрасту в РЭМ и по пьезо-отклику (PFM контраст) в АСМ. В дополнение к экспериментам, были выполнены расчеты распределения нормальной составляющей электрического поля ( $E_z$ ), создаваемого внедренными зарядами. Расчеты проводились в соответствии с экспериментальными схемами и условиями облучения по методике, аналогичной [1].

Кинетика изменения диаметра доменов овальной формы и особенности их PFM контраста изучались и сравнивались для образцов SBN двух типов. Одна часть исследованных образцов SBN охлаждалась после термического отжига в электрическом поле и находилась в монодоменном состоянии (Field-Cooled, FC образцы). Вторая часть включала образцы ZFC (Zero-Field-Cooling), которые отжигались и охлаждались в отсутствие поля. ZFC образцы состояли из нано-доменов извилистой формы с разными направлениями вектора поляризации (Ps) относительно облучаемой поверхности, вверх или вниз.

Анализ экспериментальных результатов в сочетании с данными расчетов  $E_z$  позволил получить новую информацию об особенностях и закономерностях разрастания доменов в поле, создаваемом внедренным электронным зарядом. Отмечено, что при облучении FC образцов домены формируются по другому сценарию, чем домены в ZFC образцах. Одной из интересных особенностей сформированных электронным лучом доменов в ZFC образцах явилось появление при некоторых условиях облучения аномального PFM контраста. Аномальный PFM контраст чаще обнаруживается в доменах созданных зондом АСМ и, по-видимому, возникает из-за разной поляризации домена в центре и на его краях [2]. Опираясь на расчеты  $E_z$  можно предположить, что в обнаруженных аномальных доменах созданных электронным лучом имеется два слоя поляризации. В центральной части такого домена в верхнем слое, толщиной около или менее микрона, ориентация Ps направлена вниз. Остальная часть домена имеет ориентацию Ps, направленную вверх. В образцах FC подобная инверсия Ps в поле электронного заряда невозможна в силу их исходной монодоменности. Полученные результаты могут представлять научный интерес и быть полезны для развития доменной инженерии, использующей электронное облучение.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kokhanchik L.S., Emelin E.V., Sirotkin V.V. et al., J. Appl. Phys. **128**, 144101 (2020).
2. Volk T.R., Bodnarchuk Ya.V., Gainutdinov R.V. et al., Appl. Phys. Lett. **117**, 052902 (2020).



## **Метод формирования регулярных доменных структур с использованием жидких электродов и ультрафиолетовых лазерных импульсов**

**В.В. Крутов, А.С. Сигов**

*МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия*  
*e-mail: [v.krutov@mirea.ru](mailto:v.krutov@mirea.ru)*

Сегнетоэлектрические регулярные доменные структуры (РДС) весьма востребованы для создания преобразователей частоты лазерного излучения, оптических генераторов со сверхшироким спектром, в ВЧ акустоэлектронике, а также в гибридных технологиях. Доклад посвящён развитию высокопроизводительной технологии формирования регулярных доменных структур с использованием интерферирующих волн, однородного электрического поля и жидких электродов [1, 2]. Технология характеризуется рекордно малыми временными затратами, что повышает её конкурентоспособность применительно к производству гибридных фотонных интегральных схем.

Технология позволяет отказаться от нанесения структурированной металлической пленки-электрода на поверхность сегнетоэлектрика, а также от сканирования поверхности каким-либо зондом (иглой кантилевера АСМ, фокусированным лазерным или электронным лучом). Методы сканирования - длительные процессы.

Для тонких субмикронных плёнок время жизни РДС составляет не более 1 месяца [3]. Значительно более стабильными являются РДС, сформированные в плёнках и гребенчатых волноводах толщиной 4-8 мкм и более [3, 4, 5]. Разрабатываемая нами технология обеспечивает формирование на заданную глубину стабильных РДС, причём, за короткое время, соизмеримое с длительностью переключения поляризации в сегнетоэлектрике.

Дано обоснование выбора рабочего диапазона длительности интерферирующих импульсов УФ лазера. Состав технологической установки дополнен акустооптическим дефлектором, обеспечивающим управление длительностью лазерных импульсов и подстройку несущей частоты УФ излучения (в диапазоне до 600 МГц). Технология универсальна по отношению к сегнетоэлектрикам с различной степенью проявления эффектов двулучепреломления и фотопроводимости и ориентирована на формирование РДС высокого качества в таких сегнетоэлектриках, как  $LiNbO_3$ ,  $MgO:LiNbO_3$ ,  $KTiOP_4$ ,  $Rb:KTiOP_4$ ,  $LiNb_{1-x}Ta_xO_3$ ,  $PZT$ .

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Krutov V.V., Sigov A.S. *Ferroelectrics*, **592**:1, 37 (2022).
2. Крутов В.В., Сигов А.С. *Russ. Technol. J.* **10**(5): 73 (2022).
3. Shao G.H., Bai Y.H., Cui G.X., et al. *Aip Advances*, **6**(7), 075011 (2016).
4. Pecheur V., Porte H., Hauden J., et al. *OSA Continuum*, **4**(5), 1404 (2021).
5. Berry S.A., Carpenter L.G., Gray A.C., et al. *OSA Continuum*, **2**(12), 3456 (2019).

## **Создание доменных структур в кристаллах ниобата лития при помощи ультракоротких лазерных импульсов**

**Б.И. Лисых, М.С. Кособоков, А.В. Ефимов, Д.К. Кузнецов, В.Я. Шур**

*Институт Естественных Наук и Математики, Уральский Федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия*

*e-mail: [boris.lisikh@urfu.ru](mailto:boris.lisikh@urfu.ru)*

Интерес к использованию сегнетоэлектриков обусловлен возможностями создания на их основе микрорезонаторов [1], а также преобразователей частот лазерного излучения [2] и пьезоактюаторов [3] со стабильными микро- и нано-доменными структурами заданной геометрии. Создание доменов ультракороткими лазерными импульсами представляет собой новый перспективный метод, позволяющий реализовать переключение в объеме и создавать трёхмерные доменные структуры.

Кристаллы ниобата лития широко применяются в фотонике, благодаря выдающимся нелинейно-оптическим и электрооптическим свойствам. В работе исследовался ниобат лития, легированный MgO (MgO:LN), обладающий меньшими пороговыми полями переключения и более высоким порогом оптического пробоя.

Для локальной лазерной записи монодоменные пластины MgO:LN толщиной 1 мм, вырезанные перпендикулярно полярной оси, закреплялись на моторизованном столике. В качестве источника лазерного излучения использовалась Yb-волоконная система TETA-10 (Avesta, Россия) с длиной волны 1030 нм при длительности импульсов 240 фс, частоте 100 кГц и энергиях импульсов от 2.7 до 12 мкДж. Излучение распространялось вдоль полярной оси и фокусировалось в объеме при помощи микрообъектива (50x, NA = 0.65).

Для визуализации треков и доменов в объеме использовались три взаимодополняющих метода: (1) оптическая микроскопия (Olympus BX-61, Olympus, Япония), (2) конфокальная микроскопия генерации второй гармоники типа Черенкова (Ntegra Spectra, NT-MDT, Россия), (3) сканирующая электронная микроскопия (EVO LS 10, Carl Zeiss, Германия) после селективного химического травления.

Показано, что в результате облучения в объеме формировались микротреки - модифицированные области кристалла длиной около 50 мкм. Использование оптимальных значений глубины фокусировки и энергии импульсов позволило реализовать рост сегнетоэлектрических доменов от микротреков в направлении источника излучения. Домены, проросшие до полярной поверхности, имели шестиугольную форму, характерную для кристаллов ниобата лития. Образование и рост доменов отнесены за счет воздействия пространственно неоднородного пироэлектрического поля, возникающего при охлаждении после локального нагрева лазерными импульсами [4,5].

Полученные результаты представляют интерес для развития методов доменной инженерии для применений в фотонике, поскольку позволяют создавать периодические доменные структуры без приложения электрического поля.

Исследование выполнено с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития УрФУ в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Lin J., Xu Y., Fang Z. et al., *Sci. Rep.* **5**, 8072 (2015).
2. Chen X., Karpinski P., Shvedov V. et al., *Opt. Lett.* **41**, 2410 (2016).
3. Greshnyakov E.D., Pryakhina V.I., Lisikh B.I. et al. *Ferroelectrics* **592**, 26 (2022).
4. Shur V.Ya., Kosobokov M.S., Makaev A.V. et al., *Acta Mater.* **219**, 117270 (2021)
5. Lisikh B.I., Kosobokov M.S., Efimov A.V. et al., *Ferroelectrics* **604**, 47-52 (2023).

## Процессы переключения и проводимость керамики ниобата натрия

М. Али<sup>1</sup>, Н.Е. Малышева<sup>2</sup>, О.В. Малышкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: Olga.Malyshkina@mail.ru

<sup>2</sup> Военная академия воздушно-космической обороны имени Маршала Советского Союза Г.К. Жукова, 170100, Тверь, Россия

В работе проведены сравнительные исследования в широком температурном интервале (от 30 до 600 °С) процессов переключения (по петлям диэлектрического гистерезиса) и комплексной проводимости керамики ниобата натрия (NN) твердофазный синтез материала для получения которой осуществлялся тремя различными способами: одиночный синтез при температуре 650°С (NN650) или 700°С (NN700); и двойной синтез (NN700-700) – оба при 700°С.

Температурные исследования петель диэлектрического гистерезиса показали, что формовка петель в процессе нагрева у образца NN650 начинается при температуре 96°С (рис. 1 в), у NN700 при 125°С. Рост переключаемой поляризации, по всей видимости, обусловлен уменьшением величины коэрцитивного поля. При дальнейшем повышении температуры наблюдалось общее «сужение» петли диэлектрического гистерезиса, за счет падения напряжения на образце, у образца NN650 оно начиналось при температуре 130°С (рис. 1 г), у NN700 при 150°С. У образца NN700-700 раскрытие петель в процессе нагрева не наблюдалось, а начиная с температуры 200°С, формировался эллипс потерь.

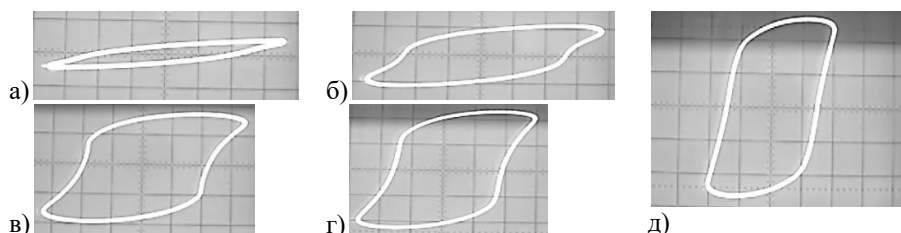


Рис. 1. Петли диэлектрического гистерезиса керамики NN650,  $f_{AC} = 400$  Гц. Температура измерения (°С): 80 (а), 95,5 (б), 96(в), 130 (г) и 190 (д).

Для проверки вопроса о возможном влиянии проводимости на процессы переключения были измерены (с помощью фазочувствительного измерителя иммитанса ВЕКТОР-175) и проанализированы температурные и частотные зависимости действительной части комплексной проводимости  $\sigma'(f)$ . Различия частотных зависимостей  $\sigma'(f)$  от условия синтеза материала NN выявлено не было. Для анализа температурных зависимостей действительной части комплексной проводимости, был выбран частотный диапазон 1 Гц – 500 Гц соответствующий, во-первых, диапазону, в котором отсутствует вклад в проводимость динамической составляющей и, во-вторых, частоте измерения петель диэлектрического гистерезиса. Проведенные исследование не выявили явных аномалий в температурном интервале, соответствующему началу искажения петель диэлектрического гистерезиса. Наблюдалось только плавное увеличение проводимости с ростом температуры. В связи с этим был проведен анализ не только действительной, но и мнимой частей комплексной проводимости (рис. 2). Установлено, что вклад проводимости начинает приводить к искажению петли диэлектрического гистерезиса, когда действительная часть комплексной проводимости начинает преобладать над мнимой.

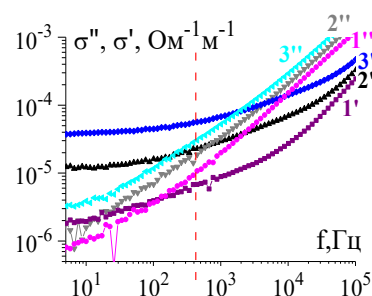


Рис. 2. Частотная зависимость действительной (кривые 1', 2', и 3') и мнимой (кривые 1'', 2'', и 3'') частей проводимости керамики NN650. Кривые 1 – 130°С, 2 – 190°С, 3 – 240°С. Пунктир – частота 400 Гц

**Исследование взаимодействия с доменной стенкой доменов,  
созданных облучением ниобата лития ионным пучком**  
Е.А. Пашнина, А.С. Слаутина, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, Д.С. Чезганов,  
В.Я. Шур

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [elena.pashnina@urfu.ru](mailto:elena.pashnina@urfu.ru)

Локальное переключение поляризации зондом сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) или сфокусированным пучком заряженных частиц является перспективным методом исследования доменной структуры сегнетоэлектриков, так как позволяет анализировать рост доменов на субмикронном уровне. Особый интерес представляет изучение особенностей взаимодействия доменов. В данной работе проведено исследование взаимодействия доменов, сформированных при переключении поляризации сфокусированным ионным пучком, со стенкой полосового домена.

Локальное переключение проводилось в покрытых слоем фоторезиста пластинах ниобата лития конгруэнтного состава (CLN) с регулярной доменной структурой (РДС), состоящей из полосовых доменов шириной 9.5 мкм. РДС создавалась двумя способами: (1) посредством приложения поля с помощью периодических электродов (*e-field РДС*) и (2) облучением ионным пучком (*i-beam РДС*). Для изучения влияния степени экранирования время, прошедшее с момента создания РДС до момента облучения, составляло около трех месяцев для *e-field РДС* и около трех секунд для *i-beam РДС*.

Точечное облучение образца проводилось по матрице с периодом 4 мкм. При облучении вблизи стенки полосового домена было выявлено два типа изменений доменной структуры: (1) искажение формы стенки в результате слияния доменов при облучении вблизи стенки, (2) искривление стенки при облучении внутри полосового домена. Показано, что во втором случае величина максимального смещения стенки линейно растет с уменьшением расстояния от точки облучения до стенки. В отличие от локального переключения зондом СЗМ [1], в области облучения и в области искажения стенки полосового домена образуются ансамбли нанодоменов с плотностью около 0.5 мкм<sup>-2</sup>. Эффект отнесен за счет самопроизвольного обратного переключения под действием остаточного деполяризующего поля после релаксации заряда, инжектированного ионным пучком в слой фоторезиста. При этом наличие слоя фоторезиста затрудняет движение доменной стенки [2]. Показано, что незаэкранированное деполяризующее поле полосового домена *i-field РДС* структуры приводит к уменьшению глубины доменов более чем в два раза. Установлено, что домены, сформированные на расстоянии менее 2 мкм от стенки, сливаются с полосовым доменом на глубине около 10 мкм.

Полученные результаты имеют важное значение для развития методов доменной инженерии.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-10160) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ievlev A.V., Morozovska A.N., Shur V.Ya., et al., Phys. Rev. **91**, 214109 (2015).
2. Shur V.Ya., Kosobokov M.S., E.A. Mingaliev, et al., J. Appl. Phys. **119**, 144101 (2016).

## **Особенности релаксации гармоник тока переполаризации кристалла $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$ в сегнетоэлектрической фазе после электрического отжига**

В.В. Горбатенко<sup>1</sup>, Б.Н. Прасолов<sup>2</sup>, Н.В. Даценко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный технический университет, 394026, Воронеж, Россия

<sup>2</sup>ООО «Инвестиции и технологии», 394026, Воронеж, Россия

e-mail: [vlgorbatenko@mail.ru](mailto:vlgorbatenko@mail.ru)

<sup>3</sup>Воронежский государственный университет инженерных технологий, 394036, Воронеж, Россия

Известно, что в исследуемых образцах сегнетоэлектрических кристаллов, вследствие приложения к ним переменного электрического поля  $E(t) = E_m \sin \omega_0 t$  частотой  $\omega_0$  и амплитудой  $E_m$ , достаточной для полной монодоменизации образца, возникает ток сложной периодической формы, плотность которого описывается рядом Фурье:

$$J_x(t) = \sum_{k=1}^{\infty} J_k \cos(k\omega_0 t - |\varphi_k|) \quad \text{где } k \text{ – номера гармоник ряда Фурье, } J_k \text{ – амплитуда } k\text{-}$$

гармоники плотности тока,  $\varphi_k$  – углы сдвига фаз между соответствующими гармониками тока и их реактивными составляющими. Во время изотермической выдержки исследуемого образца кристалла  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  при температуре  $T = T_c - 2,5$  К ( $T_c$  - точка Кюри) методом гармонического анализа [1] временной зависимости плотности тока  $J_x(t)$  определены  $J_k$  и  $\varphi_k$ . Процесс переполаризации исследуемого образца проводился в сегнетоэлектрической фазе под действием  $E(t)$  частотой 0,3 Гц и амплитудой  $E_m = 1,6 \cdot 10^5$  В/м, достаточной для полной монодоменизации образца. При помощи пакета прикладных программ Mathcad синтезированы временные зависимости  $J_x(t)$  и временные зависимости реактивной  $J_c(t)$  слагающей и активной  $J_g(t)$  слагающей плотности тока  $J_x(t)$ . Электрический отжиг [2] производился при изотермической выдержке исследуемого образца кристалла  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  путем подключения переменного электрического поля ( $E_{\sim}$ ) с частотой порядка 20 кГц и амплитудой выше коэрцитивного поля ( $E_K$ ). Известно [2], что воздействие поля  $E_{\sim}$  на образец приводит к уменьшению  $E_K$ , что подтверждает процесс освобождения доменных границ (ДГ) от дефектов. После выключения  $E_{\sim}$  происходит увеличение  $E_K$ , то есть обратный процесс - процесс закрепления ДГ дефектами. Установлено, что после отключения  $E_{\sim}$  наблюдается релаксация амплитуд гармоник  $J_g$  и  $J_c$ , а релаксация амплитуд гармоник  $J_x$  не наблюдается. Таким образом, экспериментально установлено, что в процессе релаксации доменной структуры амплитуды гармоник  $J_x$  остаются постоянными, а соответствующие им углы  $\varphi_k$  увеличиваются после отключения  $E_{\sim}$ .

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Харкевич А.А. Спектры и анализ (М. ГИФМЛ), 288 (1962).
2. Горбатенко В.В., Прасолов Б.Н., Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 1255 (2016).

## **Пьезоэлектрический гистерезис и релаксационные процессы в сегнетокерамике в слабых электрических полях**

И.А. Швецов, Н.А. Швецова, Е.И. Петрова,  
А.Н. Резниченко, Д.И. Макарьев, А.Н. Рыбьянец  
*Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*  
*e-mail: [anrez@sfedu.ru](mailto:anrez@sfedu.ru)*

Изучение процессов ориентации доменов в сегнетоэлектрической керамике и кристаллах под действием постоянного электрического поля чрезвычайно важно как для оценки свойств материалов, так и для практического использования этих материалов в устройствах. Стандартные методы исследования полевых зависимостей свойств сегнетоэлектриков широко используются для оценки спонтанной и остаточной поляризации, а также для изучения процесса ориентации доменов в сильных электрических полях. Однако эти методы, очевидно, не работают при изучении переходных процессов и релаксационных явлений в сегнетокерамике под действием слабых постоянных электрических полей [1].

В настоящей работе исследованы релаксационные процессы и пьезоэлектрический гистерезис в сегнетоэлектрической керамике, индуцированные слабым постоянным электрическим полем. В качестве объекта исследования была выбрана пьезокерамика типа ЦТС состава  $Pb_{0.95}Sr_{0.05}Ti_{0.47}Zr_{0.53}O_3 + 1\% Nb_2O_5$ . Для экспериментов использовались тонкие диски из горячепрессованной пьезокерамики (диаметр 10 мм и толщина 0.25 мм). Пьезокерамические элементы поляризовались на воздухе путем приложения к серебряным электродам постоянного электрического поля (~1 кВ/см) при нагреве выше температуры Кюри (~290°C) и охлаждении до комнатной температуры. Последовательные прецизионные измерения и анализ пьезорезонансных спектров при воздействии постоянного электрического поля были выполнены с использованием анализатора импеданса Agilent 4294A с интегрированным модулем постоянного напряжения. Измерения проводились в области слабых постоянных электрических полей ( $\pm 40$  В), значительно меньших коэрцитивного поля. Шаг изменения напряжения был выбран равным 20 В при числе циклов равно 5. Время выборки спектров импеданса было равно 3 секунд.

В результате анализа полученных зависимостей установлено, что пьезоэлектрический гистерезис и релаксационный характер временных зависимостей комплексных параметров исследуемой пьезокерамики под действием слабого постоянного электрического поля обусловлен обратимыми 90°-поворотами доменов, а также трансформацией объемного заряда. Сравнение различных методов характеристики сегнетокерамики при внешних воздействиях показало, что разработанный метод, основанный на анализе пьезорезонансных спектров, позволяет получить более достоверные данные и уточнить механизмы релаксационных и переходных процессов в сегнетокерамике с учетом несинфазного отклика материала на внешние воздействия.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ [Государственное ассигнование в сфере научной деятельности № FENW-2023-0015/(Г30110/23-08-ИФ)].

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Швецов И.А., Луговая М.А., Швецова Н.А., Петрова Е.И., Рыбьянец А.Н., Письма в ЖТФ **46** (4), 368 (2020).

## **Процессы переключения и сегнетоэлектрический гистерезис в плотной и пористой пьезокерамике системы ЦТС**

Н.А. Швецова, И.А. Швецов, Е.И. Петрова,  
П.А. Абрамов, М.Г. Константинова, А.Н. Рыбьянец  
Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [arybyanets@gmail.com](mailto:arybyanets@gmail.com)

Сегнетоэлектрики представляют собой технологически важный класс материалов, которые используются в датчиках, исполнительных механизмах и ультразвуковых преобразователях. За исключением некоторых специальных приложений, электромеханический гистерезис является нежелательным. Исследование гистерезиса может дать ценную информацию о различных физических процессах, происходящих в сегнетоэлектрических материалах, например, о релаксации пространственного заряда, процессе ориентации доменов, упорядочении дефектов. Интерес к пористой керамике в последние годы связан с растущим спросом на определенные свойства и особенности, которые обычно не могут быть достигнуты их плотными аналогами [1]. Однако влияние пористости на поведение сегнетоэлектриков при переключении поляризации, которое является фундаментальным физическим процессом, определяющим их функциональные свойства, остается малоизученным.

В настоящей работе исследованы особенности процессов переключения и электромеханического гистерезиса в пористой пьезокерамике типа ЦТС в сравнении с плотной пьезокерамикой того же состава. В качестве объекта исследования выбрана плотная и пористая пьезокерамика типа ЦТС состава  $\text{PbTi}_{0.45}\text{Zr}_{0.53}(\text{W}_{1/2}\text{Cd}_{1/2})_{0.02}\text{O}_3$  с относительной пористостью от 0 до 40% и средним размером пор 10 - 30 мкм. Сегнетоэлектрические петли поляризации и деформации регистрировались в биполярных электрических полях от 0 до 5 кВ/мм в диапазоне частот 0.01 - 5 Гц. Измерения и анализ были выполнены с помощью системы электромеханических измерений (STEPHV) и программы определения электромеханического отклика (STEP) от TASI Technical software Inc., сочетающих моделирование механического и электрического поведения сегнетоэлектрических материалов в сильных полях.

Анализ петель поляризации ( $P = f(E)$ ) и деформации ( $S = f(E)$ ) позволил получить полные наборы параметров, характеризующих процессы переключения и поведения сегнетоэлектрического гистерезиса пористой и плотной пьезокерамики, а также выяснить влияние пористости на поляризационный отклик сегнетоэлектрических материалов. Показано, что различия в характере переключения плотной и пористой пьезокерамики обусловлены особенностями доменной структуры и микроструктуры пористой пьезокерамики. Полученная информация позволяет по-новому взглянуть на интерпретацию физических свойств пористых сегнетоэлектрических материалов и использовать ее в будущих разработках сегнетоэлектрических материалов для пьезоэлектрических датчиков, исполнительных механизмов, устройств сбора энергии и ультразвуковых преобразователей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ [Государственное ассигнование в сфере научной деятельности № FENW-2023-0015/(Г30110/23-08-ИФ)].

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Rybyanets A.N., IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. **58**, 1492 (2011).

## **Формирование регулярной доменной структуры и преобразование длины волны в ниобате лития, модифицированном методом протонного обмена**

**Е.Д. Савельев<sup>1,2</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>, А.С. Слаутина<sup>1</sup>, Л.В. Гимадеева<sup>1</sup>, Н.  
Tronche<sup>2</sup>, F. Doutre<sup>2</sup>, T. Lunghi<sup>2</sup>, P. Baldi<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [evgeny.savelyev@urfu.ru](mailto:evgeny.savelyev@urfu.ru)*

<sup>2</sup> *Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice, 06200, Nice, France*

Ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ , CLN) является одним из наиболее широко используемых в нелинейной и интегральной оптике сегнетоэлектрических кристаллов, благодаря высоким значениям электрооптических и нелинейно-оптических коэффициентов и высокой температуре фазового перехода. Для применений в области телекоммуникаций и квантовой оптики в CLN создаются оптические волноводы. Одним из наиболее распространенных методов создания волноводов является метод мягкого протонного обмена (soft proton exchange, SPE) [1]. Создание регулярных доменных структур (РДС) в монокристаллах CLN позволяет реализовать условия фазового квазисинхронизма для высокоэффективных нелинейно-оптических преобразований лазерного излучения. Важное практическое значение имеет создание оптических волноводов с регулярной доменной структурой для преобразования длины волны лазерного излучения, что требует исследования кинетики доменной структуры в кристаллах SPE CLN.

В работе изучен аномальный рост полосовых доменов на Z- полярной поверхности при переключении поляризации в монокристаллах SPE CLN, который отнесен за счет неэффективного экранирования деполяризующего поля, вызванного наличием диэлектрического зазора. Измерены зависимости пороговых полей образования доменов на Z- полярной поверхности от длительности процесса протонного обмена [2]. Наблюдаемое аномальное уменьшение пороговых полей в результате проведения мягкого протонного обмена отнесено за счет формирования связанного внутреннего поля, вызванного наличием градиента состава в приповерхностном слое [2]. Показано, что величина градиента состава в приповерхностном слое растет с увеличением длительности протонного обмена, что приводит к уменьшению порогового поля.

Обнаружен эффект формирования квазипериодических доменных структур при росте полосовых доменов от плоской доменной стенки. Эффект отнесен за счет электростатического взаимодействия несквозных полосовых доменов. Показана возможность создания стабильной регулярной доменной структуры с периодом 500 нм переключением поляризации зондом сканирующего зондового микроскопа.

Получено излучение с длиной волны 374 нм методом генерации второй гармоники в кристалле легированного магнием ниобата лития с регулярной доменной структурой с периодом 2 мкм, созданной сканированием сфокусированным электронным пучком [3].

Исследование выполнено с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. №2968), поддерживаемом Министерством науки и высшего образования РФ в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Chanvillard L., Aschiéri P., Baldi P. et al., Applied Physics Letters **76**, 1089 (2000).
2. Savelyev E., Akhmatkhanov A., Kosobokov M. et al., Crystals **13**, 72 (2023).
3. Savelyev E.D., Akhmatkhanov A.R., Chezganov D.S. et al., Ferroelectrics **576**, 50 (2021).



## **Бездивергентные поляризационные текстуры в одноосных сегнетоэлектриках**

**Ю.А. Тихонов<sup>1</sup>, А.Г. Разумная<sup>2,3</sup>, И.А. Лукьянчук<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Отдел кристаллофизики НИИ физики ЮФУ, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [tikhonov.yuri@yandex.ru](mailto:tikhonov.yuri@yandex.ru)*

<sup>2</sup>*Институт Йозефа Стефана, 1000, Любляна, Словения*

<sup>3</sup>*Физический факультет ЮФУ, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

<sup>4</sup>*Университет Пикардии им. Жюль Верна, 80039, Амьен, Франция*

Традиционно считалось, что нарушения непрерывности поляризации неизбежны в одноосных сегнетоэлектриках, где возможны только две противоположные полярные ориентации. Приведенные результаты исследований монокристалла германата свинца (PbO) показывают, что нарушения непрерывности поляризации могут быть устранены на доменных стенках типа «голова-к-голове» и «хвост-к-хвосту» путем взаимной бифуркации доменов, с образованием нестандартной диполярной топологии.

Для исследования микроструктуры PbO была использована томографическая пьезоэлектрическая силовая микроскопия, проводящая атомно-силовая микроскопия, зондовая силовая микроскопия кельвина и фазово-полевое моделирование с использованием функционала свободной энергии Гинзбурга-Ландау. По результатам исследований методами проводящей атомно-силовой микроскопии и зондовой силовой микроскопии кельвина не было выявлено никаких признаков проводимости или изменения поверхностного потенциала в области доменных стенок. Томографическая пьезоэлектрическая силовая микроскопия позволила установить, что микроструктура PbO содержит множество седловых точек на доменных стенках. Фазово-полевое моделирование позволило обнаружить самоподобную конфигурацию текстуры поляризации с ветвящимися доменами. Связанный заряд оказывается исчезающе малым в области доменных стенок, где он должен быть большим. Он компенсируется зарядом индуцированным поперечными компонентами поляризации. Противоположно направленные домены оказались разделены доменными стенками, которые представляют собой односвязное топологическое многообразие. Основным структурным элементом сети доменов являются два встречающихся противоположно направленных домена, которые принимают V-образную форму для избегания столкновения и образования связанных зарядов.

Таким образом, устранение связанных зарядов, возникающих в доменных стенках типа «голова-к-голове» и «хвост-к-хвосту», обнаружено в PbO. Устранение нарушений непрерывности поляризации вследствие бифуркаций приводит к исчезновению связанных зарядов и проводимости доменных стенок в PbO. Рассмотренные результаты применимы к другим одноосным сегнетоэлектрикам и придают новый импульс к изучению топологических текстур в сегнетоэлектриках.

## Формирование самоорганизующихся массивов доменов в монокристалле триглицинсульфата при сканировании зондом СЗМ

А.П. Турыгин<sup>1</sup>, М.С. Кособоков<sup>1</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>,

О.Н. Сергеева<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [anton.turygin@urfu.ru](mailto:anton.turygin@urfu.ru)

<sup>2</sup> Тверской Государственный Университет, 170000 Тверь, Россия.

Триглицинсульфат ( $[\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}]_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ , ТГС) – один из наиболее интенсивно исследуемых сегнетоэлектриков, который используется для создания высокочувствительных инфракрасных приемников и детекторов из-за высоких диэлектрических и пироэлектрических свойств [1]. ТГС имеет сравнительно низкую температуру Кюри  $T_C \approx 49,7^\circ\text{C}$ . Дейтерирование ТГС приводит к повышению температуры Кюри (до  $62^\circ\text{C}$ ) и улучшению пироэлектрических свойств [2,3].

Исследовались кристаллы полярного среза дейтерированного триглицинсульфата (ДТГС) с 80% замещения дейтерием. Для исследования роста доменов при локальном переключении путем сканирования зондом СЗМ с постоянным напряжением -100 В была создана монодоменная область размером  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>. Показано, что форма доменов, создаваемых при локальном переключении, зависит от напряжения (рис.1а). Цепи изолированных доменов округлой формы появлялись при напряжении ниже 100 В. Средний период домена линейно возрастал с напряжением (рис. 1б). Слияние доменов приводило к образованию полосовых доменов при напряжениях выше 150 В.

Полученные результаты отнесены за счет формирования гребневых доменов [4] в результате сканирования и их частичного обратного переключения, приводящего к образованию цепей изолированных доменов.

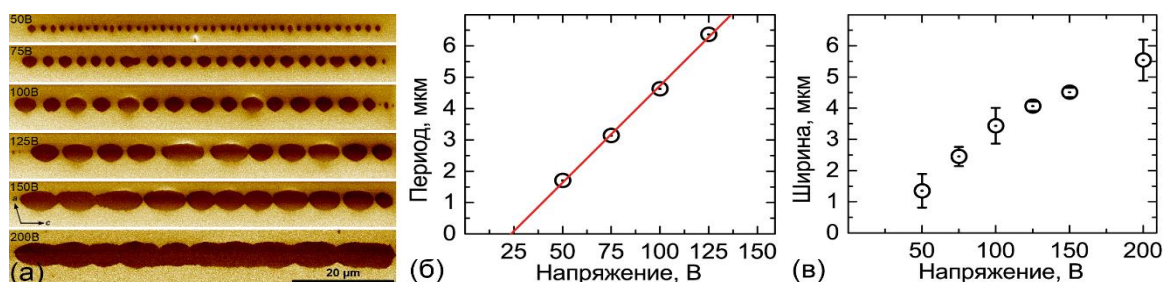


Рис. 1. (а) Изображения доменов, созданных при сканировании зондом СЗМ вдоль оси  $c$ . Зависимости от напряжения (б) периода, и (в) размера домена, перпендикулярного направлению  $c$ . Температура  $30^\circ\text{C}$ , скорость сканирования 1 мкм/с.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 19-12-00210) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. K. Batra, P. Guggilla, D. Cunningham et al., *Physica B*, **371**, 210(2006).
2. Felix P., Gamot P., Lacheau P. et al., *Ferroelectrics*, **17**, 543 (1977).
3. He H., Liu X., Hanc E. et al., *J. Mater. Chem. C*, **8**, 1494 (2020).
4. Shur V.Ya., Kosobokov M.S., Makaev A.V. et al., *Acta Mater.* **219**, 117270 (2021).

## Эволюция доменной структуры при локальном переключении поляризации на неполярном срезе триглицинсульфата

А.П. Турыгин<sup>1</sup>, В.А. Шихова<sup>1</sup>, М.С. Кособоков<sup>1</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>,  
О.Н. Сергеева<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [anton.turygin@urfu.ru](mailto:anton.turygin@urfu.ru)

<sup>2</sup> Тверской Государственный Университет, 170000 Тверь, Россия.

Триглицинсульфат  $[\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}]_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$  (ТГС) является классическим водородсодержащим сегнетоэлектриком, который обладает высокими диэлектрическими и пьезоэлектрическими свойствами и широко используется для создания высокочувствительных инфракрасных приемников и детекторов [1,2]. Кристаллическая решетка ТГС относится к моноклинной сингонии, а спонтанная поляризация  $P_s$  направлена вдоль оси  $b$ . ТГС имеет сравнительно низкую температуру Кюри  $T_C \approx 49.7^\circ\text{C}$ .

В работе исследовались образцы неполярного  $a$  среза дейтерированного триглицинсульфата (ДТГС) с  $T_C \approx 59^\circ\text{C}$ , что соответствует 80% замещения дейтерием. Исследуемые образцы  $a$  среза были вырезаны из исходного кристалла и тщательно отполированы.

Исходная доменная структура, возникшая после фазового перехода, состоит из  $180^\circ$  антипараллельных полосовых доменов (рис. 1а). Приложение прямоугольных импульсов приводило к формированию с двух сторон от зонда доменов, вытянутых в полярном направлении (рис. 1б). Обнаружено, что ширина переключенной области линейно зависит от амплитуды переключающего импульса (рис. 1в) и как корень – от длительности (рис. 1г). Показано, что рост переключенной области в ширину может быть описан с учетом ограниченного током экранирования движения доменной стенки, как и на полярном срезе ТГС [3].

Полученные результаты демонстрируют существенную роль процессов экранирования при создании периодических доменных структур и открывают путь к дальнейшему совершенствованию методов доменной инженерии.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-10160) с использованием оборудования Уральского ЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Batra A.K., Guggilla P., Cunningham D. et al., *Physica B*, **371**, 210 (2006).
2. He H., Liu X., Hanc E. et al., *J. Mater. Chemistry C*, **8**, 1494 (2020).
3. Turygin A.P., Shikhova V.A., Kosobokov M.S. et al., *ACS Appl. Electron. Mater.*, **4**, 5215 (2022).

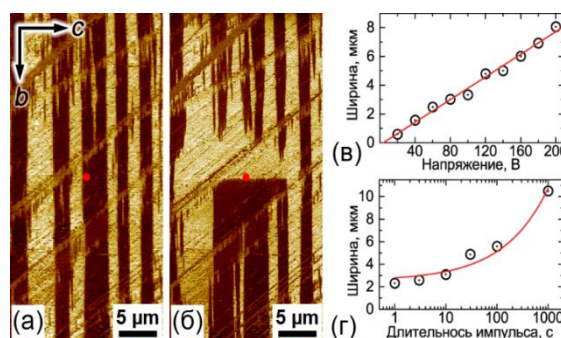


Рис. 1. Локальное переключение на неполярном срезе полидоменного ДТГС: (а) исходная доменная структура, (б) доменная структура, сформированная после переключения импульсом амплитудой 100 В и длительностью 100 с. Зависимости ширины от (в) напряжения ( $t_{sw} = 10$  с) и (г) длительности переключающего импульса ( $U_{sw} = 100$  В) Температура  $30^\circ\text{C}$ .

## **Движение доменной стенки в одноосном кристалле с субмикронной доменной структурой**

М.А. Чувакова, А.Р. Ахматханов, А.С. Слаутина, А.П. Турыгин, В.Я. Шур,  
Е.А. Пашнина

*Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000 Екатеринбург, Россия  
e-mail: [andrey.akhmatkhanov@urfu.ru](mailto:andrey.akhmatkhanov@urfu.ru)*

Проведено исследование особенностей формирования и роста доменов в монокристаллах ниобата лития и танталата лития при переключении поляризации в однородном поле в образце с субмикронной квазирегулярной доменной структурой.

Субмикронная квазирегулярная доменная структура создавалась в образцах ниобата лития, легированного магнием (MgOLN), с помощью облучения сфокусированным электронным пучком, а в образцах танталата лития с составом близким к конгруэнтному (NCLT) переключением поляризации с диэлектрическим слоем фоторезиста на Z-полярной поверхности [1]. Показано, что при переключении поляризации в MgOLN с квазирегулярной доменной структурой кинетика доменной структуры представляет собой движение доменных стенок растущего домена за счет слияния с изолированными доменами квазирегулярной структуры. При этом пороговое поле для начала процесса переключения уменьшается на 3 кВ/мм. Каждый акт слияния растущего домена с доменом меньших размеров (рис. 1) приводит к формированию двух макроступеней на доменной стенке (эшелонов кинков): которые представляют собой сверхбыстрые доменные стенки с различной ориентацией, движущиеся с различными скоростями в противоположных Y направлениях [2].

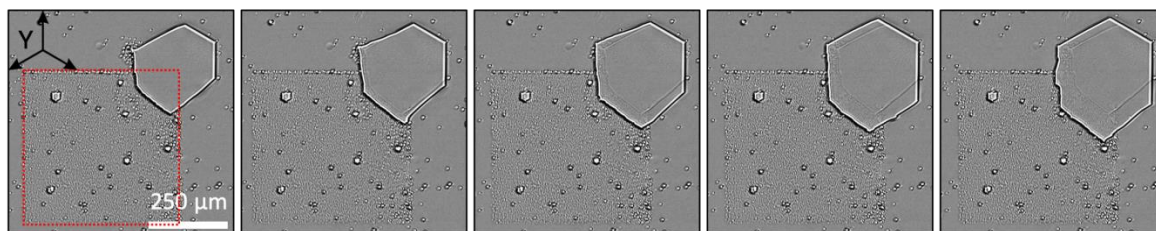


Рис. 1 Кадры видеозаписи кинетики доменной структуры. Интервал между кадрами 0.3 с. Оптическая микроскопия, увеличение 16х. Выделена область с квазирегулярной доменной структурой. Плотность доменов исходной квазирегулярной доменной структуры  $0.5 \text{ мкм}^{-2}$ .

Показано, что кинетика доменной структуры в NCLT с квазирегулярной доменной структурой представляет собой движение доменных стенок за счет слияния с изолированными доменами квазирегулярной доменной структуры. Наблюдается более сильное отклонение доменных стенок от базовых для данного материала X кристаллографических направлений по сравнению с переключением в монодоменном образце. При этом не выявлено значительного уменьшения пороговых полей переключения. Визуализация доменной структуры в объеме с помощью микроскопии генерации второй гармоники показала, что искажения формы макроскопических доменных стенок сохраняются в объеме на всей глубине образца.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-10160) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Chuvakova M.A., Vaskina E.M., Akhmatkhanov A.R. et al, *Ferroelectrics* **496**, 92 (2016).
2. Akhmatkhanov A.R., Kipenko I.A., Esin A.A. et al, *Appl. Phys. Lett.*, **117**, 022903 (2020).
3. Sheng Y., Best A., Butt H., Krolkowski W. et al., *Opt. Express* **18**, 16539 (2010).

## Доменные процессы в аланинсодержащих кристаллах триглицинсульфата

Н.Н. Большакова<sup>1</sup>, А.И. Иванова<sup>1</sup>, В.С. Румянцев<sup>2</sup>, С.С. Шипилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия

<sup>2</sup>Орловский государственный университет имени И.С. Тургенева, 302026, Орел, Россия  
e-mail: [gggffffff33333456@gmail.com](mailto:gggffffff33333456@gmail.com)

Настоящая работа поставлена с целью получения информации о влиянии отжига аланинсодержащих кристаллов триглицинсульфата (АТГС), содержащих марганец и фосфор, на их гистерезисные явления и доменную структуру. Исследуемые образцы содержали 10 мол. % L-α-аланина в растворе, а также марганец и фосфор. Они подвергались отжигу при температуре 90 °С в течение 6 часов с последующим медленным охлаждением.

На рисунке 1 представлены осциллограммы петель диэлектрического гистерезиса, полученные для кристаллов группы АТГС при комнатной температуре.

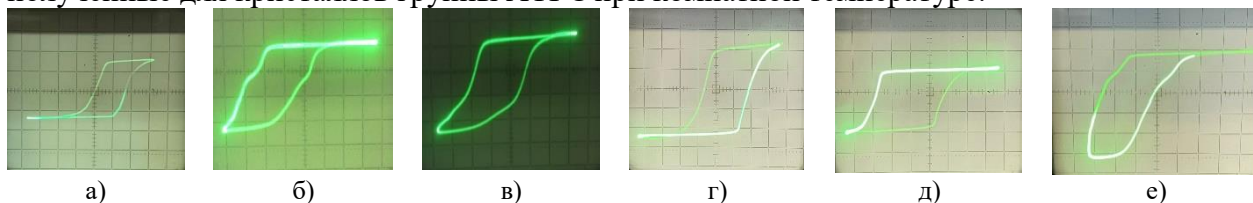


Рис. 1. Осциллограммы петель диэлектрического гистерезиса, полученные для кристаллов группы АТГС при комнатной температуре: до отжига а) АТГС, б) АТГС:Мn<sup>2+</sup>, в) АТГСП; после отжига г) АТГС, д) АТГС:Мn<sup>2+</sup>, е) АТГСП. Одна клетка по вертикали соответствует 0.2 В, по горизонтали – 37 В.

Видно, что петли диэлектрического гистерезиса кристаллов АТГС униполярны и смещены по координатным осям. В результате отжига искажения петель уменьшаются.

После отжига кристаллов, величины эффективной диэлектрической проницаемости и переключаемой поляризации имеют тенденцию к уменьшению, а коэффициент униполярности, коэрцитивное и поле смещения – к росту.

Процессы переключения сегнетоэлектрических кристаллов определяются их доменной структурой. На рисунке 2 представлены изображения доменных структур исследованных кристаллов, полученные с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) JEOL JSM6610LV в режиме вторичных электронов.

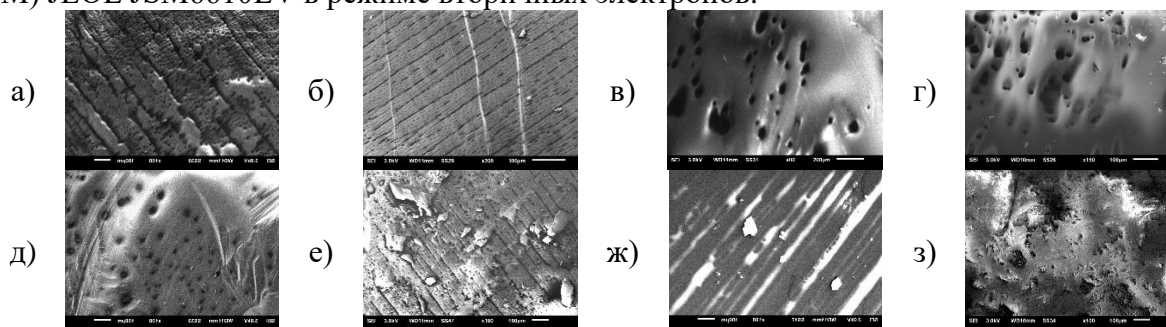


Рис. 2. Изображения доменных структур беспримесного кристалла ТГС(а,д); АТГС(б,е); АТГС:Мn<sup>2+</sup>(в,ж); АТГСП (з,з), полученные с помощью РЭМ при комнатной температуре до и после отжига соответственно

При введении в кристаллы ТГС примесей L-α аланина, марганца и фосфора формируется основная матрица, внутри которой располагаются линзовидные зародыши доменов с противоположной ориентацией вектора спонтанной поляризации. Это соответствует стабилизированному поляризованному состоянию. Нетрадиционное замещение сульфатной группы (SO<sub>4</sub>)<sup>2-</sup> на (PO<sub>4</sub>)<sup>3-</sup> и части глицина на аланин приводит к получению в кристаллах триглицинсульфата устойчивой униполярности.

## **Кинетика доменной структуры монокристаллов ортованадата кальция при переключении поляризации серией импульсов однородного электрического поля**

**В.В. Южаков<sup>1</sup>, Е.В. Шишкина<sup>1</sup>, М.А. Чувакова<sup>1</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>,  
М.С. Небогатилов<sup>1</sup>, Э.А. Линкер<sup>1</sup>, Л.И. Ивлева<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,  
620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [vladimir.juzhakov@urfu.ru](mailto:vladimir.juzhakov@urfu.ru)*

<sup>2</sup> *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия*

Ортованадат кальция  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  (CVO) является высокотемпературным одноосным сегнетоэлектриком с температурой Кюри  $1110 \pm 10^\circ\text{C}$  [1]. Номинально чистые и легированные редкоземельными элементами монокристаллы CVO обладают нелинейно-оптическими свойствами, что делает их перспективными материалами для генерации второй гармоники [2,3]. Создание периодической доменной структуры позволит существенно улучшить эффективность преобразования частоты лазерного излучения, что обуславливает актуальность исследования эволюции доменной структуры в CVO.

Исследовались пластины CVO толщиной 0.4 мм, вырезанные перпендикулярно полярной оси. Переключение поляризации производилось при повышенной температуре сериями импульсов электрического поля напряженностью до 5 кВ/мм и длительностью от 20 до 500 мкс. Производилась *in situ* оптическая визуализация эволюции доменной структуры с одновременной регистрацией тока переключения. Для визуализации доменов в объеме использовалась сканирующая конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния и микроскопия генерации второй гармоники [4].

Переключение поляризации в кристалле CVO с исходной доменной структурой, состоящей из расположенных в объеме доменов с заряженными доменными стенками (ЗДС), происходило за счет образования выступов на ЗДС с их последующего роста в полярном направлении. Форма и размеры появляющихся на поверхности изолированных доменов не изменялись при дальнейшем переключении. Таким образом образовывались стабильные домены с нейтральными вертикальными стенками. После прекращения приложения импульсов поля наблюдалось аномальное появление доменов на полярной поверхности [5]. Этот факт свидетельствует о том, что приложение серии импульсов поля при повышенной температуре приводит к переходу ЗДС в неустойчивое состояние и самопроизвольному образованию выступов и дискретному переключению под действием остаточного деполяризующего поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание FEUZ-2023-0017) с использованием оборудования Уральского ЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Glass A.M. et al., *Ferroelectrics* **17**, 579 (1978).
2. Bechthold P.S., Liebertz J., *Optics Communications* **27**, 393 (1978).
3. Voronina I.S., Voronov V.V., Dunaeva E.E. et al., *J. Crystal Growth* **555**, 125965 (2021).
4. Sheng Y., Best A., Butt H., Krolkowski W. et al., *Optics Express* **18** (16) 16539 (2010).
5. Yuzhakov V.V., Chuvakova M.A., Shishkina E.V. et al., *Ferroelectrics* **604**(1), 99 (2023).

Секция «Мультиферроики и  
магнитные материалы»



## Структура и *ac*-проводимость Sm допированного феррита висмута

С.А. Садыков<sup>1,2</sup>, Н.М. Алиханов<sup>1,2</sup>, С.Н. Каллаев<sup>1</sup>, М.Р. Джамалудинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики ДФИЦ РАН, 367000, Махачкала, Россия.

e-mail: [ssadyk@yandex.ru](mailto:ssadyk@yandex.ru)

<sup>2</sup>Дагестанский государственный университет, 367000, Махачкала, Россия.

Исследованы структура и *ac* – проводимость керамики  $B_{1-x}Sm_xFeO_3$  ( $x=0.05-0.20$ ), синтезированной по технологии искрового плазменного спекания нанопорошка. Рентгеноструктурные исследования показали, что в составе с  $x=0.1$  сосуществуют две фазы: ромбоэдрическая *R3c* и орторомбическая *Pbam*. Измерения проводимости проводились в диапазоне частот 1 кГц – 1 МГц в интервале температур 25 – 500 °С (рис.1). Выявлено уменьшение токов утечки с увеличением концентрация Sm при температурах до 300 °С. В этой температурной области наблюдается сильная частотная дисперсия  $\sigma_{ac}$ , тогда как при более высоких температурах (вблизи температуры Нееля) проводимость практически перестает зависеть от частоты, которую можно идентифицировать как *dc*-проводимость.

По наклону кривых  $\ln\sigma = f(1/T)$  спектра проводимости  $\sigma_{ac}$  определены энергии активации  $E_a$  носителей заряда. Анализ значений  $E_a$  указывает на: электронный прыжковый механизм проводимости в зернах < 230 °С; смешанный ионно-поляронный механизм по границам зерен и в зернах в диапазоне 230 – 300 °С, перескоки носителей заряда через энергетическую щель выше 300 °С.

Обсуждается роль кислородных вакансий в проводимости. Вид зависимости  $\sigma_{ac}(T)$  при различных температурах указывает на ее термоактивационный характер, причем энергия активации  $E_a$  уменьшаются с ростом частоты. Анализ частотной зависимости проводимости  $\sigma_{ac}(\omega)$  при различных температурах проведен на основе универсального степенного закона Джоншера  $\sigma \sim \omega^s$ , где ( $0 < s < 0,7$ ). Показано, что с ростом температуры показатель  $s$  уменьшается и при высоких температурах >350°С стремится к нулю. Такое поведение  $s(T)$  ассоциируется с прыжковым механизмом в представлениях модели коррелированных барьерных прыжков (correlated barrier hopping).

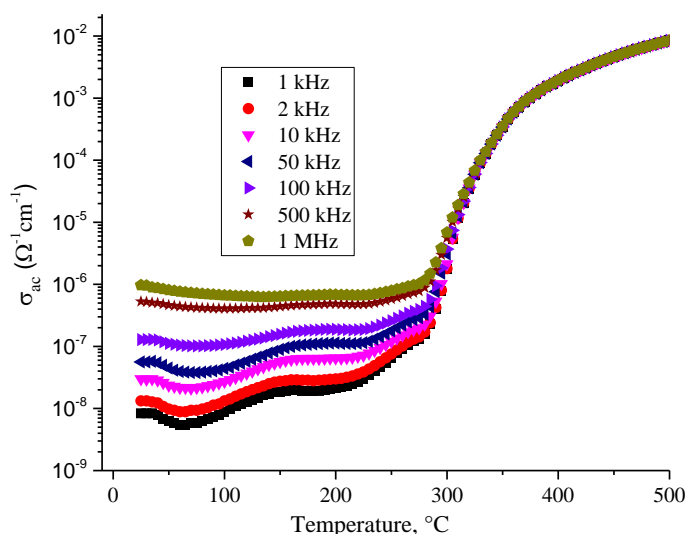


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости  $\sigma$  мультиферроика  $Bi_{0.9}Sm_{0.1}FeO_3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00130).



## **Электрофизические и мультиферроидные свойства легированной керамики титаната-феррита бария**

**А.С. Анохин<sup>1,2</sup>, А.В. Еськов<sup>1</sup>, М.А. Мишнев<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,  
197022, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: [asanokhin@itmo.ru](mailto:asanokhin@itmo.ru)*

<sup>2</sup>*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Россия*

В последние 20 лет одним из наиболее актуальных направлений в электронике является поиск и разработка технологии создания материалов и сред, сочетающих в себе одновременно электрическое и магнитное упорядочение, т.е. мультиферроиков (сегнетомагнетиков). Актуальность мультиферроиков связана с возможностью их применения при разработке новых типов датчиков магнитного поля, элементов энергонезависимой памяти и компонентов и устройств СВЧ техники [1].

Широкое внедрение мультиферроиков в современной технике затруднено в связи с тем, что известные мультиферроидные материалы и среды не обладают пригодными для практического применения характеристиками. В литературе достаточно часто рассматриваются искусственные мультиферроики, представляющие из себя сложные твердые растворы, композитные материалы или многослойные структуры. Однако, пленочные многослойные мультиферроидные структуры имеют ограниченную применимость и сложны в изготовлении, а объемные мультиферроидные композиты типа 0-3 (магнитные частицы в сегнетоэлектрической сплошной среде) и зачастую обладают высокой проводимостью [2]. Большинство наиболее изученных естественных мультиферроиков, таких как феррит висмута, как правило, демонстрируют слабую магнитоэлектрическую связь [3].

В данной работе были рассмотрены объемные керамические мультиферроики на основе твердых растворов титаната бария - феррита бария (BFT). Керамика BFT сама по себе демонстрирует как остаточную поляризацию, так и остаточную намагниченность при комнатной температуре [4]. Кроме того, твердые растворы BFT обладают высокой технологичностью, а их свойствами можно управлять, изменяя стехиометрический состав материала. Однако, при этом BFT обладает сравнительно высокой проводимостью, что критично для его практического применения. С целью повышения удельного сопротивления керамики на основе BFT в данной работе были рассмотрены твердые растворы, легированные рядом добавок, таких как Mn, Mg. Исследованные керамические образцы были изготовлены традиционным методом высокотемпературного твердофазного синтеза.

В изготовленных образцах были измерены основные электрофизические свойства, такие как температурная и полевая зависимости диэлектрической проницаемости, вольт-амперные характеристики, а также было рассмотрено влияние магнитного поля на вольт-фарадные характеристики образцов. В результате было обнаружено, что легирование BFT позволяет достичь существенного снижения величин токов утечки при сохранении высоких величин диэлектрической проницаемости и магнито-диэлектрического коэффициента.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Physics-Uspekhi, **55**, 557 (2012).
2. Wu J., Fan Z., Xiao D., Zhu J. et.al., Progress in Materials Science, **84**, 335 (2016).
3. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S. et. al., Journal of applied physics, **103**, 1 (2008).
4. Malyshkina O.V., Shishkov G.S., Ivanova A.I. et. al., Ferroelectrics, **569**, 215 (2020).

## Первопринципное исследование вклада магнитной энтропии в термоЭДС для халькогенида $\text{CuCrTiS}_4$

Е.В. Аргунов<sup>1</sup>, А.И. Карцев<sup>2,3</sup>, Д.Ю. Карпенков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, 119049, Москва, Россия

e-mail: [ev.argunov@misis.ru](mailto:ev.argunov@misis.ru)

<sup>2</sup>Вычислительный центр Дальневосточного отделения Российской академии наук, 680000 Хабаровск, Россия

<sup>3</sup>Российский университет дружбы народов (РУДН), 117198, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

Классическим подходом для улучшения термоэлектрической добротности является использование инженерии микроструктуры, за счет создания центров рассеяния фононов. Однако, в настоящее время, становится все труднее добиться улучшения добротности ( $ZT > 2$ ) в силу того, что зависимости коэффициента Зеебека ( $\alpha$ ) и электропроводности ( $\sigma$ ) от концентрации носителей заряда ( $n$ ) имеют обратный характер. Альтернативный способ увеличения эффективности термоэлектрического преобразования основывается на использовании спиновых степеней свободы, посредством вклада магнитной энтропии ( $S_{\text{mag}}$ ) в термоЭДС. В свою очередь, величина этого вклада коррелирует со значением магнитосопротивления (МС). Данная корреляция может быть использована для создания фильтров в моделях, использующих машинное обучение для поиска новых перспективных термоэлектрических материалов.

На сегодняшний момент в литературе существует несколько теоретических моделей, позволяющих оценить вклад магнитной энтропии в термоЭДС. Для сильно вырожденных полупроводниковых систем используют подход Мотта, связывающий электрическое сопротивление и внешнее магнитное поля. В работе Maeda, T. et. al. [1] был предложен альтернативный подход к описанию магнитного вклада в термоЭДС в рамках соотношения Касуи, основанного на модели  $sd$ -обменного взаимодействия.

Целью данной работы стала оценка релевантности разрабатываемого подхода для поиска материалов с высокими значениями вклада от спиновой подсистемы в термоЭДС. Для этого мы провели первопринципное исследование температурных зависимостей термоЭДС в рамках модели Касуи [2] для соединения  $\text{CuCrTiS}_4$ , обладающего высоким МС. Проведенные расчеты показали, что полученные кривые хорошо описывают экспериментальные данные для исследуемого материала при значении концентрации носителей заряда  $n = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (рис.1).

Авторы выражают благодарность Межведомственному суперкомпьютерному центру Российской академии наук за предоставленные ресурсы.

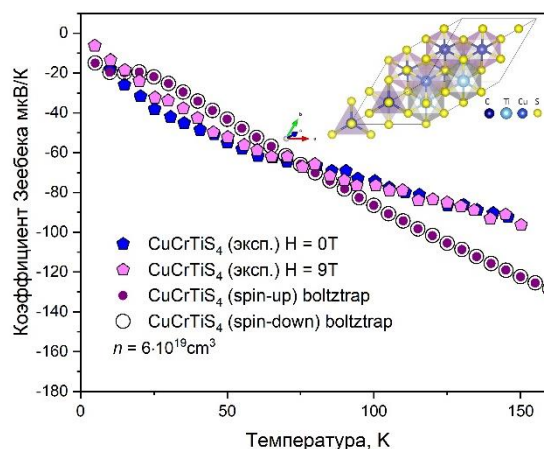


Рис.1. Экспериментальные и рассчитанные температурные зависимости термоЭДС для соединения  $\text{CuCrTiS}_4$

### ЛИТЕРАТУРА

1. Maeda, T., & Somura, T. Journal of the Physical Society of Japan **44**(1), 148 (1978).

**Влияние модифицирования  $Mn_2O_3$  на структурные,  
диэлектрические и релаксационные характеристики керамики  
(1-x)BiFeO<sub>3</sub>-xPbTiO<sub>3</sub>**

**Н.А. Болдырев<sup>1</sup>, Ю.И. Юрасов<sup>2</sup>, Е.И. Ситало<sup>1</sup>, Л.А. Шилкина<sup>1</sup>,**

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: [nboldyrev@sfedu.ru](mailto:nboldyrev@sfedu.ru)

<sup>2</sup>Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН,  
344006, Ростов-на-Дону, Россия

Мультиферроики (материалы с сосуществующими электрическим и магнитным упорядочениями в широком диапазоне температур) в настоящее время рассматриваются в качестве основы новых магнитоэлектрических структур [1]. Феррит висмута, BiFeO<sub>3</sub>, – представитель данного класса объектов (температура Кюри,  $T_C$ , - 1123 К, температура Нееля,  $T_N$ , - 643 К) [1]. Однако, критическая зависимость его фазового состава и характеристик от условий получения, высокая электропроводность и, как следствие, невозможность создания поляризованного состояния не позволяют использовать материал в технике. Это привело к тому, что в материаловедении стало уделяться большое внимание исследованию свойств твердых растворов (ТР) на основе ВФО и созданию ряда материалов с высокими  $T_C$  и  $T_N$ , в которых удалось фиксировать стабильные пьезоэлектрические характеристики [2], магнитоэлектрический и магнитоэлектрический эффекты [3]. Данная работа посвящена изучению структуры и свойств ТР бинарной системы (1-x)BiFeO<sub>3</sub>-xPbTiO<sub>3</sub>, в которой в качестве второго компонента выступил PbTiO<sub>3</sub> – высокотемпературный сегнетоэлектрик со структурой типа перовскита, являющийся основным компонентом ряда промышленно используемых сегнетоэлектрических материалов. По обычной керамической технологии были получены чистые и модифицированные сверхстехиометрически 0.5 масс. % Mn<sub>2</sub>O<sub>3</sub> образцы твердых растворов бинарной системы (1-x)BiFeO<sub>3</sub>-xPbTiO<sub>3</sub> с  $x = 0.3$ . Установлено, что модифицирование данного ТР оксидом марганца (III) приводит к сильному смещению точки Кюри в низкотемпературную область, уменьшению величины максимума на зависимостях  $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ . Установлено что аномалии на зависимостях  $\text{tg}\delta(T)$  в температурной окрестности (350 ÷ 500) К являются слабыми релаксационными процессами, хорошо аппроксимирующимися при помощи модели Гаврилиака-Негами с учетом вклада сквозной проводимости. Полученные в работе результаты свидетельствуют о достаточно сложных фазовых превращениях, происходящих в изученной системе по мере увеличения концентрации PbTiO<sub>3</sub>, приводящих к существенным изменениям их электрофизических характеристик, что необходимо учитывать при разработке функциональных материалов на основе этих ТР.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(Г30110/23-11-ИФ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pyatakov A. P., Zvezdin A.K. Physics-Uspekhi. **55**(6) 557 (2012).
2. Fan L., Chen J., Li S., Kang H., Liu L., Fang L., Xing X., Applied Physics Letters **37**(2), 022905 (2013).
3. Manish K., Shankar S., Thakur O.P., Ghosh A.K., J Mater Sci: Mater Electron, **26**, 1427 (2015).

## **Использование комбинаторной техники реакционного тигля для изучения системы Fe – Sn**

**Ф.Ю. Бочканов, О. Д. Куцемако, Д.Ю. Карпенков**

*Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, 119049, Москва, Россия*

*e-mail: [bochkanov\\_fy@mail.ru](mailto:bochkanov_fy@mail.ru)*

Поиск новых соединений является ключевой целью многих исследовательских проектов в области материаловедения. Поэтому создаются новые высокопроизводительные методы синтеза новых материалов и анализа их свойств. Эти методы включают комбинаторные приемы, возникшие в результате объединения идей классических методов. Например, развитие идеи диффузионного пара привело к появлению метода реакционных тиглей. Этот метод представляет собой методику изотермического исследования многокомпонентных систем с целью поиска новых соединений.

Ранее эта методика применялась для изучения систем, которые потенциально могли содержать фазы, подходящие для создания постоянных магнитов. Например, в системе Fe - Sn метастабильные интерметаллиды, существующие в окрестности 800 °С обладают ферромагнитным упорядочением, а соединения Fe<sub>3</sub>Sn и Fe<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub> обладают одноосной магнитной анизотропией.

Следует отметить, что на процесс образования в диффузионной зоне реакционного тигля влияет множество факторов. В частности, в случае прямого нагрева в печи сопротивления реакционного тигля Fe-Sn для получения достаточного для исследований количества продукта необходимо проводить термообработку при температуре 800 °С за 1-2 недели. Для ускорения процесса фазообразования в системе Fe-Sn применяли электротермическую обработку.

Известно, что электрический ток влияет на кинетические параметры системы. Как следствие, наблюдается увеличение скорости диффузии и ускорение процесса фазообразования. При превышении критического значения плотности электрического тока наблюдается изменение энергии активации. Кроме того, в некоторых исследованиях сообщается о влиянии электрического тока на термодинамические параметры системы. В целом применение электротермической обработки позволяет сократить время обработки с нескольких недель до нескольких часов.

В данной работе проведена электротермическая обработка различной продолжительности реакционных тиглей системы Fe-Sn с применением дополнительной теплоизоляции и при ее отсутствии. Установлены закономерности процесса фазообразования во времени, исследовано влияние градиентов температуры внутри диффузионной зоны реакционного тигля на стабильность фаз. Для объяснения наблюдаемых особенностей синтеза интерметаллических фаз было проведено численное моделирование в программе Comsol Multiphysics. Сравнительный анализ полученных экспериментальных данных и результатов моделирования выявил корреляцию между величиной температурных градиентов и кинетикой процесса фазообразования.

Учитывая требования по регулированию температуры, стало возможным обеспечить воспроизводимость результатов, полученных при электротермической обработке реакционных тиглей. Кроме того, точный контроль температуры является необходимым условием построения и исследования изотермических сечений многокомпонентных фазовых диаграмм.

## Структура, диэлектрические и магнитодиэлектрические свойства керамики на основе $\text{BiFeO}_3$

Е.В. Глазунова, И.А. Вербенко, Л.А. Шилкина, Л.А. Резниченко

Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [kate93g@mail.ru](mailto:kate93g@mail.ru)

Материалы, в которых возникают упорядочения магнитных и дипольных моментов, например, спиновые и дипольные стекла активно исследуются в настоящее время. Примерами таких соединений выступают среды со структурой типа перовскита  $\text{AB}'\text{B}''\text{O}_3$ , которые могут быть полностью либо частично разупорядочены, с точки зрения замещения  $B$ -позиции катионами различной степени окисления. Это приводит к возникновению в таких материалах новых, необычных физических свойств и определяет их перспективность для применения в устройствах, работающих на магнитоэлектрическом эффекте.

В связи с этим исследование диэлектрических и магнитодиэлектрических свойств в неупорядоченных ферроиках на основе высокотемпературного мультиферроика  $\text{BiFeO}_3$  и твердого раствора  $0.5\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ - $0.5\text{PbFe}_{2/3}\text{W}_{1/3}\text{O}_3$ , имеющего близкие температуры сегнетоэлектрического и магнитного переходов [1] явилось целью данной работы.

Объектами исследования стали ТР системы  $(1-x)\text{BiFeO}_3$ - $x(0.5\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ - $0.5\text{PbFe}_{2/3}\text{W}_{1/3}\text{O}_3)$  с  $0.05 \leq x \leq 0.50$ . Изготовление объектов проводили методом двухстадийного твердофазного синтеза и спекания по обычной керамической технологии при  $T_{\text{синт1}} = 1073$  К;  $T_{\text{синт2}} = 1123$  К;  $\tau_{\text{синт1,2}} = 10$  часов;  $T_{\text{сп.}} = 1143 - 1163$  К (в зависимости от состава),  $\tau_{\text{сп.}} = 2$  часа.

Рентгенографические исследования проводили с использованием дифрактометра ДРОН-3 (отфильтрованное  $\text{Co}_{K\alpha}$ -излучение, схема фокусировки по Брэггу-Брентано). Исследование микроструктуры сколов образцов осуществляли с помощью сканирующего электронного микроскопа JSM-6390L. Измерения диэлектрической проницаемости в отсутствие  $\epsilon'/\epsilon_0(0)$ ,  $\epsilon''/\epsilon_0(0)$  и при наличии  $\epsilon'/\epsilon_0(H)$ ,  $\epsilon''/\epsilon_0(H)$  постоянной магнитной индукции  $B_3 = \mu\text{H}_3 = 0.85$  Тл проводили с помощью LCR-метра Agilent E4980A на механически свободных образцах  $\varnothing 10 \times 1$  мм при частоте  $10^6$  Гц и в диапазоне температур 300–550 К.

Получена фазовая диаграмма системы  $(1-x)\text{BiFeO}_3$ - $x(0.5\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ - $0.5\text{PbFe}_{2/3}\text{W}_{1/3}\text{O}_3)$  при комнатной температуре. Показана релаксационная природа диэлектрической проницаемости исследованных твердых растворов, связанная с возникновением релаксации Максвелла-Вагнера за счет движения кислородных вакансий. Обнаружен слабый магнитодиэлектрический эффект.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(Г30110/23-11-ИФ).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Glazunova E.V. et al., Journal of Alloys and Compounds **930**, 167441 (2023).

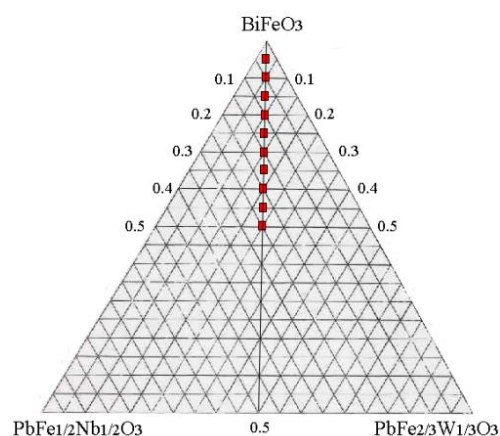


Рис. 1. Треугольник фаз Гиббса системы  $(1-x)\text{BiFeO}_3$ - $x(0.5\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ - $0.5\text{PbFe}_{2/3}\text{W}_{1/3}\text{O}_3)$  с отмеченными экспериментальными точками.

## **Динамика решетки редкоземельного ортоферрита TbFeO<sub>3</sub>**

**Р.М. Дубровин<sup>1</sup>, Е.М. Рогинский<sup>1</sup>, Н.Н. Новикова<sup>2</sup>, А.Н. Смирнов<sup>1</sup>,**

**В.А. Чернышев<sup>3</sup>, В.Ю. Давыдов<sup>1</sup>, Р.В. Писарев<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [dubrovin@mail.ioffe.ru](mailto:dubrovin@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup> Институт спектроскопии РАН, 108840, Троицк, Россия

<sup>3</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

Редкоземельные ортоферриты RFeO<sub>3</sub> известны исследователям уже более 60 лет, однако их потенциал полностью не реализован и интерес к ним не угасает из-за множества обнаруженных уникальных магнитных, магнитоэлектрических и мультиферроичных свойств, что является перспективной платформой для антиферромагнитной спинтроники [1]. Наличие магнитных катионов  $3d$  Fe<sup>3+</sup> и  $4f$  R<sup>3+</sup> в разных подрешетках ромбической элементарной ячейки приводят к конкуренции обменных взаимодействий и, в свою очередь, к сложной магнитной фазовой диаграмме с несколькими спин-ориентационными переходами. Таким образом, управление магнитным макроскопическим состоянием в редкоземельных ортоферритах открывает потенциальную возможность для их применения в высокоскоростных устройствах хранения и обработки информации.

Известно, что динамика решетки кристаллов оказывает влияние на многие физические явления. В настоящее время резонансное возбуждение фононов представляет уникальную возможность когерентного управления функциональными свойствами материалов, которая недоступна в равновесии. Так, на примере нескольких ортоферритов было показано, что резонансное возбуждение полярных фононов короткими инфракрасными импульсами дает уникальную возможность когерентного управления макроскопическими магнитными состояниями [3,4]. Однако дальнейшие успешные исследования нелинейной магнитофооники в редкоземельных ортоферритах существенно затруднены, так как динамика решетки в центре зоны Бриллюэна в большинстве случаев была изучена спектроскопическими методами на поликристаллических образцах, что не позволяет использовать правила отбора по поляризациям. Более того, в литературе отсутствуют данные об исследованиях полярных фононов в монокристаллах каких-либо редкоземельных ортоферритов.

Мы сообщаем результаты комплексного систематического экспериментального исследования динамики решетки монокристалла редкоземельного ортоферрита TbFeO<sub>3</sub> взаимодополняющими поляризационными методами инфракрасной спектроскопии отражения и комбинационного рассеяния света. Анализ спектров позволил определить параметры полярных и раман-активных фононов. Экспериментальные исследования были дополнены расчетами динамики решетки TbFeO<sub>3</sub> из первых принципов, что позволило установить связь наиболее интенсивных полярных фононов в ромбической (*Pnma*) фазе с полярными фононами в родительской кубической (*Pm-3m*) фазе. Показано нарушение правила соотношения TO и LO фононов («TO-LO rule») для высокочастотных LO мод. Полученные результаты, несомненно, создадут прочную основу для дальнейших более глубоких экспериментальных исследований в области нелинейной фооники и магнитофооники в редкоземельных ортоферритах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №22-72-00025.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kimel A.V., Zvezdin A.K., Photonics Insight **1**, C3 (2023).
2. Afanasiev D., Hortensius J., Ivanov B. et al., Nat. Mater. **20**, 607 (2021).
3. Nova T.F., Cartella A., Cantaluppi A. et al., Nat. Phys. **13**, 132 (2017).

## **Закономерности эволюции доменной структуры на поверхности монокристалла $\text{SmCo}_5$ под воздействием магнитного поля**

**Г.Г. Дунаева<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>1</sup>, Ю.В. Конюхов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [Dunaeva.GG@tversu.ru](mailto:Dunaeva.GG@tversu.ru)*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия*

Понимание процессов намагничивания–размагничивания, происходящих в объеме и на поверхности магнитотвердых материалов, очень важно для их дальнейшего совершенствования [1]. В данной работе проведено исследование трансформации поверхностной доменной структуры (ДС) монокристалла  $\text{SmCo}_5$  различной толщины во внешнем изменяющемся магнитном поле. Образец был получен методом индукционной плавки в атмосфере аргона с последующим гомогенизирующим отжигом. Изменение толщины образца (с 1.88 мм до 5 мкм) осуществлялось путем шлифования обратной стороны базисной плоскости монокристалла. Полевые зависимости намагниченности объема и базисной поверхности монокристалла были получены методами вибрационного и магнитооптического магнитометра, соответственно. Изображения поверхностной ДС в отсутствие внешнего магнитного поля для промежуточных значений толщины образца представлены на рисунке 1.

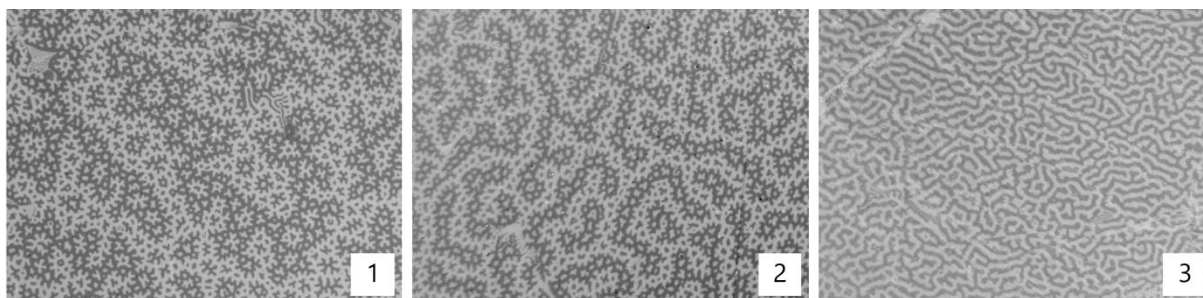


Рис.1 Микрофотографии доменной структуры на базисной плоскости образца  $\text{SmCo}_5$  при различной толщине монокристалла: 1)  $h=1.31$  мм, 2)  $h=230$  мкм, 3)  $h=34$  мкм. Размер изображений 375x280 мкм.

Согласно полученным данным, по мере утончения образца за счет изменения размагничивающего фактора образца увеличивается поле насыщения поверхности, а ДС, наблюдаемая на поверхности шлифа, эволюционирует к лабиринтной структуре, характерной для одноосных магнитных плёнок.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006). Исследования проведены в научно-исследовательской лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Karpenkov A.Yu., Skokov K.P., Dunaeva G.G., Semenova E.M., Lyakhova M.B., Pastushenkov Yu.G.. Journal of Physics D: Applied Physics **55**, 455002 (2022).

## **Изучение из первых принципов магнитоэлектрической связи в гетероструктурах ферромагнетик/сегнетоэлектрик**

**К.В. Евсеев<sup>1</sup>, И.И. Гумарова<sup>1,2</sup>, Р.Ф. Мамин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
Казань, Россия*

*e-mail: [ekv97@mail.ru](mailto:ekv97@mail.ru)*

<sup>2</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской академии наук, Казань, Россия*

Недавно, для устройств нового поколения была быстро разработана так называемая гибкая электроника [1, 2] с уникальными характеристиками износостойкости и малым весом. Особый интерес вызывает многомодовая перестраиваемая гибкая спинтроника, основанная на гетероструктурах ферромагнетик/сегнетоэлектрический оксид, обладающих более высокой скоростью, меньшими размерами и более эффективной энергией, чем их традиционные аналоги, управляемые током [3, 4]. В работе [5] было показано, что сверхгибкие мультиферроидные гетероструктуры на основе железа (Fe)/BaTiO<sub>3</sub> (ВТО), демонстрируют идеальную кристалличность и гетероэпитаксиальный рост.

В настоящей работе с помощью расчетов на основе теории функционала плотности (ТФП/DFT) были исследованы пленочные гетероструктуры Fe/BaTiO<sub>3</sub>, Fe/SrTiO<sub>3</sub>, Co/BaTiO<sub>3</sub>, Co/SrTiO<sub>3</sub>. Выбор перечисленных компонентов гетероструктуры мотивирован тем, что Fe и BaTiO<sub>3</sub> являются двумя «классическими» ферроидными материалами, обладающими хорошо известными свойствами в объеме. Кроме того, бсс Fe и перовскит BaTiO<sub>3</sub> имеют очень хорошее совпадение постоянных решеток (рассогласование составляет всего около 1.4%), что позволяет проводить послойный эпитаксиальный рост мультислоев Fe = BaTiO<sub>3</sub> без существенных дислокаций несоответствия, а также производить моделирование гетероструктуры на компьютере. Далее, поскольку гетероструктура Fe/ВТО была глубоко исследована ранее, в нашей работе мы приводим сравнение с аналогичными соединениями: ферромагнитным Co и квантовым параэлектриком SrTiO<sub>3</sub>, в котором сегнетоэлектрический фазовый переход подавлен квантовыми флуктуациями [6].

В результате проделанной работы были исследованы структурные, электронные и магнитные свойства гетероструктур ферромагнетик/сегнетоэлектрик на примере Fe/BaTiO<sub>3</sub>, Fe/SrTiO<sub>3</sub>, Co/BaTiO<sub>3</sub>, Co/SrTiO<sub>3</sub>. Было получено, что структурные свойства зависят от типа ферроэлектрика, используемого в гетероструктуре.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ota S., Ando A., Chiba D., Nat. Electron **1**, 124 (2018).
2. Makarov D., Melzer M., Shmidt O.G., Appl. Phys. Rev **3**, P, 011101 (2016).
3. Won S.S., Seo H., Kawahara M. et al., Nano Energy **55**, 182 (2019).
4. Yao J., Song X., Gao X. et al., ACS Nano **12**, 6767(2018).
5. Lu N., Zhang P., Zhang Q. et al., Nature **546**, 124 (2017).
6. Muller K.A., Burkard H., Phys. Rev. **19**, 3593 (1979).



## **Синтез, характеристика кристаллической структуры и магнитные свойства твердых растворов Li-, Fe-, Zn- и Ti-содержащих шпинелей**

**А.А. Заболотный, С.П. Кубрин, Н.В. Тер-Оганесян**

*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [zabolotnyi@sfedu.ru](mailto:zabolotnyi@sfedu.ru)*

Соединения со структурой шпинели  $AB_2X_4$  ( $A$  и  $B$  – металлы,  $X$  – O, S, Se, Te) демонстрируют большое разнообразие составов за счет широких возможностей замещения как в катионных  $A$  и  $B$ , так и в анионной подрешетке  $X$ . Это определяет и разнообразие физических свойств шпинелей, что позволяет рассматривать их как перспективные функциональные материалы.

Богатство магнитных свойств шпинелей обусловлено легким вхождением переходных металлов в катионные подрешетки и конкуренцией обменных взаимодействий между спинами внутри или между катионными подрешетками. Разнообразие магнитных свойств и типов возникающего магнитного порядка в шпинелях способствует поиску среди них соединений или твердых растворов, являющихся мультиферроиками или проявляющих линейный магнитоэлектрический эффект (МЭ). Несмотря на это открыто относительно небольшое количество подобных шпинелей [1].

Необходимым условием возникновения нетривиальной магнитоэлектрической связи является подавление центра инверсии кристаллической структуры. В шпинелях наличие различных сортов атомов в катионных подрешетках приводит к возможности атомного упорядочения, что может подавлять центр инверсии. Так шпинель  $LiFe_5O_8$  обладает высокими температурами ферромагнитного упорядочения и существует в двух модификациях: разупорядоченной (пр. гр.  $Fd\bar{3}m$ ) и упорядоченной (пр. гр.  $P4_132$  и  $P4_332$ ). Последняя характеризуется 1:3 атомным упорядочением Li и Fe в  $B$ -подрешетке, но допускает, однако, только квадратичный МЭ. Ранее было предсказано существование линейного МЭ в шпинелях типа  $A'_{1/2}A''_{1/2}B_2X_4$  с 1:1 атомным упорядочением в  $A$ -подрешетке, что приводит к понижению симметрии до  $F\bar{4}3m$  [2], однако такие соединения пока не обнаружены экспериментально.

В данной работе проведен синтез ряда твердых растворов  $(1-x)LiZn_{2.5}Ti_{2.5}O_8 - xLiFe_5O_8$  в которых разнообразие катионов в  $A$ - и  $B$ -подрешетках позволяет ожидать появления различных типов атомного упорядочения. Кристаллические структуры полученных твердых растворов исследованы методом рентгеноструктурного анализа и уточнены методом Ритвельда, температуры магнитного упорядочения и локальное кристаллическое окружение железа изучены методом Мёссбауэровской спектроскопии, а также проведены исследования петель магнитного гистерезиса при комнатной температуре.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности, проект № FENW-2023-0015).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Athinarayanan S., Ter-Oganessian N.V., J. Appl. Phys. **129**, 060901 (2021).
2. Ter-Oganessian N.V., J. Magn. Magn. Mater. **364**, 47 (2014).

## Влияние деформационно-термической обработки на магнитные свойства сплавов Гейслера

А.И. Иванова<sup>1</sup>, А.Д. Васильев<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>1</sup>, И.И. Мусабилов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [Ivanova.AI@tversu.ru](mailto:Ivanova.AI@tversu.ru)

<sup>2</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН  
450001, Уфа, ул. Ст. Халтурина, 39

Особые функциональные ферромагнитные сплавы Гейслера, обладающие уникальными физическими свойствами: гигантской деформацией, сверхпластичностью, гигантским магнитосопротивлением, магнитокалорическим эффектом, многие годы вызывают исследовательский интерес ученых всего мира. Применение сплавов Гейслера связано с многократными циклами нагрева и охлаждения, что приводит к возникновению внутренних напряжений, что способствует возникновению трещин и разрушает образцы. Для уменьшения внутренних напряжений и повышения прочностных свойств применяют деформационно-термическую обработку (ДТО).

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния всесторонней изотермическойковки (ВИК) на магнитные свойства сплава  $\text{Ni}_{54,4}\text{Mn}_{17,6}\text{Ga}_{26,2}\text{Si}_{1,8}$ . Известно, что ВИК приводит к изменению микроструктуры сплавов, а именно, к образованию бимодальной структуры: вокруг крупных зерен в результате динамической рекристаллизации образуются мелкие зерна [1]. Термоупругие напряжения, возникающие в ходе деформации, приводят к появлению наведённой анизотропии, с чем и связаны изменения магнитной доменной структуры.

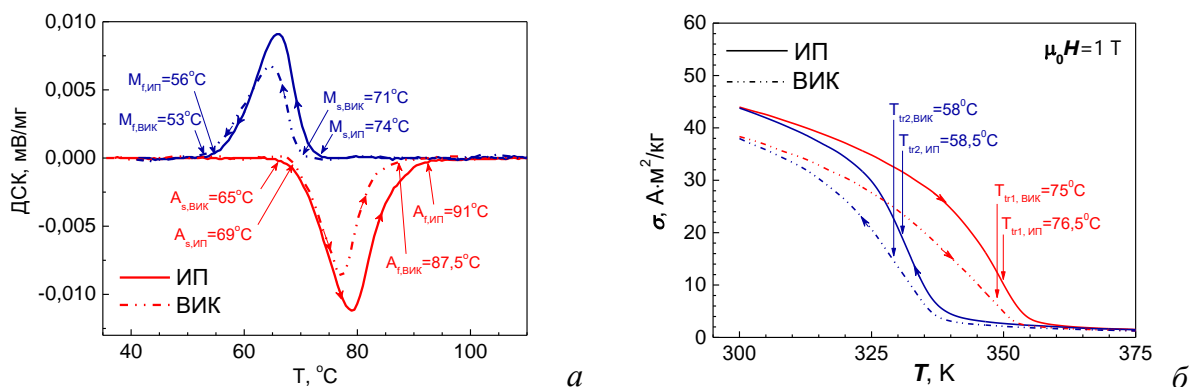


Рис.1. Кривые ДСК (а), температурные зависимости удельной намагниченности исходного и деформированного образцов (б).

В работе методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) определены характеристические температуры структурного фазового превращения (рис.1 а). Сравнивая эти значения с температурами магнитного фазового перехода (рис.1 б), можно сделать вывод, что температурные интервалы мартенситного и магнитного фазовых превращений накладываются друг на друга. Деформация методом ВИК приводит к смещению температур структурного и магнитного фазового перехода в сторону низких температур.

Исследования выполнены в научно-исследовательских лабораториях ЦКП ТвГУ при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Musabirov, I.I., Safarov I.M., Galejev R.M. *et al.* IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. **447**, 012024 (2018).

## **О кинетике фазового перехода первого рода в соединении LaFe<sub>11.8</sub>Si<sub>1.2</sub>: взаимодействие структурной, магнитной и электронной подсистем**

**А.Ю. Карпенков<sup>1</sup>, К.П. Скоков<sup>2</sup>, Д.Ю. Карпенков<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*  
*e-mail: [karpenkov\\_alex@mail.ru](mailto:karpenkov_alex@mail.ru)*

<sup>2</sup>*Челябинский государственный университет, 454001, Челябинск, Россия*

<sup>3</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», 119049, Москва, Россия*

Магнитные материалы, которые реагируют на многочисленные воздействия в зависимости от состояния их структурных, магнитных и электронных подсистем, находятся на переднем крае исследований в области физики материалов. Наибольших откликов можно ожидать от материалов с фазовым переходом первого рода, в которых приложение различных термодинамических полей сопровождается большими разрывами сопряженных с ними переменных. В таких материалах изменения, вызванные одним внешним полем в одной подсистеме твердого тела (например, изменение намагниченности, вызванное приложенным магнитным полем), немедленно приводят к превращениям в других подсистемах (например, расширению кристаллической решетки, изменению электросопротивления, повышению температуры образца). Поэтому важно понимать какая подсистема запускает фазовый переход, какие взаимодействия между различными подсистемами есть в твердом теле как они влияют на результирующие тепловые эффекты.

Несмотря на сложность подобных фазовых переходов, термодинамические модели, обычно используемые для описания данных явлений, обычно предполагают, что превращение происходит в одну стадию.

В работе показано, как одновременные измерения макроскопических свойств, таких как намагниченность, изменение температуры, продольная и поперечная магнитоотрицательность, выявляют богатые детали магнитоструктурного перехода первого рода, происходящего в образце соединения LaFe<sub>11.8</sub>Si<sub>1.2</sub>. Помимо этого вышеперечисленные измерения дополнены экспериментами на атомистическом масштабе, чтобы выявить двухстадийную природу перехода как прямое следствие зонного метамагнетизма.

Исследование указывает на то, что в соединении LaFe<sub>11.8</sub>Si<sub>1.2</sub>, в котором наблюдается зонный метамагнетизм, магнитные моменты Fe имеют меньшую величину, в том числе обнаружены низкоспиновые моменты, близкие к парамагнитному состоянию. Приближаясь к переходу, приведенные магнитные моменты упорядочиваются в ходе первой стадии перехода, что не приводит к значительному расширению решетки и в эксперименте связано даже с небольшим сжатием. В дальнейшем происходит зонный метамагнитный переход в высокоспиновое состояние (вторая стадия), который умеренно увеличивает намагниченность, но сопровождается большим магнитообъемным эффектом.

Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ (проект № 21-72-10147)

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Moya X., Kar-Narayan S., and Mathur N. D., *Nat. Mater.* **13**, 439–450 (2014).
2. Waske A., Dutta B., Teichert N., Weise B., Shayanfar N., Becker A., Hutten A., and Hickel T., *Energy Technol.* **6**, 1429–1447 (2018).

**Спектроскопия КРС фазовых переходов  
в мультиферроиках со структурой хантита**  
**А.С. Крылов, С.Н. Крылова, И.А. Гудим, А.Н. Втюрин**

*Институт физики им.Л.В.Куренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*  
*e-mail: [shusy@iph.krasn.ru](mailto:shusy@iph.krasn.ru)*

Кристаллы семейства  $RMe_3(BO_3)_4$  со структурой хантита (где R редкоземельный ион,  $M = Fe, Ga$ ) обладают свойствами мультиферроиков, демонстрируя как структурные, так и магнитные фазовые переходы [1–3]. Температуры фазовых переходов могут быть изменены как добавлением в состав элементов из группы редких земель, так и заменой магнитного иона. Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света изучено поведение и свойств монокристаллов и твердых растворов кристаллов  $(Ho-Nd)Fe_3(BO_3)_4$ ,  $(Sm-La)Fe_3(BO_3)_4$ ,  $Ho(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$ ,  $Tb(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$ ,  $Nb(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$ ,  $GdFe_3(BO_3)_4$

Температурные исследования проводились в диапазоне температур 10-400 К. Исследования при высоких гидростатических давлениях и высоких температурах проводились при давлении до 10 ГПа и температурах до 680 К с помощью ячейки с алмазными наковальнями.

Изучались мягкие моды, связанные с параметрами структурного порядка и эффектами магнитного упорядочения при фазовых переходах в спектрах комбинационного рассеяния света. Выполнено построение фазовой р-Т диаграммы. [4, 5]

В кристаллах наблюдалось изменение спектров, индуцированное магнитным упорядочением ниже температуры Нееля (около 40 К), включающее магнитное рассеяние. Анализ колебательных спектров и их численное моделирование показывают, что большие смещения ионов кислорода в  $BO_3$  группах ниже температуры Нееля, приводят к более сильным магнитоупругим взаимодействиям.

В твердых растворах Sm-La обнаружены аномалии, при температурах около  $T_N=32$  К, соответствующие температурам магнитных фазовых переходов [6]. Было установлено, что основные изменения наблюдаются в низкочастотном диапазоне спектра, соответствующего двухмагнитному рассеянию.

В твердых растворах  $Tb(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$  исследованы составы, в которых температуры магнитных и структурных фазовых переходов очень близки. Для составов  $Ho(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$  получены фазовые диаграммы Состав-Температура [7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 21-52-12018.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Zvezdin A.K., Krotov S.S., Kadomtseva A.M. et al. JETP Lett. **81**, 272 (2005).
2. Fausti D., Nugroho A.N., Paul H.M. van Loosdrecht Phys. Rev. B **74**, 024403 (2006)
3. Krylov A.S., Sofronova S.N., Gudim I.A. et al. Solid State Commun. **174**, 26 (2013).
4. Krylov, A. S., Gudim, I. A., Nemtsev et al. J. Raman Spectrosc. **48**, 1406 (2017).
5. A. Krylov, S. Krylova, I. Gudim, A. Vtyurin, Ferroelectrics **556**, 16 (2020).
6. E. Moshkina, A. Krylov, S. Sofronova et al. Cryst. Growth Des., **16**, 6915 (2016).
7. E. Moshkina, S. Krylova, I. Gudim et al. Cryst. Growth Des., **20**, 1158 (2020).

## **Магнитоэлектрические свойства скирмионов**

**Р.Ф. Мамин, Т.С. Шапошникова**

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН,  
420029, Казань, Россия, e-mail: [mamin@kfti.knc.ru](mailto:mamin@kfti.knc.ru)*

Магнитоэлектрический эффект давно активно изучается. В последнее время получены новые материалы с интересными характеристиками для практического применения, и этот эффект часто наблюдается в мультиферроиках [1]. В данной работе в рамках феноменологической модели рассмотрена возможность магнитоэлектрического эффекта в системах с неоднородным магнитным упорядочением. Возможность возникновения магнитоэлектрического эффекта в таких системах обусловлена взаимодействием Дзялошинского-Мории [2, 3]. В работе рассмотрены возникновения электрической поляризации в двумерных скирмионах. Неоднородное распределение намагниченности приводит к неоднородной электрической поляризации. В результате воздействие магнитного поля на магнитную подсистему приводит к изменению электрической поляризации, и в результате возникает магнитоэлектрический отклик. Конкретный вид выражений для электрической поляризации и магнитоэлектрического отклика определяется неоднородным распределением намагниченности в областях локализации таких скирмионов. Ненулевой магнитоэлектрический отклик наблюдается только при определенных направлениях внешнего магнитного поля. Также в работе рассмотрены возникновения электрической поляризации и магнитоэлектрического эффекта в трехмерных шарообразных магнитных частицах, находящихся в парамагнитной матрице.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Fiebig M., Lottermoser T., Meier D., Trassin M., Nat. Rev. Mater. **1**, 16046 (2016).
2. Дзялошинский И.Е., ЖЭТФ **37**, 881 (1960).
3. Moriya T., Phys. Rev. **120**, 91 (1960).

## Теплоемкость наноструктурированного $\text{SmFeO}_3$ Р.Г. Митаров<sup>2</sup>, С.Н. Каллаев<sup>1</sup>, З.М.Омаров<sup>1</sup>, К.Г.Абдулвахидов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Х.И.Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия.

<sup>2</sup> Дагестанский государственный технический университет, Махачкала, Россия

<sup>3</sup> Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: [kallaev-s@rambler.ru](mailto:kallaev-s@rambler.ru)

Феррит самария  $\text{SmFeO}_3$  (SFO) относится к семейству редкоземельных ортоферритов с перовскитоподобной кристаллической структурой ( $Pnma/Pbnm$ ,  $D^{16}_{2h}$ ). SFO обладает высоким коэффициентом магнитоstriction, высокими температурами магнитного и сегнетоэлектрического упорядочения  $T_N=T_C \approx 670$  К и спин-переориентации 480 К, которые делают его кандидатом на магнитоэлектрические приложения. Интерес к наноструктурированным оксидам обусловлен потенциальными возможностями практического применения таких материалов.

В данной работе проведен детальный анализ температурной зависимости теплоемкости наноструктурированного феррита самария  $\text{SmFeO}_3$  в широкой области температур 120-800 К. Обнаружено, что экспериментальные данные теплоемкости нанокристаллического  $\text{SmFeO}_3$  в широком интервале 130 – 800 К заметно превышают теплоемкость кристаллической решетки феррита самария, что свидетельствует о наличии дополнительных компонент теплоемкости (рис.1). На основании анализа экспериментальных

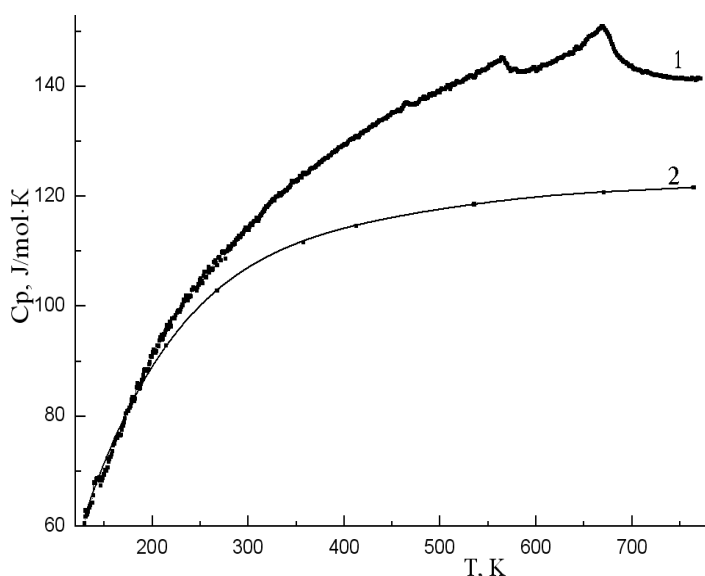


Рис.1. Температурные зависимости теплоемкости наноструктурированного мультиферроика  $\text{SmFeO}_3$ : 1 - эксперимент, 2 - результат аппроксимация фононной теплоемкости функцией Дебая.

исследований теплоемкости наноструктурированной керамики  $\text{SmFeO}_3$ , полученного методом механоактивации, в широкой области температур показано, что избыточная теплоемкость может быть обусловлена следующими причинами: во-первых, переходами 4f-электронов ионов самария на более высокие уровни мультиплета; во-вторых, термическим генерированием точечных дефектов и дислокациями (после механоактивации) и в третьих, переходами между энергетическими уровнями, связанные с полярными смещениями ионов железа и самария, а также с изменением угла между кислородными октаэдрами  $\text{FeO}_6$  с повышением температуры.

**Моделирование магнитного упорядочения в твердых растворах  $\text{BiFeO}_3 - \text{AFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$  ( $\text{A} = \text{Pb}, \text{Ba}, \text{Sr}, \text{Ca}$ ) методом Монте-Карло**  
А.В. Моцейко<sup>1</sup>, А.В. Пушкарев<sup>2</sup>, Н.М. Олехнович<sup>2</sup>, Ю.В. Радюш<sup>2</sup>,  
И.П. Раевский<sup>1</sup>, Н.В. Тер-Оганесян<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [moceyko@sfedu.ru](mailto:moceyko@sfedu.ru)

<sup>2</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению 220072 Минск, Беларусь

Феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  является наиболее известным мультиферроиком с высокими значениями температур возникновения сегнетоэлектрического ( $T_c=1143$  К) и антиферромагнитного ( $T_N=643$  К) упорядочений. Однако значительная разница между этими температурами и возникающая в  $\text{BiFeO}_3$  спиновая циклоида уменьшают магнитоэлектрическое взаимодействие. Феррониобаты  $\text{AFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$  ( $\text{A} = \text{Pb}, \text{Ba}, \text{Sr}, \text{Ca}$ ), среди которых  $\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$  также является мультиферроиком, являются перспективными компонентами  $\text{BiFeO}_3$ -содержащих твердых растворов  $\text{BiFeO}_3 - \text{AFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ , в которых возможно сближение температур  $T_c$  и  $T_N$ , что должно способствовать усилению магнитоэлектрической связи между магнитной и сегнетоэлектрической подрешетками.

В данной работе при помощи метода Монте-Карло исследовано магнитное упорядочение в твердых растворах  $(1-x)\text{BiFeO}_3 - x\text{AFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$  ( $\text{A} = \text{Pb}, \text{Ba}, \text{Sr}, \text{Ca}$ ). Константы обменных магнитных взаимодействий взяты из литературных данных или рассчитаны в рамках теории функционала плотности. В зависимости от концентрации  $x$  определены температуры магнитного фазового перехода и тип возникающего фазового порядка. Исследовано влияние кластеризации атомов Fe на магнитные свойства твердых растворов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-42-10024) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № T23РНФ-086).

## **Магнитные свойства соединений $R(\text{Fe},\text{Co},\text{Ti})_{12}\text{H}_x$ со структурой $\text{ThMn}_{12}$**

Н.Ю. Панкратов, А.А. Макуренкова, С.А. Никитин

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,  
Москва, Россия  
e-mail: [pankrtov@phys.msu.ru](mailto:pankrtov@phys.msu.ru)*

Редкоземельные (РЗ) интерметаллические соединения  $R(\text{Fe},\text{Ti})_{12}$  со структурой типа  $\text{ThMn}_{12}$  (R - РЗ элемент) являются важным классом магнитотвердых материалов с высокой магнитокристаллической анизотропией (МКА) и уже давно рассматриваются как возможные кандидаты для создания высокоэффективных постоянных магнитов с низким содержанием РЗ элемента, что делает эти материалы привлекательными с точки зрения ресурсосбережения. Соединения этого класса характеризуются высокими значениями температуры Кюри ( $T_C$ ), намагниченности насыщения и МКА, сравнимыми с широко известным соединением  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , а в некоторых случаях превосходящими его свойства [1-2]. В структуре  $\text{ThMn}_{12}$  РЗ атом занимает только одну симметричную позицию 2a, тогда как атомы железа и титана – три неэквивалентных позиции (8i; 8j; 8f).

Магнитная структура соединений  $R(\text{Fe},\text{Ti})_{12}$  рассматривается в модели двух подрешеток (РЗ и Fe). В случае легких РЗ элементов имеет место ферромагнитное упорядочение магнитных моментов, а для тяжелых РЗ элементов – ферримагнитное. Основной вклад в МКА РЗ интерметаллидов вносит одноионный механизм, поэтому константы МКА определяются кристаллическим полем в позиции РЗ-иона. При низких температурах вклад РЗ подрешетки в МКА является доминирующим, а при высоких преобладает вклад 3d-подрешетки. Внедрение атомов Co и H приводит к повышению  $T_C$  и изменению МКА [2-3]. Целью данной работы является сравнительное исследование параметров кристаллического поля соединений  $R(\text{Fe},\text{Co},\text{Ti})_{12}$  (R = Sm, Tb) и их гидридов.

Сплавы  $\text{Tb}(\text{Fe},\text{Co})_{11}\text{Ti}$  были получены методом индукционной плавки. Монокристаллы  $\text{Tb}(\text{Fe},\text{Co})_{11}\text{Ti}$  выращены путем градиентного роста. Текстурированные пленки  $\text{Sm}(\text{Fe}_{0.8}\text{Co}_{0.2})_{11-x}\text{Ti}_x$  ( $x = 0, 0.4$  и  $0.6$ ) толщиной 0.44-0.48 мкм получены методом магнетронного напыления на подложке  $\text{MgO}(001)$  с использованием буферного слоя  $\text{V}(001)$ . Гидриды  $\text{Tb}(\text{Fe},\text{Co})_{11}\text{TiH}_y$  были синтезированы при  $T = 670$  К в камере реактора высокого давления при  $p = 1.2$  МПа. Содержание водорода ( $y = 1.0 \pm 0.1$ ) рассчитывали по изменению давления водорода.

Проведены экспериментальные исследования полевых зависимостей намагниченности монокристаллов  $R(\text{Fe},\text{Co})_{11}\text{Ti}$  и их гидридов вдоль основных кристаллографических направлений в области температур 4.2-300 К в магнитных полях до 70 кЭ. На основе модели одноосной анизотропии из экспериментальных данных намагниченности были рассчитаны значения констант МКА  $K_1$  и  $K_2$ . Сопоставление результатов для  $\text{Tb}(\text{Fe},\text{Co})_{11}\text{Ti}$  и их гидридов показывает, что гидрирование меняет знаки констант  $K_1$  и  $K_2$ . Параметры кристаллического поля рассчитаны в рамках модели одноионной анизотропии [4]. Показано, что в соединениях  $R(\text{Fe},\text{Co},\text{Ti})_{12}$  (R = Sm, Tb) основной вклад в одноионную РЗ анизотропию производит параметр кристаллического поля  $A_{20}$ .

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Hirayama Y., Takahashi Y.K., Hirose S., Hono K. Scripta Materialia **138**, 62-65 (2017).
2. Kaminskaya T.P., Tereshina I.S., Moscow University Physics Bulletin **75**, 629-635 (2020).
3. Tereshina I.S., Nikitin S.A., Nikiforov V.N., et.al. J. Alloys Comp. **345**, 16-19, (2002).
4. Kuz'min M.D. Phys.Rev.B, **46**, 8219-8226 (1992).



## **Магнитная доменная структура и поиск магнитоодноосных высокоанизотропных фаз в многофазных поликристаллических материалах.**

Ю.Г. Пастушенков, Н.А. Косолапов, Е.М. Семенова, А.И. Синкевич

*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*  
*e-mail: [Pastushenkov.YG@tversu.ru](mailto:Pastushenkov.YG@tversu.ru)*

Постоянная потребность техники в новых более совершенных постоянных магнитах и значительная пауза в их появлении требует применения новых, менее затратных по времени методов поиска коммерчески привлекательных магнитотвердых фаз с экстремально высокими свойствами. Наиболее перспективным направлением такого поиска в настоящее время признан экспресс-поиск магнитотвердых фаз методом синтеза всех возможных фаз рассматриваемой многокомпонентной системы в одном слитке [1]. Ключевым методом обнаружения в полученных таким способом сплавах новых магнитотвердых фаз становится качественный и количественный анализ магнитной доменной структуры (ДС) [2,3].

В работе [2] предложены возможные схемы такого анализа. Однако, как показали наши исследования [3-5], проблемы возникают не только на этапе количественной оценки константы  $K_1$  магнитокристаллической анизотропии (МКА) фазы, но и на этапе поиска в многофазной системе самих высокоанизотропных фаз. Анализ и решению этих проблем посвящена данная работа.

Нами показано, что поиск высокоанизотропных одноосных фаз на основании характерных для таких фаз полосовой ДС и ДС типа звездочек может приводить к ошибкам, так как в поликристаллических материалах полосовую ДС могут иметь магнитомногоосные материалы, в том числе материалы с МКА «легкая плоскость». В частности, в работе [6] на основании ДС поликристаллического сплава  $Du_2Fe_{17}$  тип МКА данного интерметаллида был определен как магнитоодноосный, в то время как дальнейшие исследования, выполненные на монокристаллических образцах [5], показали, что данное соединение имеет тип МКА «легкая плоскость».

На примере поликристаллических однофазных и многофазных сплавов нами показано, что методы количественной оценки константы МКА, предложенные в работе [2], неприменимы ни к однофазным сплавам [4,5], ни к многофазным сплавам, для которых ограниченно подходят лишь методы количественного анализа ДС, разработанные для сферических частиц [6] и метод Боденбергера-Хуберта [7]. Однако, и в последнем случае речь может идти только об определении порядка величины константы МКА  $K_1$ , а не о ее конкретном значении.

В частности, нами показано, что наличие ДС типа звездочек, образующейся только в одноосных высокоанизотропных фазах с фактором качества  $Q > 1$ , где  $Q = 2K_1/\mu_0 M_S^2$ , позволяет быстро оценить нижний предел константы МКА новой фазы при подстановке в данное выражение среднего значения намагниченности насыщения  $M_S$  магнитного материала.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Koinuma H., Aiyer H., Science and Techn. Adv. Mater. **1**, 1 (2000).
2. Goll D., Loeffler R. et al., J. Phys.: Cond. Matter. **26**, 064208 (2014).
3. Pastushenkov Yu.G. et al., Met. Science and Heat Treatm. **58**, 594 (2017).
4. Pastushenkov J., Kronmüller H. et al., J. Magn. Magn. Mater. **101**, 363 (1991).
5. Pastushenkov Yu.G. et al. Met. Science and Heat Treatm. **60**, 544 (2018).
6. Plusa D., Wyslocki J.J., et al., J. Less-Common Met. **133**, 231 (1987).
7. Kittel C. Phys. Rev. **70**, 965 (1946).
8. Bodenberger R., Hubert A., Phys. Status Solidi (a) **44**, K7 (1977).

## **Трансформация магнитной доменной структуры в области спин-переориентационного фазового перехода «легкая ось - легкий конус».**

**Ю.Г. Пастушенков, Н.А. Косолапов, А.И. Цветков**

*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [Pastushenkov.YG@tversu.ru](mailto:Pastushenkov.YG@tversu.ru)*

Интерметаллические соединения редкоземельных металлов с 3d - металлами являются прекрасными модельными объектами для исследования спин-переориентационных фазовых переходов (СПП). Магнитокристаллическая анизотропия (МКА) подрешетки 3d – металла в тетрагональных соединениях  $R_2Fe_{14}B$ ,  $RFe_{11}Ti$  сравнима по величине с анизотропией редкоземельной подрешетки. Поэтому в данных соединениях наблюдается большое разнообразие магнитных структур и СПП [1, 2]. Ранее нами исследован характер перестройки магнитной доменной структуры (ДС) в области СПП в соединениях  $Nd_2Fe_{14}B$ ,  $DyFe_{11}Ti$  и ряде других [3-8]. Однако в последнее время появилось большое количество работ [9-11], посвященных анализу поведения ДС в области СПП в тонких магнитных пленках и многослойных структурах, позволяющих не только более детально рассмотреть процессы перестройки ДС в области СПП в массивных материалах, но и повысивших практическую значимость такого анализа. В связи с этим в данной работе на примере соединения  $Nd_2Fe_{14}B$  поставлена задача уточнить характер трансформации магнитной доменной структуры (ДС) в области СПП «легкая ось – легкий конус». Наблюдения доменной структуры выполнены на монокристаллических образцах в виде дисков диаметром 3–5 мм в области температур 4.2–300 К. Методика приготовления образцов и техника наблюдений доменной структуры детально описаны в работе [3].

Основное внимание в данной работе уделено поведению в области СПП 180-градусных доменных границ (ДГ), формирующихся в исследуемом соединении при комнатной температуре (RT). Показано, что в соединении  $Nd_2Fe_{14}B$ , имеющем СПП «легкая ось – легкий конус» при 135 К, ДГ основных доменов, образующие на базисной плоскости при RT характерную лабиринтную структуру, при понижении температуры до 165 К становятся плоскими и выстраиваются перпендикулярно направлениям  $\langle 100 \rangle$ , а при приближении температуры к 135 К изменяют свое направление и располагаются перпендикулярно направлениям  $\langle 110 \rangle$ , не меняя своего положения во всей области температур, соответствующей типу МКА «легкий конус». Однако, градусность границ изменяется, так как вместо одной оси легкого намагничивания (ОЛН), характерной для высокотемпературной МКА «легкая ось», в низкотемпературной области появляется 4 ОЛН, расположенных на поверхности конуса в кристаллографических плоскостях (110).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Coey J.M.D., J. Magn. Magn. Mater. **80**, 9 (1989).
2. Andreev A.V., Kudrevatykh N.V. et al., Physica B **183**, 379 (1993).
3. Pastushenkov Yu.G., Forkl A., Kronmüller H., J. Magn. Magn. Mater. **174**, 278 (1997).
4. Никитин С.А., Иванова Т.И., Панкратов Н.Ю. и др., ФТТ **47**. 501 (2005).
5. Pastushenkov Yu.G., Bartolome J., Larrea A. et al., J. Magn. Magn. Mater. **238**, 215 (2002).
6. Pastushenkov Yu.G., Z. Metallkunde **10**, 991 (2002).
7. Pastushenkov Yu., Bartolome H., et al., J. Magn. Magn. Mat. **300**, 514 (2006).
8. Пастушенков Ю.Г., Изв. РАН. Серия физич. **74**, 1483 (2010).
9. Carubelli M., Billoni O.V., Pighin S.A. et al., Phys. Rev. B **77**, 134417 (2008).
10. Seifert M., Schultz L., Schäfer R. et al., New J. Phys. **19**, 033002 (2017).
11. Lei X.W., Zhou N.J., He Y.Y., Zheng B., Phys. Rev. E **99**, 022129 (2019).

## **Закономерности перестройки магнитной и структурной подсистем в соединениях $RCO_2$ в области фазового перехода при адиабатическом изменении магнитного поля**

**П.А. Ракунов<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>1</sup>, Д.Ю. Карпенков<sup>2</sup>, Г.Г. Дунаева<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [Rakunov.PA@tversu.ru](mailto:Rakunov.PA@tversu.ru)*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия*

В последние десятилетия возрос интерес к магнитокалорическим материалам, благодаря тому, что магнитокалорическое преобразование энергии является одной из самых перспективных альтернатив для использования в системах охлаждения [1]. Многообещающими кандидатами для применения в качестве рабочих тел являются соединения  $RCO_2$  ( $R$  – редкоземельный металл), имеющими две магнитные подсистемы. Такая сложность строения данных соединений приводит к тому, что при фазовом переходе они демонстрируют большие значения магнитокалорического и магнитообъемного эффекта. Однако важной задачей перед использованием данного класса материалов является всестороннее исследование свойств в одинаковых режимах изменения внешнего магнитного поля. Результаты данных исследований помогут установить взаимосвязь между различными подсистемами исследуемых образцов, а также понять механизмы формирования свойств функциональных материалов.

Прямые исследования магнитокалорического эффекта, намагниченности и магнитострикции были проведены на уникальной измерительной установке, позволяющей проводить измерения в диапазоне температур от 77 до 600 К и в интервале изменения магнитного поля от -1.85 Тл до 1.85 Тл. Данная установка включает в себя источник магнитного поля, криостат, измерительную вставку, компьютер, с разработанным программным обеспечением, приборы для регистрации сигналов. В качестве источника магнитного поля использована система из постоянных магнитов, состоящая из двух концентрически расположенных магнитных цилиндров, каждый из которых построен по принципу дипольной Хальбах-структуры (производитель – фирма AMT&Co).

В работе проведены комплексные исследования намагниченности, магнитострикции и магнитокалорического эффекта интерметаллических соединений системы  $RCO_2$  ( $R=Dy, Ho, Tb$ ) в области магнитных фазовых переходов. Установлено, что в области технического намагничивания (область, соответствующая процессам перестройки доменной структуры) для всех образцов наблюдается анизотропная магнитострикция, сопровождающаяся отсутствием температурного отклика, так как истинное поле в образце не меняется. В дальнейшем, в области истинного намагничивания наблюдается рост истинного поля, который сопровождается магнитокалорическим эффектом и большим магнитообъемным эффектом. В дальнейшем из полевых зависимостей намагниченности, МКЭ и магнитострикции были построены их температурные зависимости. Несимметричный вид зависимостей для образцов с Ho и Dy свидетельствует о наличии в них фазового перехода первого рода. При этом отсутствие температурного гистерезиса делает данные материалы привлекательными для использования в качестве рабочих тел магнитных тепловых насосов, работающих в криогенных температурах.

Изученные особенности соединений необходимо учитывать при моделировании и конструировании реальных циклов охлаждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-10147.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kitanovski A. et al. Magnetocaloric energy conversion, **471** (2015).

## **Влияние нестехиометрии на фазовое состояние и радиопоглощающие свойства феррита висмута**

Д.А. Кожура, Е.Н. Сидоренко, Д.И. Рудский,  
А.О. Галатова, Ю.В. Кабилов, А.Г. Рудская

*Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*  
*e-mail: [agrudskaya@sfedu.ru](mailto:agrudskaya@sfedu.ru)*

Классический мультиферроик феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  (BFO) до сих пор интересен благодаря наличию у него сегнетоэлектрического (температура Кюри  $T_c = 830^\circ\text{C}$ ) и антиферромагнитного упорядочения (температура Нееля  $\sim 370^\circ\text{C}$ ). Однако, получить однофазный состав BFO без сопутствующих фаз  $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{39}$  и  $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{Bi}_2\text{O}_3$  по обычной технологии твердофазного синтеза еще никому не удавалось [11].

Для возможного уменьшения количества примесных фаз в работе методом одностадийного твердофазного синтеза из смеси оксидов  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  при температуре  $T = 850^\circ\text{C}$  и времени синтеза  $\tau = 2$  ч, приготовлены керамические образцы нестехиометрического феррита висмута  $\text{Bi}_{1-x}\text{FeO}_{3-\delta}$  с  $0 \leq x \leq 0.20$  и шагом  $\Delta x = 0.05$ . [2].

На дифрактометре ДРОН-3 были получены рентгendifракционные профили в интервале углов от  $20 \leq 2\theta \leq 60^\circ$  ( $\text{CuK}\alpha$ -излучение,  $\lambda = 1.54178 \text{ \AA}$ ), обработка которых осуществлялась методом полнопрофильного анализа с использованием программы PowderCell, находящейся в свободном доступе. На рентгенограммах помимо пиков основной фазы BFO, присутствуют пики, примесных фаз  $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{40}$  и  $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ . С увеличением  $x$  концентрации основной фазы BFO и  $\text{Bi}_{25}\text{FeO}_{40}$  уменьшаются, а концентрация фазы  $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$  растет.

В работе исследованы спектры поглощения СВЧ-энергии в диапазоне частот 8.15 – 12.05 ГГц и спектры излучения электрической и магнитной составляющей СВЧ поля в диапазоне частот 3.3 – 5.64 ГГц. В спектрах поглощения наблюдается постоянное поглощение энергии на уровне  $-1 - -2$  дБ а на частотах  $3 \leq f \leq 12$  наблюдаются осцилляции  $L$ . По-видимому, эти осцилляции связаны с неоднофазностью состава. При концентрации  $x = 0.05$  наблюдается наибольшее поглощение образцом ( $L_{1\text{max}} = -16$  дБ и  $L_{2\text{max}} = -26$  дБ на частотах  $f$  8.64 ГГц и 10.96 ГГц, соответственно). Остальные образцы, показали максимум поглощения  $-1.5 \text{ дБ} \leq L_{1\text{max}} \leq -3$  дБ на частоте  $f \approx 5$  ГГц и  $-2.5 \text{ дБ} \leq L_{2\text{max}} \leq -7$  дБ на частотах  $8 \text{ ГГц} \leq f \leq 11.5$  ГГц. Все спектры индукции магнитного поля  $V^*(f)$  имеют по два четко выраженных максимума. Наибольшее излучение наблюдается для состава  $x = 0.05$ . Спектры напряженности электрического поля  $E^*(f)$  образцов с концентрацией  $x = 0 - 0.10$  имеют три максимума, однако, максимум на более низких частотах имеет размытый характер. При концентрации  $x = 0.15 - 0.20$  наблюдается двухмодовый спектр. Наибольшее излучение регистрируется при  $x = 0.05$ . Для него же зарегистрировано наибольшее значение излучения индукция магнитного поля. Энергия излучения как электрической, так и магнитной составляющей СВЧ поля имеют максимумы и минимумы. Максимум наблюдается для  $x = 0.05$  для обоих составляющих. Минимум значений приходится для электрической составляющей при  $x = 0.10$  и для магнитной – при  $x = 0.15$ .

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(Г30110/23-11-ИФ).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Dmitrenko I., Abdulvakhidov K., Soldatov A. et al., Appl. Phys. A., **128**, 1128 (2022).
2. Abubakarov A.G., Shilkina L.A., Verbenko I.A. et al., Bull. Rus. Acad. Sci. Physics, **78**, 713 (2014).

## Магнитная вязкость квазибинарных интерметаллидов (Gd,Sm)Co<sub>3</sub>Cu<sub>2</sub>

В.Е. Севрюков, О.Б. Дегтева, А.Ю. Карпенков, Е.М. Семенова

Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [vesevryukov@edu.tversu.ru](mailto:vesevryukov@edu.tversu.ru)

В работе представлены результаты исследования процессов перемагничивания соединений Sm<sub>1-x</sub>Gd<sub>0.1</sub>Co<sub>3</sub>Cu<sub>2</sub>, которые в литом состоянии характеризуются высокой коэрцитивностью (до 0.94 Тл). [1] При этом, сочетание легкого и тяжелого редкоземельных элементов (Sm и Gd) позволяет повысить температурные коэффициенты основных гистерезисных параметров в данной системе. [2] Особое внимание уделяется релаксационным процессам (магнитной вязкости), которые в сплавах данного типа вносят существенный вклад в перемагничивание. Целью данной работы является анализ процессов перемагничивания квазибинарных соединений Sm<sub>1-x</sub>Gd<sub>0.1</sub>Co<sub>3</sub>Cu<sub>2</sub> с учетом магнитного последствия.

Исходные сплавы были получены методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере аргона с последующим отжигом при 1050 °С в течение 4 часов. Исследования микро- и наноструктуры выполнялись методами оптической, растровой электронной и сканирующей зондовой микроскопии. Измерения плевых, температурных и временных зависимостей удельной намагниченности производились методом вибрационного магнитометра.

На рисунке 1 показаны временные зависимости удельной намагниченности, измеренные при комнатной температуре после воздействия на образец размагничивающих полей разной величины.

Видно, что поведение зависимостей  $\sigma(t)$  свидетельствует о наличии значительной магнитной вязкости в рассматриваемых образцах. В работе представлены результаты анализа процессов перемагничивания образцов с учетом магнитной вязкости.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006) в научно-исследовательской лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Sevrykov V.E., Dyogteva O.B., Karpenkov A.Yu. et al., Moscow University Physics Bulletin **78**(5), (2023).
2. Liu S., Kuhl G.E., IEEE transactions on magnetics **35**(5). 3271 (1999).

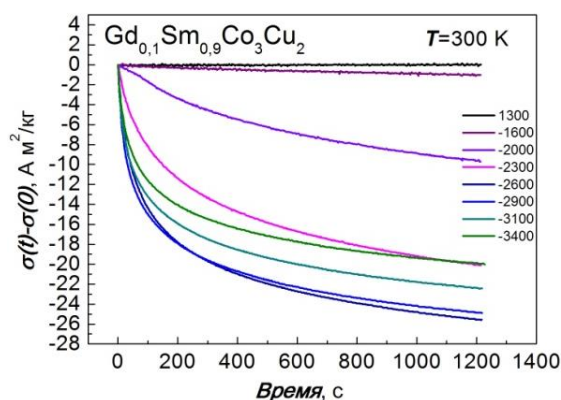


Рис. 1. Зависимости относительной удельной намагниченности исходного литого образца Gd<sub>0.1</sub>Sm<sub>0.9</sub>Co<sub>3</sub>Cu<sub>2</sub> от времени, измеренные при различных значениях обратного поля и при комнатной температуре.

## **Механизмы магнитного гистерезиса многокомпонентных гетерогенных сплавов типа RZrCoCuFe**

**Е.М. Семенова<sup>1</sup>, М.Б. Ляхова<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>1</sup>, Ю.В. Конюхов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [Semenova.EM@tversu.ru](mailto:Semenova.EM@tversu.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,  
119049, Москва, Россия

Гистерезис магнитных материалов чаще всего обусловлен формируемой в процессе синтеза или технологических обработок микро- и/или наноструктурой [1]. Например, варьирование режимов отжига приводит к трансформации структуры и позволяет изменять такие характеристики как остаточная намагниченность ( $\sigma_r$ ) и коэрцитивная сила ( $H_{cl}$ ) магнетиков в широких пределах. [2] Формирование регулярной гетерогенной структуры обеспечивает возникновение центров задержки смещения доменных границ, что способствует реализации механизма магнитного гистерезиса связанного с задержкой смещения доменных границ (ДГ) на структурных неоднородностях [1-3]. В наноструктурированных сплавах типа R-Zr-Co-Cu-Fe помимо механизма задержки смещения ДГ выявляется также механизм необратимого вращения вектора намагниченности. Целью данной работы является выявление причин смешанного механизма магнитного гистерезиса в сплавах данного типа.

Исходные многокомпонентные сплавы ( $R_{0.85}Zr_{0.15})(Co_{0.69}Cu_{0.088}Fe_{0.222})_{6.0}$  ( $R = Sm, Gd$ ) с разным относительным содержанием редкоземельных элементов были изготовлены методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере аргона. Сплавы были гомогенизированы при температурах 1170-1180°C в течение 3 часов после чего подвергались отжигу различной длительности при 800°C. Магнитные измерения выполнены методом вибрационного магнитометра. Наноструктура (рис.1) выявлялась методом АСМ (Solver Next).

В работе представлены результаты анализа процессов перемагничивания образцов с учетом реальной микро- и наноструктуры.

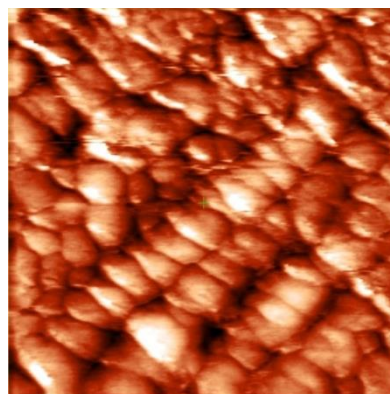


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности сплава ( $Gd_{0.85}Zr_{0.15})(Co_{0.69}Cu_{0.088}Fe_{0.222})_{6.0}$  отожженного в течение 24 час (1x1 мкм).

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006) в научно-исследовательской лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Musa M., Song X., Liu Y. et al., Journal of Rare Earths **40**, 1878 (2022.)
2. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Lukin A.A. et al., Metal Science and Heat Treatment **60**, 494 (2018).
3. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Ivanova A.I., Ulyanov M.N., Materials Science Forum **845**, 46 (2016).

## **Магнитные свойства соединений $Y_2(Fe_xCo_{1-x})_{17}$ и их гидридов**

**А.И. Синкевич<sup>1</sup>, М.Б. Ляхова<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>1</sup>, Е.М. Семенова<sup>1</sup>,  
Д.Ю. Карпенков<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [artem.sinkevich2602@gmail.com](mailto:artem.sinkevich2602@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,  
119049, Москва, Россия*

Редкоземельные интерметаллиды  $R_2Fe_{17}$  и  $R_2Co_{17}$  обладают высокими показателями температуры Кюри, намагниченности насыщения и констант анизотропии, однако большинство из них имеет плоскостной тип магнитокристаллической анизотропии (МКА), что не позволяет использовать их в качестве основы для постоянных магнитов. Известно, что синтез квазибинарных соединений  $Y_2(Fe_xCo_{1-x})_{17}$  позволяет повысить значения констант анизотропии соединений, а также изменить тип МКА на одноосный [1,2]. Получение на основе описанных квазибинарных интерметаллидов соединений с малыми атомами легких элементов внедрения также позволяет менять магнитные характеристики соединений и тип их магнитокристаллической анизотропии [3].

Для исследования описанных явлений была синтезирована серия сплавов  $Y_2(Fe_xCo_{1-x})_{17}$  в диапазоне концентраций  $x$  от 0.03 до 0.53 методом индукционной плавки в атмосфере аргона. На основе этих образцов были получены гидриды  $Y_2(Fe_xCo_{1-x})_{17}H_y$ .

Были проведены измерения кривых намагничивания исходных сплавов  $Y_2(Fe_xCo_{1-x})_{17}$  в температурном интервале 300-923 К, а также зависимостей  $\sigma(H)$  соответствующих гидридов. На основе полученных данных были рассчитаны константы анизотропии  $K_{1,2}$  исходных соединений и их гидридов. Выполнен сопоставительный анализ зависимостей  $K_{1,2}(x)$  исходных соединений и соответствующих им гидридов. Обсуждаются температурные зависимости  $K_{1,2}(T)$  для исходных соединений.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006) в научно-исследовательской лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Sinkevich A.I., Karpenkov A.Yu., Pastushenkov Y.G., IEEE Magnetics Letters **11**, 2501005 (2020).
2. Синкевич А.И., Ляхова М.Б., Карпенков А.Ю., Семенова Е.М., Пастушенков Ю.Г., Тезисы XXIII Международной конференции по постоянным магнитам (М.: «Белый ветер»), 64 (2022).
3. Tereshina I. S. et al., IEEE transactions on magnetics **47**, 3617 (2011).

## Теоретическое и экспериментальное исследование динамики кристаллической решетки оксиборатов $\text{Co}_{3-x}\text{Ni}_x\text{B}_2\text{O}_6$

М.С. Павловский, А.С. Крылов, С.Н. Софронова

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное структурное подразделение  
ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

e-mail: [sn@iph.krasn.ru](mailto:sn@iph.krasn.ru)

Исследования динамики кристаллической решетки антиферромагнетика  $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$  в центре зоны Бриллюэна показали, что появление нескольких новых фононных мод и аномальное поведение некоторых «старых» фононов при температуре антиферромагнитного упорядочения и ниже обусловлено существованием структурного фазового перехода, связанного с магнитным упорядочением в  $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$  [1]. В работе [2] исследовалась динамика решетки котаита  $\text{Co}_3(\text{BO}_3)_2$  методами инфракрасной и рамановской спектроскопии. Низкоэнергетическая часть фононных спектров сильно различается в  $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$  и  $\text{Co}_3(\text{BO}_3)_2$  со сдвигом частоты до  $55 \text{ см}^{-1}$ . Никаких признаков магнитоструктурного фазового перехода в  $\text{Co}_3(\text{BO}_3)_2$  при низкотемпературных рентгенодифракционных исследованиях не наблюдалось.

Теоретическое и экспериментальное исследование оксиборатов  $\text{Co}_{3-x}\text{Ni}_x\text{B}_2\text{O}_6$  может прояснить причины различного поведения динамики кристаллической решетки в изоморфных котаитах  $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$  и  $\text{Co}_3(\text{BO}_3)_2$ . Расчеты фононных спектров соединений  $\text{Co}_{3-x}\text{Ni}_x\text{B}_2\text{O}_6$  (где  $x=0, 1, 2$  и  $3$ ) с использованием программного пакета VASP показали, что фононные спектры схожи для всех четырех соединений. На рисунке 1 показан фононный спектр соединения  $\text{Co}_2\text{Ni}(\text{BO}_3)_2$ , интересно отметить, что акустические моды имеют линейную зависимость от волнового вектора в направлении от центра зоны Бриллюэна к точке X (рис. 1).

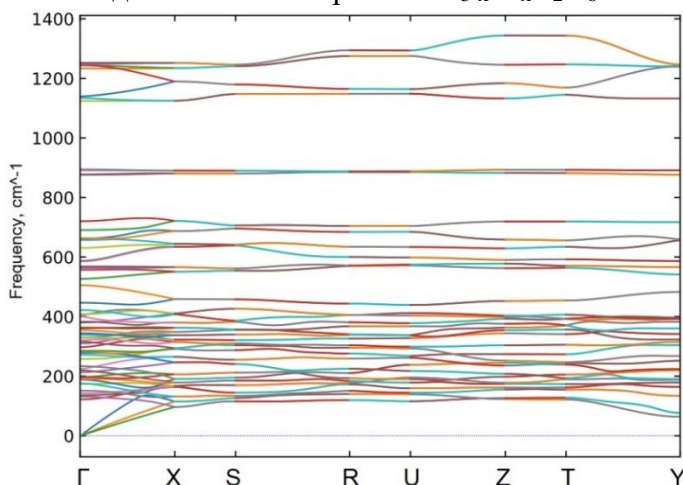


Рис. 1. Фононный спектр  $\text{Co}_2\text{NiB}_2\text{O}_6$

Экспериментальное исследование динамики решетки было выполнено для состава  $\text{Co}_2\text{NiB}_2\text{O}_6$ , получены температурные зависимости частот. Появления новых фононных мод в области антиферромагнитного упорядочения не наблюдается.

Исследование финансируется Российским научным фондом и Красноярским Краевым фондом поддержки научной и научно-технической деятельности, № 23-12-20012 (<https://rscf.ru/en/project/23-12-20012/>).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Pisarev R.V., Prosnikov M.A., et al Phys. Rev. B **93**, 134306 (2016)
2. Molchanova A.D., Prosnikov M.A. et al., Journal of Alloys and Compounds **865**, 158797 (2021)



## **Магнитные свойства сплавов многокомпонентной системы (Er<sub>1-x</sub>Y<sub>x</sub>)<sub>0.8</sub>Sm<sub>0.2</sub>Fe<sub>2</sub>**

З.С. Умхаева<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>2</sup>, И.С. Терёшина<sup>3</sup>, Н.Ю. Панкратов<sup>3</sup>,  
И.М. Алиев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Комплексный научно-исследовательский институт им. Х.И. Ибрагимова РАН, 364051,  
Грозный, Россия*

*e-mail: [zargan.umhaeva@yandex.ru](mailto:zargan.umhaeva@yandex.ru)*

<sup>2</sup> *Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

<sup>3</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва,  
Россия*

Явление магнитной компенсации в многоподрешеточных редкоземельных (РЗМ) ферримагнетиках имеет большое практическое значение поскольку, варьируя концентрации замещающих атомов вблизи скомпенсированного состава, можно изменять величину спонтанной намагниченности. Изучение фундаментальных свойств новых ферримагнетиков, демонстрирующих магнитную компенсацию, необходимо для определения их функциональных характеристик [1].

В работе впервые синтезированы и исследованы структура, магнитные свойства в сплавах многокомпонентной системы (Er<sub>1-x</sub>Y<sub>x</sub>)<sub>0.8</sub>Sm<sub>0.2</sub>Fe<sub>2</sub>. В данной системе магнитоактивные атомы тяжелого РЗМ эрбия замещаются атомами слабомагнитного Sm (20%) и немагнитного Y при различных значениях параметра замещения  $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ .

Рентгенофазовый анализ (РФА) проводился для всех образцов на дифрактометре ДРОН-7 в медном  $K\alpha$ -излучении ( $\lambda = 0,1540598$  нм) при комнатной температуре в диапазоне углов  $2\theta = 15 - 105^\circ$ . Полнопрофильный анализ дифрактограмм по методу Ритвельда, показал, что все сплавы системы однофазны и обладают кубической структурой фазы Лавеса C15. При этом постоянная решетки  $a$  монотонно возрастает с ростом концентрации Y от значения  $7,3115 \text{ \AA}$  ( $x = 0$ ) до  $7,3504 \text{ \AA}$  при  $x = 1.0$ .

Намагниченность сплавов измерялась на автоматизированном вибрационном магнетометре в интервале температур от 300 до 750 К. Получено, что на концентрационной зависимости намагниченности насыщения при 300 К наблюдается точка взаимной магнитной компенсации магнитных подрешеток в области концентрации иттрия  $x = 0.2$ . Тогда как теоретические расчеты в модели коллинеарных магнитных моментов при температуре 4.2 К показали, что точка магнитной компенсации должна приходиться на состав со значением  $x = 0.52$ , что видимо можно объяснить нарушением коллинеарности подрешеток Er, Sm и Fe с повышением температуры.

Установлено, что температура магнитного упорядочения  $T_c$  для сплавов данной системы незначительно уменьшается от значения 544 К для сплава Er<sub>0.8</sub>Sm<sub>0.2</sub>Fe<sub>2</sub> ( $x = 0$ ) до 501 К для Y<sub>0.8</sub>Sm<sub>0.2</sub>Fe<sub>2</sub> ( $x = 1$ ). Детальный анализ полученных результатов позволяет рассматривать данную систему, как систему с конкурирующими обменными взаимодействиями.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00313, <https://rscf.ru/project/22-22-00313/>. Синтез образцов и исследования проведены в лаборатории магнитных материалов ЦКП ТвГУ.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kumar A., Yusuf S. M. Physics Reports, **556**, 1-34 (2015).

## **Магнитострикционное поведение гетероструктур Fe/PMN-PT и Co/PMN-PT**

**Т.С. Шапошникова, Р.Ф. Мамин, А.В. Леонтьев, А.А. Камашев**

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН,  
420029, Казань, Россия, e-mail: [t\\_shap@kfti.knc.ru](mailto:t_shap@kfti.knc.ru)*

Проведено моделирование и экспериментально исследованы гетероструктуры, состоящие из пленок ферромагнитных металлов (Fe, Co или Ni), нанесенных на подложку релаксора PMN-PT ( $[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{0.7} - [\text{PbTiO}_3]_{0.3}$ ). Пленки ферромагнитных металлов имели толщину от нескольких нанометров до десятков нанометров. Подложка PMN-PT являлась монокристаллической и обладала хорошими пьезоэлектрическими свойствами. При приложении к такой системе разности потенциалов либо между верхней и нижней поверхностями гетероструктуры, либо вдоль одной из граней подложки, в пьезоэлектрике за счет обратного пьезоэффекта появляются механические напряжения, которые деформируют также пленку ферромагнетика, изменяя его эффективную константу анизотропии. Проведены расчеты поправок к константам анизотропии, и оценены значения эффективных магнитных полей, возникающих в пленках ферромагнитных металлов Fe, Co или Ni за счет такого магнитострикционного эффекта. Расчеты показали, что при приложении электрического поля вдоль оси перпендикулярно плоскости подложки с напряженностью порядка 1 кВ/см при комнатной температуре возникающие эффективные магнитные поля анизотропии имеют порядок нескольких сотен А/м. Рассмотрены две различные ориентации пьезоэлектрика PMN-PT [001] и [011]. Обсуждаются условия изменения направления намагниченности ферромагнитных слоев. Поворот намагниченности под действием электрического поля является очень привлекательным с точки зрения практического использования таких гетероструктур [1]. Оценивается изменение магнитострикционного эффекта при понижении температуры от комнатной до температуры жидкого гелия, т.е. при температурах, которые используются в реальных экспериментах [2]. В гетероструктурах Fe/PMN-PT и Co/PMN-PT экспериментально наблюдалось магнитострикционное поведение.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S. et al., J. Appl. Phys. **103**, 031101 (2008).
2. Kamashev A., Leontyev A., Mamin R., Garifullin I., Ferroelectrics **605**, 54 (2023).

## Динамика решетки и магнитные свойства тетраборатов $MnV_4O_7$ и $FeV_4O_7$ в различных фазах из первых принципов

А.С. Шинкоренко

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук -  
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

660036, г. Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38

e-mail: [shas@iph.krasn.ru](mailto:shas@iph.krasn.ru)

В последнее время ведется поиск новых боратных соединений, получаемых при экстремальных условиях с необычными свойствами. Одним, заслуживающим внимания, из обширного числа боратов, является семейство тетраборатов с общей химической формулой  $Me^{+2}V_4O_7$ . Данные соединения в основном реализуются в структурах с группами симметрии  $Rmn2_1$ ,  $Pbca$ ,  $Cmcm$  [1-4]. Так же в [5] была получена новая структурная модификация с пространственной группой симметрии  $R6_522$ .

В данной работе с помощью программного пакета VASP и подхода DFT+U рассмотрены четыре структурные модификации тетраборатов, упомянутых выше, с переходными металлами  $FeV_4O_7$  и  $MnV_4O_7$ . Были вычислены зависимости всех четырех типов структур свободной энергии от давления, они показали, что наиболее энергетически не выгодной являются структуры с группой симметрии  $Rmn2_1$ , остальные приведены на рисунке 1.

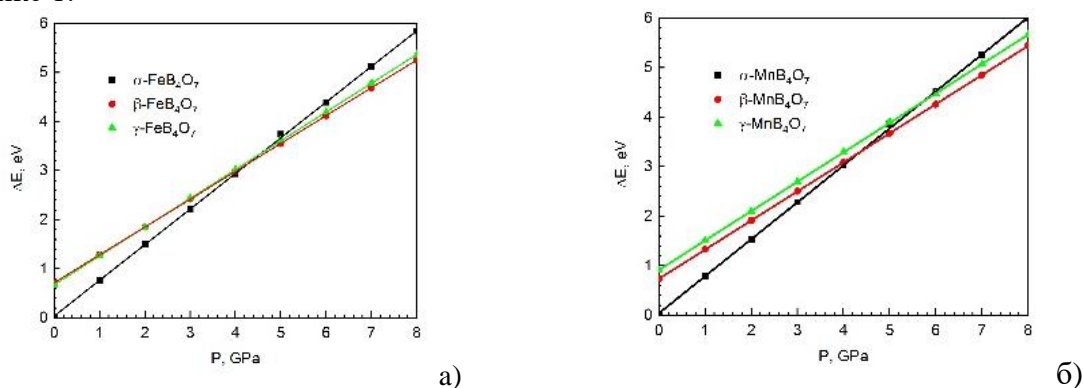


Рис. 1. Зависимость свободной энергии от давления в соединениях  $FeV_4O_7$  и  $MnV_4O_7$

Расчет динамики решетки в наиболее энергетически выгодных фазах не выявил мнимых мод колебаний. Так же были вычислены оптические свойства, основное магнитное упорядочение.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-20024, <https://rscf.ru/project/22-22-20024/>, Красноярского краевого фонда науки.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Rowsell J.L.C., Taylor N.J., and Nazar L.F., Journal of Solid State Chemistry **174**, 189 (2003).
2. Yang T., Wang Y., Yang D., Lib G., Lin J., Solid State Sciences **19**, 32 (2013).
3. Neumair S. C., Huppertz H., Knyrim J. S., Glaum R., Huppertz H., Anorg. Z. Allg. Chem., **635**, 2002 (2009).
4. Abrahams S.C., Bernstein J.L., Gibart P., Robbins M., Sherwood R.C., The Journal of Chemical Physics, **60**, 5 (1974).
5. Schmitt M.K., Janka O., Niehaus O., Dresselhaus T., Pöttgen R., Pielhofer F., Wehrich R., Krzhizhanovskaya M., Filatov S., Bubnova R., Bayarjargal L., Winkler B., Glaum R., Huppertz H., Inorg. Chem. **56**, 4217 (2017).

Секция «Релаксорные  
сегнетоэлектрики»



**Диэлектрические свойства и атомное упорядочение в твердых растворах  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{LaMg}_{2/3}\text{Nb}_{1/3}\text{O}_3$  ( $x = 0 - 0.15$ ) с различной термодинамической предысторией**

**Н.Б. Дармаева<sup>1,2</sup>, Э.А. Бикяшев<sup>2</sup>, А.В. Моцейко<sup>1</sup>, Н.В. Тер-Оганесян<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>2</sup>Химический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: [nadezhda.darmaeva2013@mail.ru](mailto:nadezhda.darmaeva2013@mail.ru)

Модельный сегнетоэлектрик-релаксор  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PMN) является основой для создания перспективных пьезоэлектриков, электрострикционных и других материалов. Особое место в формировании его свойств играют химически упорядоченные наноразмерные области, роль которых, однако, все еще до конца не выяснена. Появления дальнего атомного порядка в PMN не удастся добиться изменением термодинамической предыстории приготовления образца, а только различными катионными замещениями. В то же время сравнение свойств образцов PMN без дальнего атомного порядка с образцами с ненулевым дальним атомным порядком могло бы быть полезным для понимания его релаксорных свойств.

В данной работе синтезирована керамика твердых растворов  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{LaMg}_{2/3}\text{Nb}_{1/3}\text{O}_3$  ( $x = 0 - 0.15$ ): с обычным и медленным охлаждением после спекания. Рентгенодифракционный анализ показывает влияние термодинамической предыстории на степень дальнего атомного упорядочения. В медленно охлажденных образцах с  $x \geq 0.03$  степень дальнего атомного порядка выше, что проявляется также и на температурных зависимостях диэлектрической проницаемости.

Атомное упорядочение в системе твердых растворов  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{LaMg}_{2/3}\text{Nb}_{1/3}\text{O}_3$  также исследовано теоретически при помощи метода Монте Карло и модели ненапряженных катион-анионных связей. Оценены температура фазового перехода атомного упорядочения и приведенный параметр элементарной ячейки, их концентрационные зависимости и тип возникающего атомного порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00678).

## Влияния примесей тулия и гольмия на диэлектрические и пьезоэлектрические свойства кристаллов SBN

М.С. Зварич<sup>1</sup>, И.Л. Кислова<sup>1</sup>, О.Н. Сергеева<sup>1</sup>, Л.И. Ивлева<sup>2</sup>, П.А. Лыков<sup>2</sup>,  
А.И.Щеглова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия

<sup>2</sup>ФГБУН ФИЦ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия  
e-mail: [mariasergeevna27092014@gmail.com](mailto:mariasergeevna27092014@gmail.com)

В работе исследовано влияние примесей гольмия и тулия на диэлектрические и пьезоэлектрические свойства монокристаллов ниобата бария стронция (SBN:61). Образцы были выращены по модифицированной методике Степанова [1].

Установлено, что в беспримесных образцах и в образцах с примесью тулия (SBN:Tm) поляризация приводит к уменьшению величины диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) практически в 2 раза, а в образцах с примесью гольмия (SBN:Ho) и с двойной примесью (SBN:Tm+Ho)  $\epsilon$  значительно увеличилась.

По петлям диэлектрического гистерезиса были рассчитаны величины коэрцитивного поля и переключаемой поляризации, полученные для поляризованных образцов (табл. 1). Обнаружено, что в образцах с примесью Ho, а также в образце с 0.5 % Tm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> величина коэрцитивного поля  $E$  значительно увеличивается, а величина переключаемой поляризации уменьшается по сравнению с образцами SBN и SBN:Tm.

Исследования температурной зависимости диэлектрической проницаемости показали, что во всех примесных образцах максимум  $\epsilon$  имеет размытый характер, что характерно для релаксоров. Причем степень размытия максимума увеличивается для образцов SBN с примесью гольмия и с двойной примесью.

Исследование пьезоэлектрических свойств проводилось динамическим методом при комнатной температуре. Для образцов с примесью гольмия величина пьезокоэффициента, имеет большее значение, чем для образцов с разным содержанием тулия и беспримесного образца (табл. 1).

Из расчета распределения пьезокоэффициента по толщине образцов сделан вывод, что в образцах SBN: 2 % Tm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и SBN:0.5 % Ho<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + 1 % Tm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> поляризация распределена более неравномерно, чем в образцах с небольшой концентрацией примесей.

Таблица 1

SBN-61	pure	0.5 % Tm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1% Tm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2 % Tm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.5 % Ho <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + 1 % Tm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.5 % Ho <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
$T_{\max}$ , °C	85	77	75	68	90	110
$\epsilon$ ( $T_{\max}$ )	14000	6600	9000	8500	4500	2250
$\Theta$ , °C	13	18	24	30	50	27
$E$ , кВ/см	0,7	2,6	0,8	0,6	0,9	1,9
$P$ , мкКл/см <sup>2</sup>	50	7	37	36	20	12
$\gamma$ , 10 <sup>-4</sup> Кл/(м <sup>2</sup> К)	5,6	3,4	4,8	6,3	7,9	12,8

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ivleva L.I., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics **73** (10), 1338–1340 (2009).

## **К вопросу о фазовой диаграмме твердых растворов $\text{Na}_{1/2}\text{Bi}_{1/2}\text{TiO}_3$ - $x\text{BaTiO}_3$**

**Л.С.Камзина, И.П.Пронин**

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия*  
*e-mail: [ASKam@mail.ioffe.ru](mailto:ASKam@mail.ioffe.ru).*

В твердых растворах  $\text{Na}_{1/2}\text{Bi}_{1/2}\text{TiO}_3$ - $x\text{BaTiO}_3$  изучался вопрос взаимосвязи между концентрацией  $\text{BaTiO}_3$  ( $x$ ) и наличием релаксорных свойств, а также, при какой величине  $x$  пропадают эти свойства. С этой целью проводились диэлектрические измерения поляризованных и неполяризованных соединений в широком интервале концентраций  $x$   $0.05 < x < 0.45$ . Исследовались керамические и монокристаллические образцы. Обнаружено, что в исследуемом интервале концентраций  $x$  релаксорные свойства существуют и нормального сегнетоэлектрического состояния достичь не удастся. Это совпадает с литературными данными [1], но противоречит фазовой диаграмме, опубликованной в работе [2], из которой следует, что релаксорные свойства пропадают уже при  $x=0.18$ . Высказано предположение, что разные величины  $x$ , при которых теряются релаксорные свойства, могут быть связаны с разными размерами и числом полярных нанодоменов в кубической эргодической фазе, возникающими в результате синтеза керамики из-за разной температуры спекания и плотности образцов. Сделан вывод, что величина  $x$ , при которой пропадают релаксорные свойства, не является постоянной для всех соединений NBT- $x$ BT и может меняться в зависимости от условий синтеза.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Dunce M., Birks E., Antonova M., Plaude A., Ignatans R., and Sternberg A., *Ferroelectrics* **447** (1), 1 (2013).
2. Adhikary G., Mahale B., Rao B.N., Senyshyn A. and Ranjan R., *Phys.Rev.B* **103**, 184106 (2021)

## Индукцированная электрическим полем трансформация диэлектрических спектров в монокристалле PMN

Е.Королева, А.Молоков, С.Б. Вахрушев  
ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru](mailto:e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru)

Одним из ключевых моментов в физике релаксоров является их реакция на приложенное постоянное электрическое поле. Обычно измерения проводились на фиксированной частоте и с изменением температуры при фиксированной напряженности поля. Мы приводим эволюцию диэлектрических спектров на низких частотах ( $0.1 \text{ Гц} < \omega < 1 \text{ кГц}$ ) при фиксированной температуре 246 К при изменении постоянного электрического поля, приложенного в направлении (111), от 1 кВ до 7 кВ. Для описания спектров мы использовали функцию Коула-Коула и определяли полевые зависимости параметров релаксационного процесса. Спектры потерь PMN для нескольких полей смещения представлены на рисунке 1. Точки – экспериментальные частотные зависимости  $\epsilon''$ , линии – результаты их подгонки модельной функцией.

Полученные значения  $\tau(E)$  и  $\Delta\epsilon(E)$  свидетельствуют об индуцированном полем переходе от неполярной стеклоподобной фазы к неполярной параэлектрической фазе около 1.5 кВ/см. В параэлектрической фазе наблюдалось быстрое ужесточение спектров с изменением  $\tau$  от 10 с до примерно  $10^{-4}$  с. Показано, что отмеченное ранее увеличение  $\epsilon'$  с увеличением амплитуды приложенного поля связано с ужесточением спектра диэлектрических потерь. Статическая диэлектрическая проницаемость практически не изменяется в стеклоподобной фазе и уменьшается в полях выше 1.5 кВ/см. Для полного понимания микроскопической природы наблюдаемых явлений необходимо детальное изучение ближней и дальней структуры при одних и тех же условиях.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №22-12-00328,  
<https://rscf.ru/en/project/22-12-00328/>.

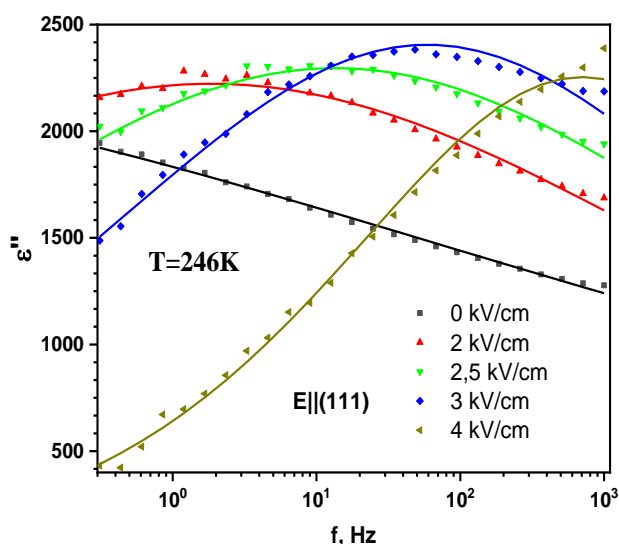


Рис.1 Спектры потерь PMN для нескольких полей смещения. Линии – подгонка функцией Коула-Коула.



## **Явления структурного порядка/беспорядка в РМН-содержащих комплексных перовскитах нестехиометрических составов**

**А.Р.Лебединская<sup>1</sup>, А.Г.Рудская<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Академия архитектуры и искусств, Южный федеральный университет, 344002, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [lebed1989@rambler.ru](mailto:lebed1989@rambler.ru)*

<sup>2</sup>*Физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

Сегнетоэлектрики - релаксоры, открытые более полувека назад, являются сегодня активно используемыми материалами благодаря обладанию уникальным набором специфических физических свойств, отсутствующих в обычных сегнетоэлектриках [1,2]. В настоящий момент учеными всего мира выполнено достаточно много исследований, позволяющих изучить наиболее полно макроскопические свойства релаксоров. Однако однозначной картины взаимосвязи наблюдаемых физических свойств и микроструктурных изменений в данных объектах не достигнуто.

Природа наблюдаемых физических свойств связывается с наличием в данных объектах случайных электрических полей, возникающих в следствии наличия следующих причин. Во-первых, это наблюдаемый беспорядок в катионных подрешетках А- и В-типа, что вызывает локальные смещения ионов из их обычных положений равновесия [3-5]. Вторая причина возникновения случайных электрических полей в последние годы связывается с наличием вакансий в кристаллической решетке, в первую очередь, при распределении атомов кислорода. Изучение влияния наличия кислородных вакансий и изменения их концентрации может указать способ управления релаксорными свойствами, что и дать возможность по-новому охарактеризовать влияние микроструктуры и макросвойств сегнетоэлектриков-релаксоров.

В данной работе представлены результаты исследования образцов, полученных на основе магнониобата свинца и описываемых общей формулой  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3 - x\text{PbMg}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_{2.75}$ , где значение параметра  $x$  варьируется от 0 до 1 с шагом 0.1. Экспериментально нами было показано, что все соединения из данного ряда являются сегнетоэлектриками-релаксорами. С возрастанием величины параметра  $x$  доля нестехиометрического магнониобата свинца с заданным искусственно дефицитом по кислороду возрастала.

В данной работе представлены результаты моделирования определения возможных источников случайных электрических полей в исследуемых образцах с нестехиометрическими составами на основе распределения атомов Mg/Nb в В-подрешетке и/или обусловленного изменением кислородных вакансий вследствие заданным заранее дефицитом по кислороду.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Н.Е., Шур М.С. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики (Л.: Наука), 476 (1971).
2. Pandya S., Wilbur J., Kim J. et al. Nature Materials **17**(5),432 (2018)
3. Vakhrushev S.B., Kvjatkovskiy B.E, Naberezhnov A.A., Okuneva N.M., Tolerverg B.P. Ferroelectrics **9**, 173 (1989)
4. Lebedinskaya A R., Kasparova N G. Advanced Materials **224**, 267 (2019).
5. Гуфан А.Ю. ФТТ **47**(6). 1097 (2005).

## **Релаксационная динамика в спектрах неупругого рассеяния света релаксорного сегнетоэлектрика $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$**

**С.Г. Лушников<sup>1</sup>, Н.К. Деретц<sup>1</sup>, А.И. Федосеев<sup>1</sup>, J.-H. Ko<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им.А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: [sergey.lushnikov@mail.ioffe.ru](mailto:sergey.lushnikov@mail.ioffe.ru)*

<sup>2</sup>*Hallym University, 1 Hallymdaehakgil, Chuncheon, Gangwondo 24252, Republic of Korea*

К настоящему времени сформировалась общая точкой зрения, что ответственными за аномальную динамику решетки релаксорных сегнетоэлектриков (релаксоров) являются полярные нанообласти, и их взаимодействие с колебаниями решетки. Эти же полярные нанообласти, по-видимому, приводят к появлению интенсивного квазиупругого рассеяния света в рамановских [1] и бриллюэновских [2] спектрах рассеяния в релаксорах. Здесь отметим, что исследования этого квазиупругого рассеяния света (QELS) позволяет анализировать релаксационные процессы в диапазоне частот  $10^9$ - $10^{13}$  Гц, который труднодостижим другими экспериментальными методами. Именно поэтому квазиупругое рассеяние света в релаксорах вызывает большой интерес и это стимулировало проведение настоящих исследования.

В докладе представлены результаты исследований поведения QELS в мандельштам - бриллюэновском (МБР) и рамановском рассеянии света в кристалле  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PMN) в диапазоне температур от 750 К до 80 К. Было показано, что в МБР рассеянии QELS состоит из двух компонент – узкой (от 0.9 ГГц до 11 ГГц) и широкой (80 ГГц до 600 ГГц). Зависимости интенсивности этих компонент от частоты хорошо описываются степенным законом  $I \sim e^\alpha$  с различным  $\alpha$ , и определяются распределением времен релаксаций. Анализ бриллюэновских спектров, полученных в соответствующих этим компонентам частотных «окнах», позволил построить температурные зависимости времени релаксации и интегральной интенсивности узкой и широкой компонент QELS. Показано, что поведение времени релаксации обеих компонент QELS при изменении температуры хорошо описывается законом Аррениуса. Определены энергии активации и характерные частоты, рассмотрены возможные механизмы термоактивированных процессов в рамках существующих моделей динамики полярных нанообластей. Дополнительно, в окрестности температуры  $T^* \approx 380$  К обнаружено критическое поведение времени релаксации узкой компоненты QELS. В окрестности этой же температуры наблюдается максимум в интегральной интенсивности обеих компонент, который соседствует с еще одним максимумом в районе температуры  $T_{VF} \approx 250$  К.

Более сложное температурное поведение демонстрирует QELS в рамановском рассеянии света. Сопоставление температурных зависимостей полученных с помощью МБР и рамановского рассеяния света указывает на различные релаксационные механизмы, которые проявляются в различных частотных диапазонах. Поведение QELS в PMN при изменении температуры рассматривается в рамках существующих представлений о релаксационной динамике полярных нанообластей и фазовых превращений в релаксорных сегнетоэлектриках.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Siny I.G., Lushnikov S.G., Katiyar R.S. et al., Phys.Rev.B **56**, 7962 (1997).
2. Derets N.K., Fedoseev A.I., Ko J.-H. et al., Materials **16**, 346 (2023).

## Влияние внешнего электрического поля на диэлектрический спектр керамики магнониобата свинца

А.Ю. Молоков<sup>1</sup>, Е.Ю. Королёва<sup>1</sup>, С.Б. Вахрушев<sup>1</sup>, N. Zhang<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Xi'an Jiaotong University, 710049, Xi'an, China

e-mail: [molokov.ayu@mail.ioffe.ru](mailto:molokov.ayu@mail.ioffe.ru)

В монокристалле магнониобата свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PMN) можно индуцировать переход в сегнетоэлектрическую фазу приложением внешнего электрического поля больше  $\sim 1.6$  кВ/см в направлении  $\langle 111 \rangle$  [1]. Вопрос возможности индуцирования сегнетоэлектрического состояния в керамике PMN обсуждается давно и считается, что за счет разупорядочения направлений в зернах она не индуцируется. Однако, существуют публикации, где керамику PMN удавалось перевести сегнетоэлектрическую фазу [2]. Целью данной работы является проверка возможности индуцирования внешним полем сегнетоэлектрического состояния в керамике PMN и анализ влияния поля на диэлектрический спектр керамики.

Все исследования проводились на образце керамики PMN, синтезированной в Шанхайском институте технологий, Китай. Образец представлял собой керамическую таблетку с зёрнами 2–10 мкм и плотностью 97%. Диэлектрический отклик PMN исследовался в режиме FC-ZFH (охлаждение в поле, далее отогрев без поля) при 3, 4 и 6 кВ/см на температурах 160 – 300 К. Также исследования проводились при фиксированных температурах 242 и 246 К при изменении поля от 0 до 6 кВ/см. Все исследования проводились на широкополосном диэлектрическом спектрометре Novocontrol BDS80 с высоковольтным блоком HVB1000 в диапазоне частот от 0.01 до  $10^4$  Гц.

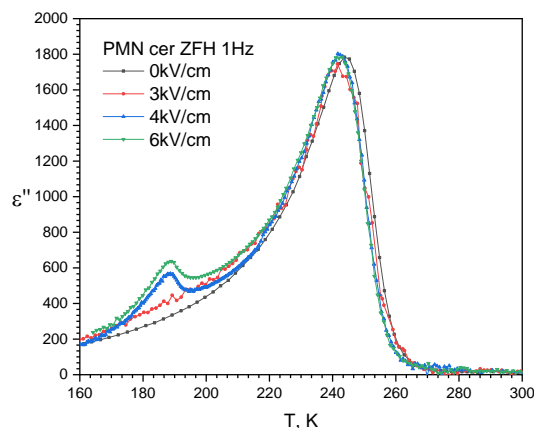


Рисунок 1. Температурная зависимость диэлектрических потерь в режиме ZFH после охлаждения без поля, а также с полями 3, 4 и 6 кВ/см соответственно.

В режиме FC на температурных зависимостях диэлектрического отклика не было обнаружено аномалий, характерных для перехода в сегнетоэлектрическую фазу, но при  $\sim 175$  К наблюдается исчезновение диэлектрической дисперсии. При этом в режиме ZFH в полях выше 4 кВ/см отчетливо видна аномалия диэлектрического отклика, характерная для перехода из сегнетоэлектрической фазы в стекольную (рис. 1), т.е. удалось индуцировать полем переход в сегнетоэлектрическое состояние в керамике. При температурах 242 К и 246 К получены полевые зависимости спектров диэлектрического отклика. При приложении внешних полей наблюдается ужесточение спектра диэлектрических потерь. Проведена аппроксимация спектров функцией Cole-Cole, получены полевые зависимости параметров релаксационного процесса. Проведено сравнение с монокристаллом, были обнаружены различия в поведении параметров.

Работа выполнена при поддержке гранта РФ №22-12-00328, <https://rscf.ru/en/project/22-12-00328/>.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Colla E.V. et al, *Ferroelectrics*, **151**, 337 (1994).
2. Bidault O., et al, *J. Phys.: Condens. Matter*, **8**, 8017 (1996).

## Особенности термоиндуцированных импульсных процессов в монокристаллах ниобата бария-стронция

Н. Н. Большакова, А. В. Бурцев, Б. Б. Педько, Е. М. Семенова

Тверской государственный университет  
E-mail: [semenova.em@tversu.ru](mailto:semenova.em@tversu.ru)

Скачкообразные изменения спонтанной поляризации могут иметь следующие причины: зародышеобразование, движение доменных стенок и смыкание доменных границ. Релаксорные сегнетоэлектрики, к которым относятся кристаллы твердых растворов ниобата бария-стронция, являются существенно неоднородными системами с разупорядоченной структурой и совокупностью новых уникальных физических свойств. Целью настоящей работы являлось исследование термоиндуцированных импульсных процессов в кристаллах чистого  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN) и легированного примесями Ce, Cr, Eu и Rh, а также анализ параметров этих процессов.

Исследования проведены методом теплового эффекта Баркгаузена]. Интенсивность импульсных процессов оценивалась по скорости следования скачков ТЭБ. Исследования проведены в интервале температур (280–480) К, что выше точки максимума температурной зависимости диэлектрической проницаемости ( $T_{\text{Em}}$ ).

Установлено, что зависимость интенсивности следования импульсов переполяризации от температуры в исследованных кристаллах имеет три максимума, соответствующих трем температурным областям: 1 - ниже  $T_{\text{Em}}$ , 2 – близкой к  $T_{\text{Em}}$ , 3 – выше  $T_{\text{Em}}$ . Наличие третьей области не характерно для классических сегнетоэлектриков и может быть объяснено релаксорными свойствами SBN. Многообразие импульсов переключения для всех исследуемых кристаллов можно разделить на несколько видов: типичные импульсы (рис. 1а), двойные (рис. 1б) и биполярные с (рис. 1в)

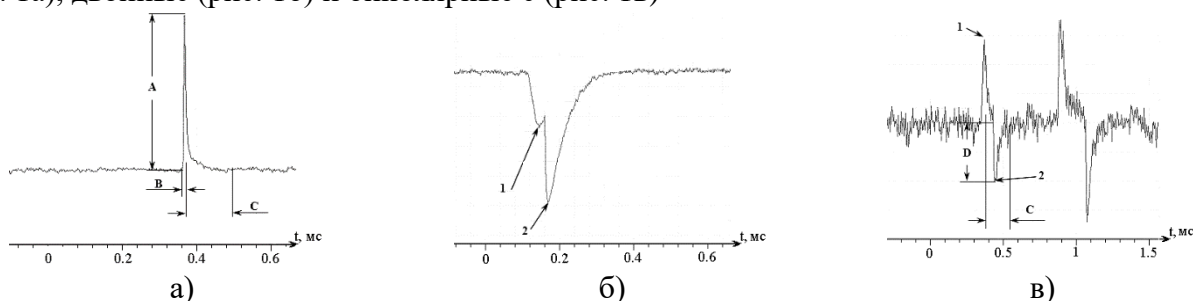


Рис.1 Типичные формы термоиндуцированных импульсов переключения кристаллов группы SBN: а - А – амплитуда скачка; В – время скачка, С – время релаксации сигнала. б - двойной импульс, 1 – первый экстремум, 2 – второй экстремум. в - биполярный импульс, 1 – скачок переполяризации, 2 – релаксирующий заряд, D – глубина релаксации.

Различные формы импульсов говорят о возможных механизмах протекания процессов переключения. Одиночные импульсы обусловлены возникновением зародышей новой фазы в объеме кристалла. Возникновение нескольких экстремумов на фронтах нарастания и спада импульсов связано с многократными процессами зародышеобразования в течение времени протекания импульса переполяризации, либо с движением доменной стенки, происходящим из-за переориентаций нанодоменных областей на границе двух макроскопических доменов. Биполярные импульсы переполяризации кристалла при температурах выше  $T_{\text{Em}}$  могут быть объяснены процессом прорастания зародыша, либо «схлопыванием» домена сегнетофазы (в парафазе) с последующей релаксацией экранирующего спонтанную поляризацию заряда, что может быть обусловлено релаксорными свойствами этого материала.

## Кроссовер перехода из сегнетоэлектрического в релаксорное состояние в твёрдом растворе $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ , легированном $\text{Bi}$ И.И. Попов, С.А. Гриднев

Воронежский государственный технический университет, 394006, Воронеж, Россия  
e-mail: [popovich\\_vano@mail.ru](mailto:popovich_vano@mail.ru)

Цель работы заключалась в изучении влияния добавки атомов висмута на диэлектрические свойства твердого раствора  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ . Образцы твердого раствора  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ , легированного 2, 4, 6, 8, 10 и 12 ат. %  $\text{Bi}$ , были получены по традиционной двухстадийной керамической технологии и имели форму диска толщиной 2 мм и диаметром 10 мм. Температурные зависимости действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon^*$ , измеренные на разных частотах, были получены с помощью измерителя иммитанса E7-20.

Установлено, что при увеличении содержания атомов  $\text{Bi}$  тетрагонально-кубический переход размывается, при этом высота максимума диэлектрической проницаемости снижается (рис. 1). Замещение ионов  $\text{Ba}^{2+}$  и  $\text{Sr}^{2+}$  ионами  $\text{Bi}^{3+}$  вызывает уменьшение объема элементарной ячейки, приводит к меньшему смещению иона  $\text{Ti}^{4+}$  от центра октаэдра и, следовательно, к снижению температуры максимума диэлектрической проницаемости  $T_m$  [1]. Слабая концентрационная зависимость  $T_m$  при содержании  $\text{Bi} > 8$  ат.% обусловлена, вероятно, достижением предела растворимости атомов  $\text{Bi}$  [2].

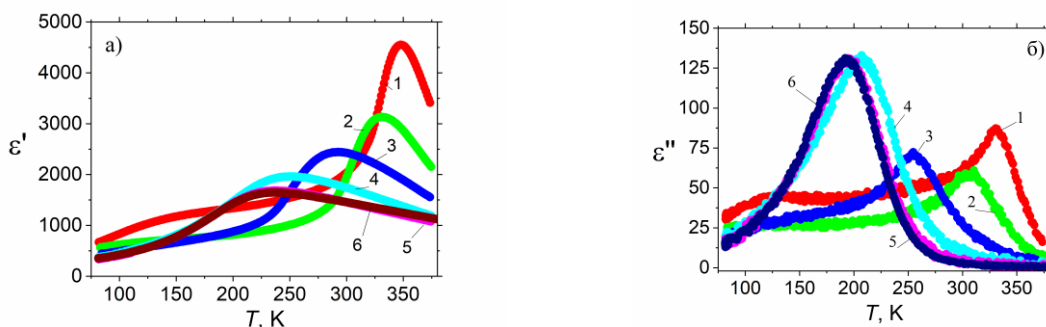


Рис. 1. Температурные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости, измеренные на частоте 1 кГц, в сегнетоэлектрическом твердом растворе  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3 + x$  ат. %  $\text{Bi}$ , где  $x = 2$  (1); 4 (2); 6 (3); 8 (4); 10 (5) и 12 (6).

Для описания температурных зависимостей диэлектрической проницаемости использовалась статистическая модель [3], которая определяет релаксорную систему как набор диполей. С помощью статистической модели определен кроссовер перехода из сегнетоэлектрического в релаксорное состояние, наблюдающийся при концентрации 6 ат. %  $\text{Bi}$ , что подтверждается выполнением закона Фогеля-Фулчера в образцах с концентрацией атомов висмута  $> 6$  ат. %.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FZGM-2023-0006).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ravez J., C. R. Acad. Sci. Series IIc-Chemistry **3**, 267 (2000).
2. Bahri F., Simon A., Khemakhem H., Ravez J., Phys. Status Solidi A **184**, 459 (2001).
3. Liu J., Li F., Zeng Y. et al., Phys. Rev. B **96**, 054115-1 (2017).

## Тройные и двойные петли гистерезиса в релаксорных сегнетоэлектрических кристаллах PMN-0.28PT

А.Д. Ушаков<sup>1</sup>, Q. Hu<sup>2</sup>, X. Liu<sup>2</sup>, Z. Xu<sup>2</sup>, X. Wei<sup>2</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт естественных наук и математики Уральского федерального университета, 620000, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [bddah@ya.ru](mailto:bddah@ya.ru)

<sup>2</sup> Лаборатория исследования электронных материалов, Ключевая лаборатория Министерства образования и Международного центра диэлектрических исследований, Сианьский транспортный университет, 710049, Сиань, Китай

Исследована эволюция формы петель диэлектрического гистерезиса при нагреве монокристаллов PMN-0.28PT в интервале температур от комнатной температуры до 200 °С. Выявлено образование тройной (рис. 1) и двойной петель диэлектрического гистерезиса в диапазонах температур от температуры замерзания  $T_f = 102$  °С до 124 °С, и от 124 до 150 °С, соответственно.

Наличие тройной петли в диапазоне температур от 102 до 124 °С отнесено за счет формирования в полярной матрице неполярных областей, что приводило к возникновению связанных зарядов на межфазных границах, создающих деполаризующие поля [1,2].

При 126 °С форма петли превращается из тройной в типичную для релаксоров

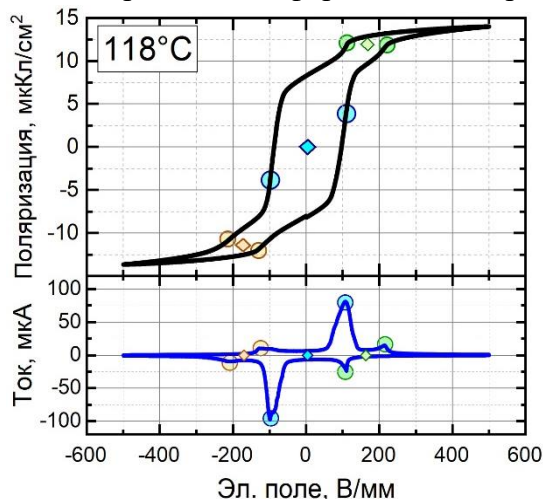


Рис. 1. Тройная петля гистерезиса и соответствующий ток переключения в кристалле PMN-0.28PT при 118°С.

двойную [3,4]. Этот переход можно объяснить за счет того, что данная температура соответствует порогу перколяции, при котором происходит переход от полярной матрицы с неполярными включениями ( $102^\circ\text{C} < T < 124^\circ\text{C}$ ) к неполярной матрице с полярными кластерами ( $124^\circ\text{C} < T < 150^\circ\text{C}$ ). При температуре близкой к порогу полярные кластеры достаточно велики и могут рассматриваться как полидоменные [1,5].

Дальнейшее увеличение температуры приводит к уменьшению полидоменных кластеров и образованию однодоменных полярных нанобластей. При температурах от 150°С до температуры Бёрнса ( $T_B = 185^\circ\text{C}$ ) петля гистерезиса имеет s-образную форму. Постепенное уменьшение остаточной поляризации вызвано исчезновением полярных нанобластей. Выше  $T_B$  кристалл становится параэлектрическим.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-15-2021-1387) и Национальной ключевой программы НИОКР Китая (грант № 2021YFE0115000) с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968).

### ЛИТЕРАТУРА

1. V.Ya. Shur, Phase Transitions **65**, 49 (1998).
2. V.A. Shikhova, V.Ya. Shur, D. V. Pelegov, et al., Ferroelectrics **398**, 115 (2010).
3. C.H. Hong, H. Guo, X. Tan, et al., J. Mater. **5**, 634 (2019).
4. V.Y. Shur, in *Handb. Adv. Dielectr. Piezoelectric Ferroelectr. Mater.*, edited by Z.-G. Ye (Elsevier, 2008), pp. 622–669.

## **Динамика решетки релаксорных сегнетоэлектриков**

### **$PbV_{1/3}Nb_{2/3}O_3$ ( $V = Co, Ni$ )**

**А.И. Федосеев<sup>1</sup>, Н.К. Дереза<sup>1</sup>, Т.А. Смирнова<sup>1</sup>, J.-H. Ko<sup>2</sup>, С.Г. Лушников<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им.А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: [fedoseev@mail.ioffe.ru](mailto:fedoseev@mail.ioffe.ru)*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Hallym University, 1 Hallymdaehakgil, Chuncheon, Gangwondo 24252, Republic of Korea*

Семейство сложных перовскитов с общей формулой  $PbV'V''O_3$  и твердых растворов на их основе демонстрируют широкий спектр физических состояний: сегнетоэлектрическое, релаксорное сегнетоэлектрическое, антисегнетоэлектрическое и т.д. Особый интерес вызывают соединения из этого семейства, в которых один из ионов в В-позиции является магнитоактивным. Некоторые соединения из этой группы являются мультиферроиками, в некоторых наблюдается фазовое расслоение [1, 2]. Динамика решетки в релаксорных соединениях (релаксорах) со структурой перовскита при фазовом расслоении, наблюдаемом в окрестности размытого фазового перехода, отличается от классического релаксорного поведения [3], что инициировало данные исследования.

В работе представлены результаты исследований поведения оптических и акустических фононов в монокристаллах  $PbNi_{1/3}Nb_{2/3}O_3$  (PNN),  $PbCo_{1/3}Nb_{2/3}O_3$  (PCN) в окрестности размытого фазового перехода  $T_m$  (150 К и 250 К соответственно [1,2]) с помощью рамановского и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Дополнительно к этому проводились исследования теплоемкости в этих кристаллах в интервале температур от 2 до 350 К. Кристаллы PNN и PCN были выращены методом спонтанной кристаллизации. Рамановские измерения проводились с помощью спектрометра LabRam HR Evolution spectrometer (Horiba, France). В экспериментах по мандельштам-бриллюэновскому рассеянию света использовался 6-проходной интерферометр Фабри-Перо (TFP-2HC, JRS Co, Switzerland). Эксперименты по рассеянию света ( $\lambda=532$  нм) проводились в 180-градусной геометрии рассеяния,  $q_{ph} \parallel [100]$ . Калориметрические измерения проводились на комплексе PPMS (Quantum Design).

Температурные зависимости теплоемкости в кристаллах PNN и PCN не имели аномалий, связанных со структурными изменениями в диапазоне 2-350 К. Спектры рамановского рассеяния в обоих кристаллах хорошо поляризованы и подобны тем, что наблюдаются в релаксорных соединениях. Хорошо видны две низкочастотные моды в VH поляризации и две моды в VV поляризации. Температурные зависимости этих мод коррелируют с известными зависимостями в релаксорах, исключая низкочастотную моду в VH поляризации. При понижении температуры она смягчается во всем исследованном диапазоне температур. Поведение скорости продольных акустических фононов при изменении температуры в PNN и PCN также отличается от известных из литературы для релаксоров: не наблюдается минимума в окрестности  $T_m$ , скорее видно широкое плато. Результаты экспериментов обсуждаются в рамках современных представлений о динамике решетки релаксоров.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ханнанов Б.Х., Залесский В.Г., Головенчиц Е.И. и др., ЖЭТФ **157**, 523 (2020).
2. Полушина А.Д., Обозова Е.Д., Залесский В.Г. и др., ФТТ **63**, 1382 (2021).
3. Lee J.W., Ko J.-H., Fedoseev A.I. et.al., J.Phys.: Condensed Matter **33**, 025402 (2021).

## **Синтез и диэлектрические свойства псевдобинарных твердых растворов $(1-x)\text{PbSc}_{1/4}\text{Me}_{1/4}\text{Nb}_{1/4}\text{Ta}_{1/4}\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$ ( $\text{Me} = \text{In}, \text{Fe}$ )**

**И.Г. Шептун<sup>1</sup>, В.Г. Смотраков<sup>1</sup>, Я. Е. Наумова<sup>2</sup>, Ю.А. Куприна<sup>1</sup>,  
И.В. Лисневская<sup>2</sup>, Н.В. Тер-Оганесян<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>2</sup>Химический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: [sheptun.ivan@mail.ru](mailto:sheptun.ivan@mail.ru)

Модельный сегнетоэлектрик-релаксор  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  служит основой для создания перспективных пьезоэлектрически материалов, среди которых особое место занимают твердые растворы  $(1-x)\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$ , обладающие высокими значениями пьезомодуля вблизи морфотропной фазовой границы. Ранее с использованием принципа энтропийной стабилизации кристаллической структуры было получено перовскитоподобное соединение  $\text{PbSc}_{1/4}\text{In}_{1/4}\text{Nb}_{1/4}\text{Ta}_{1/4}\text{O}_3$  (PSINT), которое можно формально представить как эквимольный твердый раствор четырех соединений типа  $\text{Pb}B'_{1/2}B''_{1/2}\text{O}_3$  ( $B' = \text{Sc}, \text{In}; B'' = \text{Nb}, \text{Ta}$ ), каждое из которых демонстрирует релаксорные свойства в разупорядоченном состоянии [1]. Диэлектрические исследования показывают наличие у PSINT релаксорных свойств, с более сильной частотной зависимостью, чем в  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ . Поэтому с нашей точки зрения представляют интерес псевдобинарные твердые растворы PSINT с сегнетоэлектриком  $\text{PbTiO}_3$ . В данной работе описаны синтез и исследование структуры и диэлектрических свойств псевдобинарных твердых растворов  $(1-x)\text{PbSc}_{1/4}\text{Me}_{1/4}\text{Nb}_{1/4}\text{Ta}_{1/4}\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$  ( $\text{Me} = \text{In}, \text{Fe}$ ) со структурой перовскита.

Керамические образцы синтезировали классическим твердофазным способом из оксидов соответствующих металлов. Смешение и помол исходных веществ проводили в планетарной мельнице со скоростью вращения  $400 \text{ мин}^{-1}$ , время помола составляло 4 часа. Первый обжиг проводили при  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  4 ч., второй при  $900\text{--}1100 \text{ }^\circ\text{C}$  2 ч. с промежуточным помолом. Шихту для получения керамики измельчали до размера частиц  $\approx 1 \text{ мкм}$ , гомогенизировали с добавлением 5%-ного раствора поливинилового спирта в количестве 5 %; прессовали в диски  $d = 12 \text{ мм}$  и спекали при  $1100\text{--}1200 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 2 ч. Подбор оптимального режима синтеза осуществлялся с использованием рентгенофазового анализа.

С помощью рентгеноструктурного анализа с использованием метода Ритвельда для уточнения кристаллической структуры определены положения морфотропных фазовых границ в исследуемых твердых растворах. Проведены диэлектрические исследования в широких температурном и частотном интервалах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности, проект № FENW-2023-0015).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Sheptun I.G., Smotrakov V.G., et., Mater. Sci. Eng. B **292**, 116454 (2023).



Секция «Сегнетоэлектрические  
пленки, сверхрешетки и  
наноструктуры. Размерные  
эффекты в сегнетоэлектриках»



**Резистивное переключение  
в тонких плёнках феррита висмута**  
**А.С. Абрамов, Б.Н. Слаутин, В.А. Сафина,**  
**А.Л. Холкин, В.Я. Шур, Д.О. Аликин**

*Институт Естественных Наук и Математики, Уральский Федеральный Университет,  
620000, Екатеринбург, Россия*

*e-mail: [alexander.abramov@urfu.ru](mailto:alexander.abramov@urfu.ru)*

$\text{BiFeO}_3$  является одним из наиболее интересных материалов-мультиферроиков в тонкоплёночной форме, благодаря своей высокой спонтанной поляризации и антиферромагнитным свойствам [1]. Он является перспективным материалом для применения их в различных типах запоминающих устройств. Во многих работах авторы наблюдали эффект резистивного переключения в пленках  $\text{BiFeO}_3$  [2,3]. Однако, механизмы резистивного переключения в  $\text{BiFeO}_3$  в настоящий момент является предметом дискуссий. Он, очевидно, может зависеть от химической гетерогенности материала, состояния примесей и дефектов, а также свойств интерфейса между электродом и материалом.

В данной работе исследовались тонкие пленки  $\text{BiFeO}_3$ , полученные методом химического осаждения из раствора [4]. Нами была предложена усовершенствованная методика локальных измерений электронного транспорта и электромеханических деформаций поверхности, которая позволила глубже исследовать явление резистивного переключения [5] и влияния на него химической неоднородности материала. Было показано, что барьер Шоттки, существующий на границе раздела зонд-материал, в полностью заэкранированном состоянии материала, открывается после частичного снятия экранировки, а протекание электрического тока описывается моделью тока, ограниченного пространственным зарядом. В отличие от многочисленных исследований макроскопическими методами, объясняющих резистивное переключение за счёт электромиграции кислородных вакансий, мы показали, что резистивное переключение обусловлено только электронными процессами захвата/высвобождения электронов с ловушек и образованием области пространственного заряда.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030». Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег.№ 2968), поддержанного министерством науки и высшего образования РФ (Проект 075-15-2021-677).

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Catalan G., Scott J.F., Adv. Mater. **21**, 2463 (2009).
2. Shuai Y. et al., IEEE Electron Device Lett. **34**, 54 (2012).
3. Roy P., Kunwar, S., Zhang D. et al., Adv. Electron. Mater. **8**, 2101392 (2022).
4. Abramov A., Alikin D., Sobol A., et al., Coat. **10**, 438 (2020).
5. Abramov A., Slautin B., Pryakhina V., et al., Sens. **23**, 526 (2023).

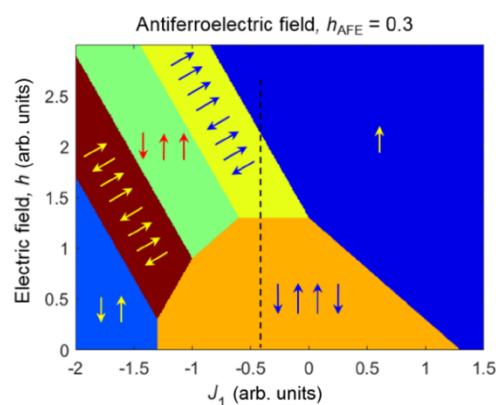
## **Переключения структуры в антисегнетоэлектрических пленках: что таит докритическая область?**

**Р.Г. Бурковский, А.Е. Ганжа, М.А. Князева**

*Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Россия*  
e-mail: [Roman.Burkovsky@gmail.com](mailto:Roman.Burkovsky@gmail.com)

Сегнетоупленки изучают уже давно и поняты эти объекты достаточно хорошо. Антисегнетоупленки, по крайней мере с высокой интенсивностью, начали изучать сравнительно недавно. Сейчас виден сильный всплеск высокорейтинговых публикаций по физике, фазовым переходам и новым применениям таких объектов.

Мы осветим один из, пожалуй, наиболее примечательных недавних результатов в этой области. В идеализированном случае, при достижении критического поля, антиполярное упорядочение в антисегнетоэлектрике (АСЭ) меняется на полярное – кристалл переходит в сегнетоподобную полярную фазу. При интеграции АСЭ материала в эпитаксиальную гетероструктуру, что нужно, например, для применения в памяти, фазовые переходы реализуются иначе, и понять полную совокупность эффектов, определяющих это измененное поведение, еще не получилось. Тем не менее, само наблюдение весьма необычное. В области сравнительно малых полей, АСЭ материал пленки, вместо того, чтобы оставаться в АСЭ фазе до достижения критического поля, начинает существенно менять свою структуру раньше. На языке модуляционных волн, новая структура может быть понята, как удвоенная по периоду обычная АСЭ структура, но такая, в которой доминирующую роль играет короткопериодическая гармоника. Если для АСЭ структуры в  $\text{PbZrO}_3$  период модуляции составляет 4 ячейки, то полный период новой структуры – 8 ячеек, а самая сильная гармоника имеет период не 8, а  $8/3$  ячеек. Это качественно отличается от несоизмерных фаз в таких материалах: период несоизмерных фаз обычно близок к 8 ячейкам, но и самая сильная гармоника также соответствует 8 ячейкам. Благодаря кажущейся неестественности такого упорядочения удастся разгадать наиболее вероятный физический механизм. Он заключается в том, что благодаря неоднородным деформациям и химической дефектности, некоторые области пленки склонны к короткопериодическим модуляциям периодом в примерно 3 ячейки, но энергия гетерофазного контакта стремиться навязать период, кратный 4. В результате, энергетическим компромиссом является необычная комбинация полного периода в 8 ячеек и основной гармоники в  $8/3$ , что близко к 3. Это удастся смоделировать при помощи комбинации магнитных моделей для модулированных фаз и первопринципного анализа энергий различных виртуальных структур в  $\text{PbZrO}_3$ . Результаты [1,2] позволяют по-новому посмотреть на природу структурного разнообразия этой группы материалов, идентифицировать необычный тип поля – антисегнетоэлектрическое поле.



### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Burkovsky et al., Phys. Rev. B **105**, 125409 (2022).
2. Kniazeva et al., Phys. Rv. B **107**, 184113 (2023).

## **Влияние изгибных механических напряжений на униполярное состояние в тонких пленках цирконата-титаната свинца**

**А.Р. Валеева<sup>1</sup>, И.П. Пронин<sup>1</sup>, Е.Ю. Каптелов<sup>1</sup>, С.В. Сенкевич<sup>1</sup>,  
С.А. Немов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: [ravilka834@gmail.com](mailto:ravilka834@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Россия*

Тонкие сегнетоэлектрические пленки цирконата-титаната свинца (ЦТС) со структурой перовскита находят все более широкое применение в элементах динамической и статической памяти, микроэлектромеханике, линиях задержки, СВЧ-генераторах и других [1]. С практической точки зрения целесообразно использовать униполярные или самополяризованные пленки, которые не требуют дополнительной поляризационной процедуры и более устойчивы к внешним воздействиям. Природа возникновения самополяризации до сих пор вызывает споры. Градиент механических напряжений в сегнетоэлектрической пленке, приводящий к взаимному смещению атомов, в ряде работ рассматривается в качестве одной из основных причин возникновения самопроизвольной поляризации [2]. В настоящей работе исследовалось влияние механических напряжений на величину внутреннего поля в тонких пленках ЦТС при длительной выдержке.

Тонкопленочные ЦТС структуры были изготовлены двухстадийным методом ВЧ магнетронного распыления. На первом этапе пленки осаждались на холодную подложку платинированного кремния (Pt/TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si) методом ВЧ магнетронного осаждения, а на втором этапе подвергали высокотемпературному отжигу для кристаллизации фазы перовскита. Состав распыляемой керамической мишени отвечал элементному соотношению атомов циркония и титана  $Zr/Ti = 54/46$  и соответствовал области морфотропной фазовой границы.

Для определения величины внутреннего поля изучались C-V характеристики на измерителе иммитанса E7-20, а также петли диэлектрического гистерезиса на модифицированной установке Сойлера-Тауэра. Исследования диэлектрических свойств тонких пленок проводились как на свежеприготовленных конденсаторных ЦТС структурах, так и подвергнутых длительной выдержке. Состав, микроструктура и фазовое состояние пленок контролировалась с помощью оптической и растровой электронной микроскопии.

В работе было обнаружено, что в результате длительной выдержки при комнатной температуре в тонких пленках наблюдалось существенное увеличение внутреннего поля. Для объяснения причины этого явления был использован подход, связанный с применением эффекта Горского к перовскитовым структурам [3]. В его основе лежит влияние изгибных напряжений, вызванных различием температурных коэффициентов линейного расширения пленки и кремниевой подложки, на диффузию заряженных кислородных вакансий. Проведены оценки линейных механических напряжений, действующих на пленку со стороны подложки, и коэффициента диффузии кислородных вакансий. Предполагается, что такой диффузионный механизм может быть одной из основных причин возникновения внутреннего поля и самопроизвольной поляризации в оксидных сегнетоэлектрических тонких пленках.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Song L., Glinsek S., Defay E., Appl. Phys. Rev., **8** (4), 041315 (2021).
2. Garten L.M., Trolier-McKinstry S., J. Appl. Phys., **117** (9), 094102 (2015).
3. Gorsky W.S., Phys. Z. Sow., **8**, 457 (1935).

## **Тонкие пленки мезопористых сегнетоэлектриков и композитов: контроль структуры и электрических свойств**

**К.А. Воротилов<sup>1</sup>, О.М. Жигалина<sup>2</sup>, Л.А. Делимова<sup>3</sup>, А.С. Сигов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>НОЦ «Технологический центр», МИРЭА- Российский технологический университет  
(РТУ МИРЭА), Москва, 119454, Российская Федерация  
e-mail: [vorotilov@mirea.ru](mailto:vorotilov@mirea.ru)

<sup>2</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрены методы формирования, свойства и применения в технологиях электроники тонких пленок сегнетоэлектрических материалов с пористой структурой и композитов на их основе, а также прозрачных проводящих оксидов на основе никелатов редкоземельных элементов. Для формирования пористой структуры сегнетоэлектрика в качестве структурообразующих компонентов использованы молекулы поливинилпирролидинона, обрывающие цепочки поликонденсационных связей с формированием пор, а также неионогенные поверхностно-активные вещества, образующие в растворе мицеллы, взаимодействие которых приводит к созданию органических шаблонов различной конфигурации [1]. Рассмотрены структурные характеристики, механизмы формирования, роль границ раздела и электрические свойства формируемых пленок [2].

Сформированная пористая сегнетоэлектрическая пленка может служить шаблоном для заполнения пор другим материалом с целью создания композитной структуры. Для создания композитных структур сегнетоэлектрик-полупроводник с различной степенью заполнения пор использован метод атомно-слоевого осаждения оксида титана, обеспечивающий конформное осаждение на рельефах с высоким аспектным соотношением. Электрические параметры пленок изменяются по мере заполнения пор, в частности наблюдается возникновение фототока, величину которого можно изменять переключением вектора спонтанной поляризации. Среди перспективных применений пористой керамики и композитов: пьезоэлектрические МЭМС, пироэлектрические детекторы, технологии памяти, газовые сенсоры и пр.

Проводящие пленки никелата лантана (LNO) со структурой перовскита, нанесенные на кремниевые пластины, являются перспективным материалом для различных применений. Создание столбчатой кристаллической структуры на аморфной подложке является сложной задачей. В настоящем докладе мы сообщаем о формировании столбчатой структуры зерен в пленках LNO, осажденных на подложку Si-SiO<sub>2</sub>, путем послойного осаждения с контролем температуры промежуточного отжига и времени высокотемпературного отжига каждого осажденного слоя [3]. В данном случае образование столбчатой структуры определяется не типичным гетерогенным зародышеобразованием на границе раздела пленка/подложка, а слиянием кристаллитов при последовательном осаждении и отжиге слоев. Столбчатая структура пленки LNO обеспечивает низкое значение удельного сопротивления  $\rho \sim 700$  мкОм·см и хорошо подходит для выращивания пленки PZT с идеальной кристаллической структурой и сегнетоэлектрическими характеристиками.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Atanova A. et al, Journal of the American Ceramic Society **105**, 639 (2022).
2. Delimova L.A. et al, Materials, to be published.
3. Atanova A. et al, Molecules **28**(4), 1938 (2023).

## **Процессы переключения в пленках PVDF, сформированных с использованием аддитивных технологий**

**Н.В. Востров<sup>1</sup>, А.В. Солнышкин<sup>1</sup>, Г.И.Шнайдштейн<sup>1</sup>,  
Д.А. Киселев<sup>2</sup>, А.Н. Белов<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия*  
*e-mail: [nik@additivka.ru](mailto:nik@additivka.ru)*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,  
119049, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,  
124498, Москва, Зеленоград, Россия*

Сегнетоэлектрические материалы, обладающие переключаемой поляризацией, пьезо- и пироэлектрическими свойствами, являются основой для создания функциональных элементов датчиков, сенсорных устройств, микроэлектромеханических систем, энергонезависимой памяти FeRAM. Все более распространенными методами изготовления пленочных структур на основе сегнетоэлектриков являются аддитивные технологии. По сравнению с традиционными методами аддитивное производство сегнетоэлектрических структур имеет следующие особенности: возможность изготовления необходимой сложной конструкции, точный контроль толщины и других параметров конструкции для микроминиатюрных устройств, прямая интеграция сегнетоэлектрических материалов с другими компонентами электронных устройств, управление электрофизическими параметрами и, как следствие, повышение чувствительности устройств и др. Основываясь на этих преимуществах, технология аддитивного производства эффективно способствовала развитию устройств на сегнетоэлектрических материалах.

В настоящей работе представлены результаты исследований процессов переключения на микроскопическом и макроскопическом уровне пленок поливинилиденфторида (PVDF), сформированных методом 4D-печати.

Анализ структуры поверхности объектов исследования, выполненный методом атомно-силовой микроскопии, показал наличие двух фаз – неполярной  $\alpha$ -фазы и полярной  $\beta$ -фазы. Последняя характеризуется наличием дипольного упорядочения, обуславливающего сегнетоэлектрические свойства.  $\beta$ -фаза наблюдается в виде стержнеобразных кристаллов длиной 1 – 2 мкм и толщиной несколько десятков нанометров. Однако, степень кристалличности изготовленных пленок невелика и составляет ~10 – 20 %. Исследования процессов переключения на микроскопическом уровне, выполненные методом силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика, показали наличие процессов переключения в стержнеобразных кристаллах в виде петель остаточного пьезоэлектрического гистерезиса.

Процессы переключения на макроскопическом уровне исследованы с использованием схемы Сойлера-Тауэра на частоте измерительного поля 50 Гц. Установлено, что воздействие переменных электрических полей напряженностью до ~600 кВ/см не приводит к процессам переполяризации пленочных образцов. Зависимость величины поляризации от приложенного внешнего поля носит линейный характер как для диэлектриков, не обладающих нелинейными (сегнетоэлектрическими) свойствами. При приложении поля, превышающего 600 кВ/см, начинается формирование петли диэлектрического гистерезиса, характерной для сегнетоэлектрических материалов. Петли диэлектрического гистерезиса с выраженными участками насыщения наблюдаются при напряженности электрического поля, превышающего 1 МВ/см. Для анализа макроскопических петель диэлектрического гистерезиса в полимерных пленках PVDF была использована модель Прейзаха.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00224).

## Диэлектрическая дисперсия и моделирование параметров «мертвого» слоя в тонкопленочных гетероструктурах на основе ниобата лития и танталата лития

С.И. Гудков<sup>1</sup>, А.В. Солнышкин<sup>1</sup>, А.И. Иванова<sup>1</sup>, Р.Н. Жуков<sup>2</sup>, Д.А. Киселев<sup>2</sup>,  
М.В. Чичков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия  
e-mail: [becauseimphysicist@yandex.ru](mailto:becauseimphysicist@yandex.ru)

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет "МИСИС", 119049,  
Москва, Россия

Ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и танталат лития ( $\text{LiTaO}_3$ ) являются сегнетоэлектриками, широко применяемыми в качестве функциональных материалов из-за своих пироэлектрических, электрооптических и пьезоэлектрических свойств. Широкое распространение кремниевых технологий и уменьшение действующих частей механизмов влекут за собой тенденцию к интеграции тонкопленочных сегнетоэлектриков с кремнием. На рост тонких пленок  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  на кремниевых подложках могут оказывать влияние различные факторы, сопутствующие их производству. В том числе на границе раздела пленка-подложка возможно образование тонкого «мертвого» слоя, то есть слоя, который не обладает сегнетоэлектрическими свойствами и чья диэлектрическая проницаемость имеет малое в сравнении с объемом пленки значение.

Объектами исследования служили гетероструктуры металл-сегнетоэлектрик-полупроводник –  $\text{Cu/LiNbO}_3/\text{Si}$  и  $\text{Ag/LiTaO}_3/\text{Si}$ . Сегнетоэлектрический слой толщиной 200 нм наносился на кремниевые подложки методом высокочастотного магнетронного распыления. Исследование частотных зависимостей диэлектрических характеристик структур проводилось с помощью измерителя иммитанса E7-20. Исследования микроструктуры и элементного состава выполнены на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV.

Для исследуемых гетероструктур наблюдается дисперсия диэлектрических характеристик. Статическая диэлектрическая проницаемость для гетероструктуры на основе  $\text{LiNbO}_3$  имеет величину  $55 \pm 9$ , для гетероструктуры на основе  $\text{LiTaO}_3$  –  $4.8 \pm 0.6$ . Диэлектрическая дисперсия и малые значения диэлектрической проницаемости в тонкопленочных сегнетоэлектрических гетероструктурах могут быть связаны с наличием «мертвого» слоя на интерфейсе пленка-подложка. Моделирование параметров «мертвого» слоя осуществлялось с использованием схемы замещения, представленной на рисунке 1. Здесь  $R_f$  и  $C_f$  – электрическое сопротивление и электрическая емкость сегнетоэлектрической пленки соответственно,  $R_{dl}$  и  $C_{dl}$  – электрическое сопротивление и электрическая емкость «мертвого» слоя соответственно,  $R_e$  – сопротивление, характеризующее паразитные параметры. Моделирование показало, что «мертвым» слоем на интерфейсе пленка-подложка, вероятнее всего, для гетероструктуры на основе  $\text{LiNbO}_3$  является тонкий слой диоксида кремния, для гетероструктуры на основе  $\text{LiTaO}_3$  – тонкий слой несегнетоэлектрической фазы системы  $\text{Li}_2\text{O} - \text{Ta}_2\text{O}_5$ . Это согласуется с результатами исследования микроструктуры и элементного состава боковых граней гетероструктур с использованием растрового электронного микроскопа.

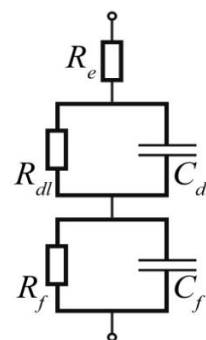


Рис. 1. Схема замещения для тонкопленочной гетероструктуры.

## Особенности протекания тока в композитных структурах PZT/TiO<sub>2</sub>

Л.А. Делимова<sup>1</sup>, Е.В. Гущина<sup>1</sup>, В.С. Юферев<sup>1</sup>, Д.С. Серегин<sup>2</sup>, К.А. Воротилов<sup>2</sup>,  
А.С. Сигов<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [ladel@mail.ioffe.ru](mailto:ladel@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>МИРЭА- Российский технологический университет  
(РТУ МИРЭА), 119454, Москва, Россия

Исследованы особенности протекания тока в композитной среде Pt/PZT/TiO<sub>2</sub>/Pt, впервые сформированной на основе пористой сегнетоэлектрической (СЭ) пленки PZT с введением в поры фазы TiO<sub>2</sub>. В электрических измерениях на постоянном и переменном токе обнаружена асимметрия отклика структуры на полярность приложенного напряжения и возникновение двух резистивных состояний, связанных с фазой TiO<sub>2</sub>, что может иметь ту же природу, что и мемристорный эффект в Pt/TiO<sub>2</sub>/Pt ячейках. Показано, что при измерении на постоянном токе резистивные состояния заметно отличаются друг от друга, поскольку ширина окна между прямой и обратной ветвями тока составляет 2-3 V (рис. 1). Измерения локального тока методом контактной Атомно-Силовой Микроскопии подтвердили наличие асимметрии локальной ВАХ и существование гистерезиса тока с шириной окна ~0.6 V. Сравнение профилей топографии и локального тока показали, что при наличии в порах фазы TiO<sub>2</sub> ток течет в основном по границам зерен при положительном напряжении и внутри зерен при отрицательном. Как известно, в Pt/TiO<sub>2</sub>/Pt структурах биполярное переключение обеспечивают восстановленные ионы Ti и кислородные вакансии, которые могут образовывать металлическую фазу TiO<sub>2-n/2</sub>, тем самым создавая путь проводимости в изолирующей матрице TiO<sub>2</sub>. При этом, как источником кислородных вакансий, так и местом электрохимического окисления Ti<sup>4+</sup> [1] служит интерфейс TiO<sub>2</sub>/Pt. Наличие пор в исследуемых образцах приводит к появлению дополнительных источников кислородных вакансий из-за увеличения площади границы PZT/TiO<sub>2</sub>, а также способствует формированию путей протекания тока внутри СЭ матрицы, что повышает стабильность резистивного переключения [2] и является важными преимуществами данной композитной структуры перед плотными пленками, правда при этом остаточная поляризация СЭ пленки уменьшается.

Таким образом, введение фазы TiO<sub>2</sub> в мезопористую пленку PZT, сформированную методом молекулярной самосборки, привело, с одной стороны, к ослаблению поляризационных зависимостей, а с другой – к появлению мемристорного эффекта. Варьируя параметры подобных структур, можно получить новый вид нелинейной среды, обладающей как переключаемым резистивным сопротивлением, так и переключаемой спонтанной поляризацией.

Работа в РТУ МИРЭА выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (ГЗ для университетов № FSFZ-2023-0005)

### ЛИТЕРАТУРА

1. Jeong D.S., Schroeder H., Breuer U., Waser R., JAP **104**, 123716 (2008).
2. Резванов А.А., Ганыкина Е.А., и др., Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника **1(185)** 2022.

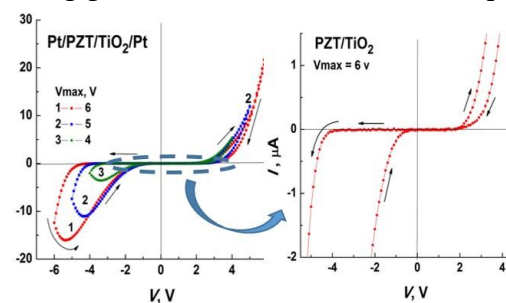


Рис. 1. ВАХ, измеренные на постоянном токе в режиме 0, +V<sub>max</sub>, -V<sub>max</sub>, 0 в PZT с TiO<sub>2</sub> в порах.



## **Исследование гетероструктур на основе сегнетоэлектрика и металла с расщеплением Рашбы из первых принципов**

**А.А. Евсеев, И.И. Гумарова, О.В. Недопекин**

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Казань, Россия*

*e-mail: [alexander-alexandrovich-evseev@mail.ru](mailto:alexander-alexandrovich-evseev@mail.ru)*

Желательно, чтобы материалы, используемые в устройствах спинтроники и для обнаружения майорановских фермионов в твердых телах, обладали большим и идеальным спин-орбитальным расщеплением типа Рашбы. Недавно было предложено комбинировать легирование упорядоченной поверхности с инженерией интерфейса, т.е. выращивать монослой сплава на изолирующей полярной поверхности [1]. Эффект Рашбы описывает спин-орбитальное расщепление, которое происходит на поверхностях и интерфейсах в результате нарушения инверсионной симметрии [2].

В данной работе исследовались пленочные гетероструктуры с различным сочетанием компонентов, для которых предполагалось наличие спин-орбитального расщепления типа Рашбы [2, 3]. У данных гетероструктур из-за градиента плотности электронов на границах раздела возникает токовый вихрь, связанный со спинами электронов. Были изучены структурные и электронные свойства этих систем. Был произведён электронный расчёт DFT+ $U$  с учётом спин-орбитальной связи. Все вычисления проводились с использованием программы VASP [4] встроенной в программу MedeA [5].

Был произведён перебор гетероструктур на основе нескольких сегнетоэлектриков и различных тяжёлых металлов. Для каждой из этих гетероструктур рассчитаны зонные структуры с учетом спин-орбитального взаимодействия, и на их основе получены значения параметра Рашбы  $\alpha_R$ , характеризующего величину спин-орбитального расщепления [6]. Было исследовано, как межфазные контактные слои, параметры разбивки, толщина, полярность интерфейса и сегнетоэлектрическая поляризация влияют на значения параметра Рашбы.

Результаты данного исследования могут быть использованы при разработке функциональных материалов для спинтроники, основанных на свойствах этих соединений.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Chen M., and Liu F., Natl. Sci. Rev. **8**, (2021).
2. Рашба Э.И., и Шека В.И., Физ. Твёрд. Тела: Сборник Статей (Ленинград) **II**, 162 (1959).
3. Caviglia A.D., Gabay M., Gariglio S. et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 126803 (2004).
4. Kresse G., and Furthmüller J., Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).
5. MedeA version 3.; MedeA is a registered trademark of Materials Design, Inc., San Diego, USA (2023).
6. Бычков Ю.А., и Рашба Э.И., Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).

## **Нелинейно-оптическая методика для анализа кристаллографических параметров полярных материалов**

А.С. Елшин, Е.Д. Мишина

*МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия.*

*e-mail: [elshin\\_andrew@mail.ru](mailto:elshin_andrew@mail.ru)*

В работе исследуются кристаллографические свойства перовскитных структур в плёнках цирконата титаната свинца (ЦТС), полученной высокочастотным магнетронным распылением (ВЧ-распыление) на подложке Pt/TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si [1]. Используемая нелинейно-оптическая методика позволяет изучать кристаллографические свойства так как кристаллографические параметры определяют величину нелинейно-оптического отклика.

С одной стороны, интерес представляет процедура анализа и интерпретации нелинейно-оптического сигнала для получения информации о кристаллографической структуре. С другой стороны, интересны закономерности роста перовскитных структур.

Получены и проанализированы азимутальные зависимости сигнала второй оптической гармоники от различных областей исследуемых сегнетоэлектрических плёнок. Эти азимутальные зависимости были аппроксимированы модельной зависимостью, которая учитывала возможное сосуществование различных фаз в области лазерного пятна. Предполагалось наличие моноклинной и тетрагональной сингонии и трех ориентаций – [100], [110] и [111]. В результате аппроксимации были получены коэффициенты, которые определяли относительные объёмы указанных фаз в каждой локальной области. Тетрагональной фазы оказалось больше, примерно 60%. В некоторых образцах было обнаружено, что кристаллиты, выросшие в противоположных направлениях от центра кристаллизации имеют идентичную форму зависимости сигнала второй гармоники и, следовательно, идентичную кристаллографическую структуру. Сферолитные структуры, выросшие на одном образце, имели несколько различное распределение ориентаций кристаллитов.

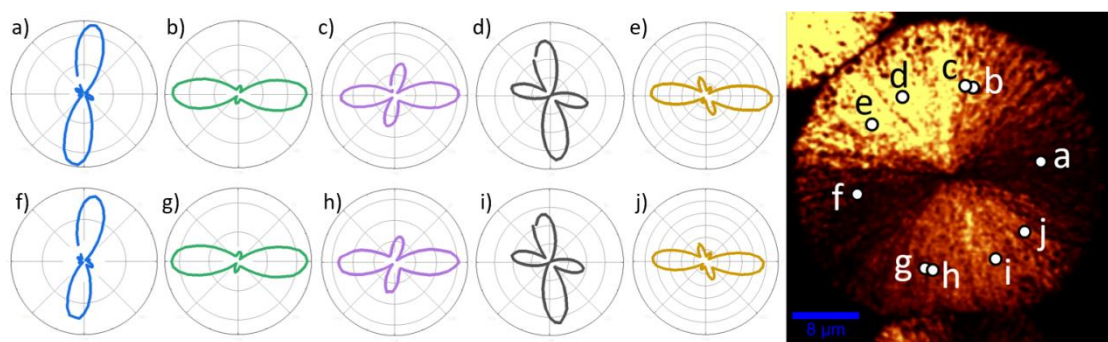


Рис.1. Модельное изображение распределения сигнала второй гармоники в сферолите (слева). Изображение нелинейно-оптической микроскопии (в центре). Экспериментальная (точки) и модельная (линия) азимутальная зависимость из некоторой локальной области сферолита (справа).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Elshin, A.S., Staritsyn, M.V., Pronin, I.P., Senkevich, S.V., Mishina, E.D. *Coatings*, **13**(2), 247. (2023).

## **Измерение пьезомодуля сегнетоэлектрических пленок на основе ПВДФ методом падающего шарика**

Д.П. Еманов<sup>1</sup>, К.М. Моисеев<sup>1</sup>, А.С. Осипков<sup>1</sup>, Р.А. Пошехонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, Россия

e-mail: [emanov2001@yandex.ru](mailto:emanov2001@yandex.ru)

<sup>2</sup>ООО «НПО асферика»

Среди известных полимерных сегнетоэлектриков (относительно новый класс электроактивных материалов) сополимеры на основе ПВДФ (ПФДФ-ТФЭ, ПФДВ-ТрФЭ и др.) обладают наибольшими значениями пьезо- и пироэлектрических коэффициентов, что определяет высокий интерес к таким материалам и функциональным структурам на их основе, а также высокий потенциал их применения в новых типах устройств гибкой гибридной электроники [1].

В рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема №FSFN-2022-0007) решается задача разработки технологии получения сегнетоэлектрических пленок и функциональных структур на основе ПВДФ из отечественного сырья, исследования их структуры и физико-механических свойств, включая измерение пьезоэлектрических модулей и пироэлектрического коэффициента. Это, в свою очередь, предполагает разработку методик и стендов, адаптированных к данным материалам.

Настоящая работа посвящена измерению пьезоэлектрических свойств ПВДФ-пленок. Рассмотрены традиционные и рентгеновские методики определения пьезоэлектрических констант применительно к тонким полимерным плёнкам. Первые базируются на изучении прямого (измерение электрического поля в материале, вызванного внешней деформацией) или обратного (измерение деформаций всего материала, вызванных внешним электрическим полем) пьезоэффекта и подразделяются на статические: емкостной метод измерения обратного пьезоэффекта, метод с использованием интерферометра Майкельсона, метод измерения индуцированного заряда с поверхности электродов образца (прямой пьезоэффект) и динамические: методы измерения резонанса и антирезонанса [2]. Вторые основаны на измерении изменения параметров кристаллической решетки при воздействии электрического поля [3].

На основании литературного обзора был выбран статический метод измерения пьезомодуля  $d_{33}$ , основанный на измерении индуцированного заряда на поверхности электродов образца, сгенерированного импульсным силовым воздействием при падении шарика (метод падающего шарика (МПШ)) вследствие прямого пьезоэффекта. [4]. Также благодаря анализу литературы были определены требования к измерительному стенду, спроектирована и изготовлена конструкция стенда и оснастки, создан и апробируется математический аппарат для определения пьезомодуля полимерных сегнетоэлектрических пленок, проведён анализ погрешностей измерения. Приведены результаты измерений пьезоэлектрического модуля  $d_{33}$  различных сегнетоэлектрических плёнок.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Кочервинский В.В., Успехи химии **63**, 384(1994).
2. Шарапов В.М., Мусиенко М.П., Шарапова Е.В. *Пьезоэлектрические датчики*, под ред. В.М. Шарапова (М.: Техносфера), 632 (2006).
3. Avanci L. H., Cardoso L. P., Girdwood S. E., Pugh D., Sherwood J. N., Roberts K. J. , Phys. Rev. Letters **81**, 5426(1998).
4. Котлярский Л. Б., Школьник И. Э., Акустический журнал **9**,238(1963).

## **Влияние керамического наполнителя на фазовый переход в матрице композита P(VDF-TrFE) + BPZT**

А.И. Завьялов<sup>1</sup>, Г.И. Шнайдштейн<sup>1</sup>, А.В. Солнышкин<sup>1</sup>, И.М. Морсаков<sup>1</sup>,  
С.И. Гудков<sup>1</sup>, А.Н. Белов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*  
*e-mail: [andrew\\_space97@mail.ru](mailto:andrew_space97@mail.ru)*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,  
124498, Москва, Зеленоград, Россия*

Полярные полимеры и композиты, содержащие сегнетоэлектрические керамические частицы, распределенные в полимерной матрице, являются перспективными материалами для изготовления функциональных элементов пьезо- и пироэлектрических преобразователей, датчиков, сенсоров, микроэлектромеханических устройств и т.п. Их свойствами можно управлять, изменяя дипольное упорядочение полимерной матрицы и варьируя параметры включений. В представленной работе были изготовлены пленки композиционных материалов на основе сегнетоэлектрического сополимера винилиденфторида с трифторэтиленом P(VDF-TrFE) и пьезоэлектрической керамики, представляющей собой твердый раствор титаната цирконата бария свинца (BPZT) и определены их диэлектрические характеристики в области фазового перехода полимерной матрицы.

Образцы пленок P(VDF-TrFE) (72/28) и P(VDF-TrFE) + BPZT были изготовлены методом кристаллизации из раствора. Толщина пленок в зависимости от объемной доли включений керамики варьировалась от 10 до 100 мкм. Часть образцов была поляризована в поле коронного разряда. Измерения диэлектрической дисперсии проводились в диапазоне частот от 25 до  $3 \cdot 10^6$  Гц с помощью измерителя иммитанса E7-30.

Наличие керамических включений в полимерной матрице в значительной степени оказывает влияние на диэлектрические свойства композиционных пленок; в частности, увеличение содержания керамики приводит к росту диэлектрической проницаемости. В целом характер частотной зависимости диэлектрических параметров существенно не меняется при увеличении концентрации керамических зерен, однако во всем диапазоне частот значения диэлектрических характеристик увеличиваются с ростом содержания керамических включений. В области низких частот ( $f < 10^4$  Гц) влияние зерен пьезоэлектрической керамики на диэлектрические параметры (проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь) композитных пленок более существенно, чем в области высоких частот, что может быть связано с ростом их удельной электропроводности.

Температурная зависимость диэлектрических характеристик композиционных пленок P(VDF-TrFE) + BPZT в основном определяется откликом полимерной матрицы. При  $f > 10^3$  Гц наличие керамических включений приводит к смещению температуры фазового перехода полимерной матрицы в высокотемпературную область как при нагревании, так и при охлаждении, тем самым расширяя область сегнетоэлектрического состояния. На низких частотах ( $f < 10^3$  Гц) аномалии диэлектрических параметров, связанные с сегнетоэлектрическим фазовым переходом, при температурах выше 70°C не наблюдаются в композитах, содержащих 40 и более об. % керамики BPZT, из-за высоких диэлектрических потерь, обусловленных повышенной проводимостью образцов.

Поляризация образцов электрическими полями, превышающими коэрцитивное, уменьшает действительную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости, определяемые при нагреве до температуры фазового перехода, а также приводит к смещению максимума диэлектрической проницаемости в область более высоких температур.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00224).

## Сверхпроводящий спиновый клапан Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb на пьезоэлектрической подложке PMN-PT

А.А. Камашев, Н.Н. Гарифьянов, А.А. Валидов, Р.Ф. Мамин, И.А. Гарифуллин  
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029, Казань, Россия  
e-mail: [kamandi@mail.ru](mailto:kamandi@mail.ru)

В данной работе исследовались магнитные и транспортные свойства сверхпроводящего спинового клапана Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb на коммерческой пьезоэлектрической подложке PMN-PT ( $[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{1-x} - [\text{PbTiO}_3]_x$ ) под действием электрического и магнитного поля. Обнаружен сдвиг в температуре перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) в 150 мК во внешнем магнитном поле  $H = 1$  кЭ. Продемонстрирована возможность реализации полного эффекта сверхпроводящего спинового клапана во внешнем магнитном поле. Наблюдалось аномальное поведение угловой зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние во внешнем магнитном поле, проявляющееся в максимальных значениях  $T_c$  при ортогональной ориентации векторов намагниченностей ферромагнитных слоев (рис. 1). Это может косвенно свидетельствовать о формировании при росте легкой оси намагниченности у Fe 1-слоя на пьезоэлектрической подложке PMN-PT.

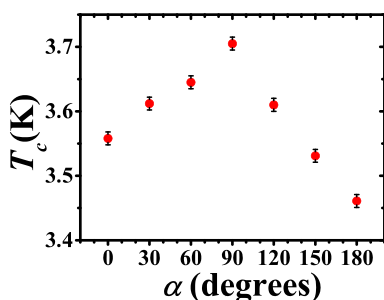


Рис. 1. Угловая зависимость  $T_c$  от угла  $\alpha$  между намагниченностями ферромагнитных слоев во внешнем магнитном поле  $H = 1$  кЭ.

Обнаружено, что с увеличением величины приложенного электрического поля к подложке PMN-PT увеличивается сдвиг температуры перехода в сверхпроводящее состояние всей гетероструктуры Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb. Максимальный сдвиг составил 10 мК при приложении электрического поля 1 кВ/см (рис. 2).

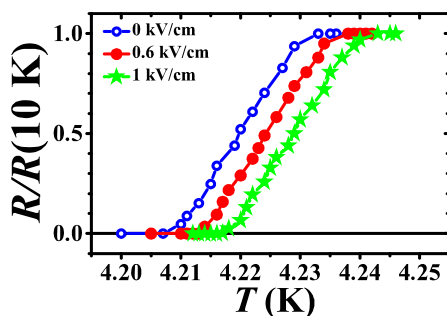


Рис. 2. Кривые сверхпроводящих переходов для образца PMN-PT/Fe1(3нм)/Cu(4нм)/Fe2(1нм)/Cu(1.2нм)/Pb(60нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> при приложении электрического поля к подложке PMN-PT: сдвиг 5 мК при приложении электрического поля 0.6 кВ/см; сдвиг 10 мК при приложении электрического поля 1 кВ/см.

Исследования проведены за счет средств гранта РФФ №21-72-10178.

## **Диэлектрические свойства сегнетоэлектрического композиционного материала триглицинсульфат - целлюлоза**

**А.С. Сидоркин<sup>1</sup>, Л.Н. Коротков<sup>2</sup>, Н.А. Толстых<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия*

<sup>2</sup>*Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия*

*e-mail: [l.korotkov@mail.ru](mailto:l.korotkov@mail.ru)*

Получение новых материалов является одной из актуальных задач современного физического материаловедения. Один из эффективных методов создания таких материалов связан с получением композитов, в которых, благодаря размерному эффекту и химическому взаимодействию соединяемых компонент, синтезируемый материал приобретает значительные изменения свойств по сравнению с родительскими компонентами. Этот эффект оказывается чрезвычайно сильным, для материалов, испытывающих фазовые превращения, в частности для сегнетоэлектриков в области их фазовых превращений, структура которых размягчена а, следовательно, их структура и свойства особенно восприимчивы для различных воздействий.

Целью настоящей работы явилось получение смесевых композитов на основе классического сегнетоэлектрика триглицинсульфата (TGS) и нанокристаллической целлюлозы (nCell), исследование фазовых превращений и их диэлектрических свойств. Синтезировались и исследовались композиты (1-x)TGS - x·nCell следующих составов:  $x = 0.2; 0.3; 0.5; 0.7$  и  $0.9$ , где  $x$  – массовая доля вещества.

Для приготовления указанных материалов в качестве исходных компонент использовались соль триглицинсульфата и нанокристаллическая целлюлоза в виде порошка, состоящего из частиц с диаметром 10-20 нм и длиной 300 – 900 нм, с кристалличностью nCell - порошка около 92 %.

Измерения диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) и тангенса угла диэлектрических потерь ( $tg\delta$ ) композитов проводили с использованием измерителя иммитанса E7 – 20 на частотах 500 Гц – 100 кГц в интервале температур 20 – 120 °С в ходе медленного нагрева и охлаждения образцов. Амплитудные зависимости диэлектрической проницаемости получали с использованием емкостного моста на частоте 2 кГц в интервале электрических полей 5 – 500 В/см в условиях термостабилизации.

Результаты исследований показали, что зависимость  $\epsilon(T)$  для композитов определенного состава содержат два размытых максимума. Положение первого (низкотемпературного) максимума приблизительно соответствует температуре сегнетоэлектрического фазового перехода в кристаллическом TGS ( $T_c \approx 50$  °С).

Высокотемпературный максимум  $\epsilon$  наблюдается в окрестности  $T_m \approx 100-120$  °С. Выше  $T_m$   $\epsilon$  быстро убывает. В интервале температур  $\approx 50 - 100-120$  °С диэлектрическая проницаемость, оставаясь относительно высокой, слабо зависит от температуры, образуя область «плато». В пределах данной области регистрируется сильная дисперсия  $\epsilon$  и  $tg\delta$ . Выше  $T_m$  происходит резкий спад диэлектрического отклика.

Амплитудные зависимости  $\epsilon(E)$  немонотонны: с ростом измерительного поля  $E$  диэлектрическая проницаемость увеличивается с ростом амплитуды измерительного поля, однако при больших его значениях зависимость  $\epsilon(E)$  выходит на участок насыщения.

Совокупность экспериментальных результатов показала значительное расширение области полярного состояния в композите.

Механизмы, взаимодействия частиц триглицинсульфата и нанокристаллической целлюлозы обсуждаются.

## **Прозрачные датчики на основе ПВДФ пленок с ITO электродами** **К.М. Макарова, А.А. Фельде, К.М. Моисеев, С.В. Сидорова**

*МГТУ им. Н. Э. Баумана, 105005, Москва, Россия*  
*e-mail: [k.moiseev@bmstu.ru](mailto:k.moiseev@bmstu.ru)*

Прозрачные датчики на основе поливинилиденфторидной (ПВДФ) пленки широко применяются в оптоэлектронике, медицине, энергетике [1]. Структура датчиков представляет собой полимерную сегнетоэлектрическую ПВДФ пленку, покрытую прозрачными проводящими электродами из оксида индия-олова (ITO). Можно выделить набор функциональных слоев такого датчика: слой согласования импеданса, пьезоэлектрический слой, два проводящих слоя (электроды) и защитный слой [2].

Примером прозрачных датчиков могут служить ультразвуковые детекторы для сверхширокополосного чувствительного обнаружения оптоакустических сигналов. Другой пример – пироэлектрические датчики, принцип действия которых заключается в преобразования излучения в тепло, которое впоследствии вырабатывает ток, пропорциональный интенсивности падающего света. Использование в таких датчиках прозрачных электродов позволяет поглощать излучение непосредственно самим пироэлектриком, что приводит к более быстрому отклику [3].

Процесс формирования ITO электродов на полимерной подложке имеет температурные ограничения, связанные с деформацией полимерной пленки. Поэтому актуальной задачей является определение оптимальных режимов нанесения прозрачных электродов на полимерную подложку и исследование свойств получаемых электродов.

В рамках работы лаборатории «Технологии сегнетоэлектрических полимеров» проведено исследования влияния режимов формирования тонкоплёночных ITO электродов на ПВДФ пленке на электрические и оптические свойства электродов. Формирование электродов проводилось на установке ВУП-11М методом магнетронного распыления керамической мишени  $\text{In}_2\text{O}_3/\text{SnO}_2$  (9:1) диаметром 100 мм в среде аргона. В качестве влияющего параметра процесса нанесения выбрана мощность магнетронного распыления, варьируемая в диапазоне от 50 до 200 Вт.

В результате проведенных исследований установлено, что в указанном диапазоне технологических режимов наилучшим соотношением значений электрической проводимости и оптического пропускания являются 83.9 Ом/кв и 83% соответственно, полученные при: рабочее давление  $2 \cdot 10^{-1}$  Па, поток аргона 2.6 л/ч, мощность распыления 100 Вт, толщина пленки 100 нм. Полученные результаты сравнимы с данными, представленными в литературе, однако требуется проведение дальнейших исследований для получения электропроводимости и оптической прозрачности близким к стандартным значениям.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSN-2022-0007).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Амосова, Л.П., Журнал технической физики **84**,127 (2014).
2. Fang, Cheng, He Hu, and Jun Zou, IEEE Sensors Journal **20** (5), 2313-2319 (2019).
3. Kulkarni, Eeshan Sandeep, et al., Advanced Optical Materials **3** (1), 34-38 (2015).

## **Исследования гетероструктур на основе сегнетоэлектриков**

**Р.Ф. Мамин**

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН,  
420029, Казань, Россия,*

*e-mail: [mamin@kfti.knc.ru](mailto:mamin@kfti.knc.ru)*

В 2004 году Охтомо и Хвангом был обнаружен электронный газ высокой подвижности на интерфейсе между  $\text{LaAlO}_3$  и  $\text{SrTiO}_3$  [1]. Позже было показано, что эта гетероструктура обладает ферромагнитными свойствами и переходит в сверхпроводящее состояние при температурах ниже 300 мК [2]. Мы исследовали гетероструктуры на основе сегнетоэлектрических и диэлектриков оксидов со структурой типа  $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$  и  $\text{BaTiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ , и, с помощью расчётов из первых принципов, промоделировали электронные и магнитные свойства этих гетероструктур. Было показано, что в обеих гетероструктурах  $\text{BaTiO}_3/\text{LaMnO}_3$  и  $\text{BaTiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$  в области интерфейса исчезает запрещенная зона и система переходит в состояние с металлической проводимостью по интерфейсу. Далее были получены образцы гетероструктур  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ , и экспериментально показано возникновение квазидвумерной проводимости на интерфейсе. Также мы исследовали свойства пленочных гетероструктур  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{MgO}$  (BSTO/LMO/BSTO/MgO) с различными толщинами слоев  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  и  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{LaMnO}_3/\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3/\text{MgO}$  (LMO/BiTO/BSTO/MgO), и влияние освещения на сопротивление этих гетероструктур.

При исследовании гетероструктур BSTO/LMO/BSTO/MgO обнаружено квазиметаллическое поведение при температурах ниже 175 К. В гетероструктуре LMO/BiTO/BSTO/MgO выше 180 К наблюдается активационный режим с энергией активации 0.28 эВ, в диапазоне температур 120–180 К существует аномальная область с двумя максимумами сопротивления, и при температурах ниже 120 К происходит стремительное уменьшение сопротивления с переходом к температурному поведению характерному для металлов. Особенности проводимости при низких температурах, по нашему мнению, связаны с перестройкой электронной подсистемы в области интерфейса вследствие влияния поляризации сегнетоэлектрической пленки, что приводит к значительному увеличению концентрации свободных носителей на интерфейсе

При исследовании гетероструктур BSTO/LMO/BSTO/MgO и LMO/BiTO/BSTO/MgO обнаружен своеобразный эффект увеличения сопротивления гетероструктуры во время однородного освещения гетероструктуры светом различного спектрального состава. Эффект состоит в том, что при освещении сопротивление гетероструктуры, измеренное вдоль интерфейса, увеличивается, что не может быть объяснено нагревом. Величина эффекта зависит от спектрального состава света, и наибольший эффект наблюдается при освещении зеленым светом. Аналогичное увеличение концентрации заряда на поверхности обнаружено методом Кельвин моды атомной силовой микроскопии при освещении гетероструктуры зеленым светом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-12-00179.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ohtomo A., Ywang H. , Nature **427**, 6973 (2004).
2. Reyren N., Thiel S., Caviglia A.D., et al., Science **317**, 1196 (2007).



## **Пассивация дефектов на границе раздела полупроводник/оксид гафния**

**И.Г. Марголин, Е.В. Кондратюк, А.А. Чуприк**

*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141700, Долгопрудный, Россия  
e-mail: [margolin.ig@phystech.edu](mailto:margolin.ig@phystech.edu)*

В отличие от флэш-памяти, текущего лидера на рынке энергонезависимых устройств памяти, устройства памяти на основе сегнетоэлектриков обладают потенциально неограниченным ресурсом и высокой скоростью чтения и записи (~ 50 нс) [1]. Однако существует серьезное ограничение, которое препятствует внедрению таких концепций, как FeFET (ferroelectric filed effect transistor, сегнетоэлектрический полевой транзистор) или FTJ (ferroelectric tunnel junction, сегнетоэлектрический туннельный переход), в современные КМОП-технологии — наличие поверхностных состояний на границе раздела полупроводник/диэлектрик (в частности, полупроводник/сегнетоэлектрический оксид гафния).

Поверхностные состояния, локализованные на границе раздела полупроводник/сегнетоэлектрик, представляют собой электронные состояния, энергия которых лежит в глубине запрещенной зоны полупроводника. Эти состояния способны достаточно быстро обмениваться электронами (дырками) с полупроводником, захватывая заряд. Нескомпенсированный заряд, захваченный поверхностными ловушками, приводит к индуцированию встроенного электрического поля в сегнетоэлектрике, которое приводит к сильному импринту и подавляет поляризацию в одном из направлений (в зависимости от знака захваченного заряда), уменьшая время хранения одного из логических состояний в устройствах FeFET и FTJ. Поэтому для развития сегнетоэлектрической памяти на основе концепций FeFET и FTJ важнейшей прикладной задачей является нейтрализация поверхностного заряда на границе полупроводник/сегнетоэлектрик.

Ранее, при исследовании свойств high-k диэлектриков было показано, что при отжиге в атмосфере водорода (Forming Gas Annealing, FGA) нейтрализуется подавляющая часть заряда, захваченного поверхностными состояниями на границе полупроводник/диэлектрик [2]. В данной работе была продемонстрирована возможность пассивирования заряженных ловушки на границе полупроводник/HfO<sub>2</sub> в сегнетоэлектрическом туннельном переходе Si/Hf<sub>0.5</sub>Zr<sub>0.5</sub>O<sub>2</sub> (5 нм)/TiN. В результате отжига в атмосфере водорода наблюдается уменьшение встроенного поля, создаваемого ловушками, и, тем самым, увеличение времени хранения состояния. Стоит отметить, что поскольку проводимость сегнетоэлектрического туннельного перехода однозначно связана с состоянием поляризации, то FTJ является весьма удобным инструментом для исследования влияния отжига в атмосфере водорода на пассивацию заряженных ловушек. Действительно, FTJ является двухэлектродным устройством, что значительно упрощает измерения и анализ влияния поверхностных состояний по сравнению с FeFET. При этом выводы о возможности нейтрализовать заряженные поверхностные состояния и увеличить время хранения состояния справедливы для всех структур, содержащих границу раздела полупроводник/оксид гафния, в том числе и на сегнетоэлектрический полевой транзистор.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-03-2023-106, проект № FSMG-2022-0031).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Jeong D.S., Thomas R., Katiyar R.S., Scott J.F., Kohlstedt H., Petraru A. and Hwang C.S., Reports on progress in physics **75**, 076502 (2012).
2. Aguirre F., Pazos S., Palumbo F.R.M., Fadida S., Winter R. and Eizenberg M., Journal of Applied Physics **123**, 134103 (2018).

## **Наноструктура и свойства пленки SBN-60/SRO/MgO и двухслойной гетероструктуры BFO/SBN-60/SRO/MgO** Я.Ю. Матяш<sup>1</sup>, Д.В. Стрюков<sup>1</sup>, А.В. Павленко<sup>1,2</sup>, Н.В. Стрилец<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук,  
344010, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [matyash.ya.yu@gmail.com](mailto:matyash.ya.yu@gmail.com)

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

В данном докладе представлены результаты изучения морфологии поверхности и сегнетоэлектрических свойств гетероструктуры SBN-60/SRO/MgO и гетероструктуры BFO/SBN-60/SRO/MgO, полученных методом ВЧ-катодного распыления.

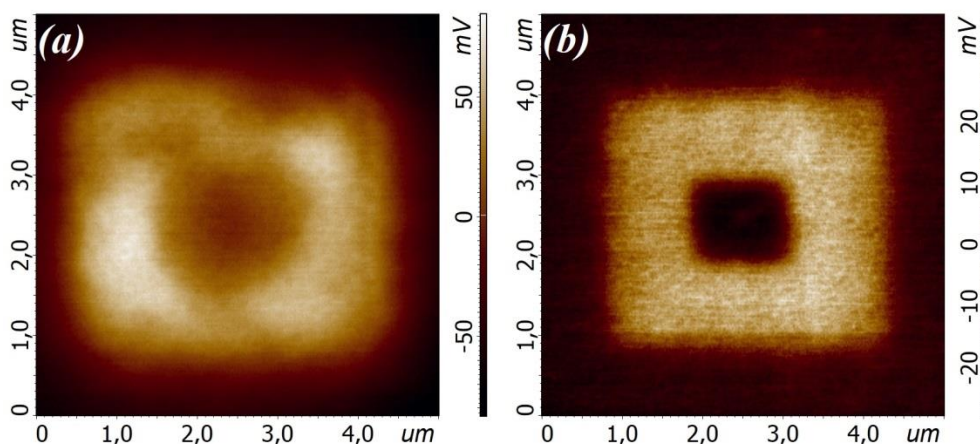


Рис. 1. Поверхностный потенциал пленки SBN-60/SRO/MgO, полученный через 180 минут после поляризации (a) и гетероструктуры BFO/SBN-60/SRO/MgO, полученный через 300 минут после поляризации (b).

Представленные в докладе гетероструктуры исследовались на атомно-силовом микроскопе «Ntegra Academia». С помощью кантилевера NS15/50 в полуконтактном режиме выполнялось сканирование рельефа областей поверхности размером 4 мкм<sup>2</sup>. С использованием проводящего кантилевера NSG01/Pt на поверхности гетероструктур были заполяризованы участки напряжением +10 В и -10 В. После чего в режиме Кельвин моды исследовалась релаксация индуцированных напряжением областей.

Анализ данных о морфологии поверхности исследуемых гетероструктур показал, что пленкам соответствуют небольшие значения среднеквадратичной шероховатости (для SBN-60 около 2.5 нм, для BFO в составе гетероструктуры ~ 3 нм). Поверхность обоих образцов представлена ростовыми блоками, размер которых был больше 70 нм, что указывает на механизм роста пленок Фольмера-Вебера.

В режиме Кельвин моды по двухпроходной методике изучалась релаксация заполяризованных областей (рис. 1). Для обеих гетероструктур поверхностный потенциал неполяризованной области показал отрицательные значения, что может указывать на самопроизвольную поляризацию пленок. Поляризованное состояние в гетероструктуре SBN-60/SRO/MgO после 3 часов начинало «растекаться», в то время как в гетероструктуре BFO/SBN-60/SRO/MgO четкий контраст индуцированных областей сохранялся и после 5 часов.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания ЮНЦ РАН по проекту № 122020100294-9 и при поддержке гранта Президента РФ МД-483.2022.1.2.

## Фазовые переходы в нанокompозитах CsNO<sub>3</sub>/SBA-15

А.Ю. Милинский<sup>1</sup>, С.В. Барышников<sup>1</sup>, И.А. Чернечкин<sup>1,2</sup>, Е.В. Стукова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Благовещенский государственный педагогический университет, 675000, Благовещенск, Россия

<sup>2</sup> Амурский государственный университет, 675000, Благовещенск, Россия  
e-mail: [a.milinskiy@mail.ru](mailto:a.milinskiy@mail.ru)

В последнее время большое внимание уделяется изучению композитов на основе нанопористых матриц, заполненных сегнетоэлектриками. Свойства композитов могут значительно отличаться от свойств монокристаллов в результате размерных эффектов, взаимодействия со стенками матрицы и т.д. Были исследованы нанокompозиты, полученные на основе пористых матриц и сегнетоэлектрических материалов, таких как сегнетова соль, триглицинсульфат, нитрит натрия, нитрат калия и т.д. [1, 2].

В настоящей работе приводятся результаты исследования тепловых и диэлектрических свойств нанокompозитов, полученных внедрением из расплава нитрата цезия в мезопористые силикатные материалы SBA-15.

Нитрат цезия CsNO<sub>3</sub> при комнатной температуре имеет тригональную симметрию. Кристаллическая структура низкотемпературной фазы была определена как полярная тригональная с постоянными решетки  $a = 10,950$  Å,  $c = 7,716$  Å и спонтанной поляризацией  $P_s$  около 1-2 мкК/см<sup>2</sup> (при температуре 410-420 К) [3]. Выше температуры Кюри ( $T_c = 427$  К) элементарная ячейка является кубической, с постоянной решетки  $a = 8,980$  Å. В качестве нанопористых матриц использовались мезопористые силикатные материалы SBA-15 с размерами пор 6-7 нм. Внедрение CsNO<sub>3</sub> в поры SBA-15 осуществлялось из расплава при температуре 713 К.

Для регистрации сигнала ДТА использовался синхронный термоанализатор Linseis STA RT 1600. Для измерения комплексной диэлектрической проницаемости применялся цифровой измеритель иммитанса E7-25 с частотным диапазоном 20–10<sup>6</sup> Гц и рабочим напряжением 0.7 В. Electroдами служила серебряная паста. Температура определялась с помощью электронного термометра ТС-6621. Точность определения температуры составляла 0.1 К.

Результаты, полученные методом ДТА указывают на наличие одного фазового перехода для объемного CsNO<sub>3</sub> при нагреве около 427 К и при 423 К при охлаждении (рис. 1). Для нанокompозита CsNO<sub>3</sub>/SBA-15 переход при нагреве происходит около 426 К, а при охлаждении около 413 К. Кроме того, появляется дополнительная аномалия с максимумом при температуре около 399 К.

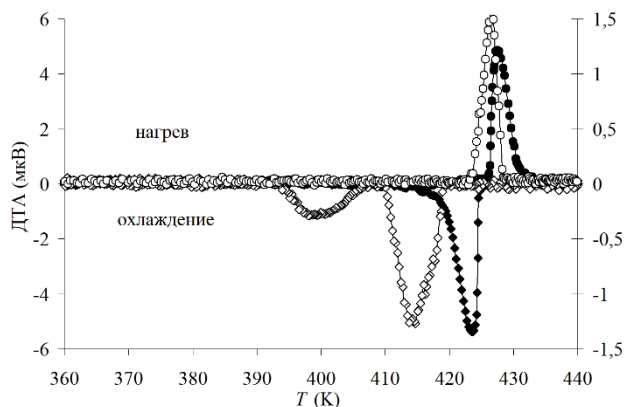


Рис.1. Температурная зависимость сигнала ДТА для CsNO<sub>3</sub> (заполненные символы) и для нанокompозита CsNO<sub>3</sub>/SBA-15

### ЛИТЕРАТУРА

1. Милинский А.Ю., Барышников С.В., Стукова Е.В. и др., ФТТ **63**, 767 (2021).
2. Korotkov L.N., Stekleneva L.S., Pankova M.A., et al., Ferroelectrics **567**, 74 (2020).
3. Takagi Y., Kimura S., and Takeuchi Y., Ferroelectrics **284**, 129 (2003).

**Наноразмерные сегнетоэлектрические пленки —  
получение, свойства, применение**  
В.М. Мухортов, Ю. И. Головки

*Южный научный центр РАН, Россия, 344006, г. Ростов-на-Дону, пр. Чехова, 41*  
e-mail: [ssc-ras@ssc-ras.ru](mailto:ssc-ras@ssc-ras.ru)

Используемая нами технология осаждения пленок предусматривает увеличение неравновесного состояния ионно-плазменной системы до появления в ней эффектов самоорганизации с контролем процесса осаждения по внутренним параметрам разряда. Конструктивное решение базируется на использовании асимметричного емкостного ВЧ разряда при давлении кислорода  $\approx 1$  Торр и подводимой ВЧ мощности  $\sim 150$  Вт/см<sup>2</sup> до его перехода в  $\gamma$  разряд с пучковыми электронами высокой энергии. Это приводит к распылению оксида на кластерном уровне с образованием в плазме конденсата из наночастиц, формирующихся в плазменный кристалл, который является средой для роста наноразмерных сегнетоэлектрических пленок. При его взаимодействии с поверхностью подложки происходит образование монокристаллической гетероструктуры с атомарно-гладкой поверхностью и границей раздела с подложкой на уровне межатомного расстояния.

Энергонезависимая сегнетоэлектрическая память (FeRAM) с большим быстродействием и неограниченным числом перепрограммирования при высокой информационной емкости и более того открывающиеся возможности создания памяти и логики в одном процессоре являются огромным стимулом для исследований гетероструктур сегнетоэлектрик-полупроводник. Измерения доли переключаемой поляризации на основе пьезоэлектрических измерений одновременно с вольт - фарадными характеристиками, подкрепленных рентгеноструктурными данными, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией, микроскопии сверхвысокого разрешения позволил нам сделать вывод о том, что эффект поля в МСЭП-структуре определяется сегнетоэлектрической поляризацией, а влияние поверхностных состояний незначительно.

В технике СВЧ перестраиваемые цепи считаются дорогостоящими и требуют ручной подстройки. Широкое внедрение в системы связи Ka диапазона недорогих электронно-перестраиваемых устройств позволит создавать СВЧ комплексы, способные самоподстраиваться к изменению условий связи, компенсировать естественное старение компонентов системы и влияние окружающей среды. Решение этих проблем во многом облегчается созданием электронно-перестраиваемых СВЧ устройств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственного задания ЮНЦ РАН по проекту № 122020100294-9).

## **Электрофизические свойства МДМ структур с эпитаксиальными сегнетоэлектрическими пленками (Ba,Sr)TiO<sub>3</sub> ориентации [111]**

**В.М. Мухортов, С. В. Бирюков, С.И. Масычев, Ю.И.Головко**

*Южный научный центр РАН, 344006, Ростов-на-Дону, Россия*

e-mail: [mukhortov1944@mail.ru](mailto:mukhortov1944@mail.ru)

В связи с возможностью широкого применения в СВЧ технике и, главное, в устройствах энергонезависимой памяти пленок наноразмерной толщины задача исследования их электрофизических свойств представляется актуальной. Влияние возникающих на границах раздела в МДМ структуре полей на свойства структур (токи утечки, экранирование деполяризующего поля и т.д.) существенно возрастает при уменьшении толщины пленок. В настоящей работе исследовались пленки (Ba,Sr)TiO<sub>3</sub> ориентации [111], осажденные методом ВЧ катодного распыления на платинированные подложки MgO и Si. Толщина пленок лежала в пределах 100 ÷ 200 нм, контрэлектроды были получены испарением Al с подслоем V. Рентгенографирование полученных образцов показало, что пленки являлись эпитаксиальными и содержали только ромбоэдрическую фазу. При комнатной температуре параметры элементарной ячейки составляли  $a = 0.39616$  нм и  $\alpha = 89.519^\circ$ .

Все образцы проявляли униполярность, естественная остаточная поляризация была направлена «к подложке», о чем однозначно свидетельствовала полярность пьезосигнала. Различия свойств структур Si – Pt(111) – BST(111) и MgO – Pt(111) – BST(111) обнаружено не было. Кривые зависимости емкости от величины смещающего напряжения  $C(V)$  сдвинуты в область отрицательных значений приложенного поля. Подобное поведение коррелирует с направлением униполярности, определяемой по знаку пьезосигнала и дополнительно подтверждает существование в структурах внутреннего поля. Проведенные измерения показали, что первый цикл измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) отличается от последующих, совпадающих между собой. Различие зависимости  $C(V)$ , по нашему мнению, можно объяснить изменением остаточной поляризации пленки, что подтверждается данными измерения пьезоотклика при воздействии внешнего циклического напряжения. Время релаксации остаточной поляризации к своему первоначальному значению составляет величину ~ 20 часов.

Измерения проводимости образцов показали значительную асимметрию тока утечки. Типичный вид зависимости тока проводимости от величины смещающего поля подобен описанному в работе [1] и представляет собой вольт-амперную характеристику сегнетоэлектрического диода Шоттки. Полученные результаты интерпретируются с точки зрения различия примененных электродов и влияния зарядов поляризации на изгиб зон в области интерфейсов, что и определяет особенности свойств тонких сегнетоэлектрических пленок.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Zhang F., Fan H., Han B., Zhu Y. et. al., ACS Appl. Mater. Interfaces **13**, 26180–26186 (2021).

## **Влияние поляризации наноразмерных пленок титаната бария-стронция на характеристики сегнетоэлектрических фазовращателей СВЧ диапазона**

**В.М. Мухортов, С. В. Бирюков, Ю. И. Головко, С.И. Масычев**

*Южный научный центр РАН, 344006, Ростов-на-Дону, Россия*

e-mail: [mukhortov1944@mail.ru](mailto:mukhortov1944@mail.ru)

Для разработки СВЧ фазовращателей необходимы надежные модели, описывающие диэлектрический отклик тонких сегнетоэлектрических (СЭ) пленок на постоянное и высокочастотное электрическое поле. Для уточнения этих моделей требуется доскональное изучение основных физических аспектов, определяющих диэлектрические свойства тонких СЭ пленок, в частности, динамики переключения поляризации. Явление переключения поляризации в тонких СЭ пленках во многом определяет такую важную характеристику фазовращателя как его быстродействие, а также влияет на уровень вносимых потерь и широкополосность устройства. Исследование динамики переключения поляризации в планарных структурах с тонкими СЭ пленками  $(\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2})\text{TiO}_3$  проводилось по методике Сойера – Тауэра, подробно описанной в [1], в широком диапазоне напряжений и частот переключающего поля. Толщина измеряемых образцов составляла величину  $\sim 40$  нм. Исследуемые образцы по данным рентгенографии были разделены на две группы – с меньшим ( $c \sim 0,3989$  нм) и большим ( $c \sim 0,4037$  нм) значениями параметра элементарной ячейки. Была обнаружена четкая корреляция между структурными и электрофизическими свойствами пленок. Коэффициент управляемости  $K$  ( $K=U_0/U_{max}$ ) при напряженности внешнего поля  $E \sim 100$  кВ/см составлял для этих групп пленок величину  $K \geq 2,5$  и  $K \sim 1,1$  соответственно. Образцы с меньшим значением параметра ячейки обладают более четко выраженной зависимостью поляризации от смещающего поля. Петля гистерезиса такой пленки насыщена, спонтанная (реориентационная) поляризация составляет величину  $P_r \sim 15$  мкКл/см<sup>2</sup>, остаточная поляризация  $P_0 \sim (5 \div 7)$  мкКл/см<sup>2</sup>. Исследование температурных зависимостей поляризации пленок подтвердило наличие сильного размытия формы фазового перехода (в отличие от объемных образцов аналогичного состава). Проведенные исследования позволяют оптимизировать характеристики фазовращателей, реализованных на основе тонких пленок  $(\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2})\text{TiO}_3$ , в частности, увеличить быстродействие и повысить термостабильность этих устройств.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Мухортов В.М., Головко Ю.И., Бирюков С.В. и др., ЖТФ, **75**( 8), 126-131 (2005)

## Тепловые колебания и структурный переход в наночастицах нитрата натрия

А.А. Набережнов, О.А. Алексеева, А.В. Фокин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург, Россия

e-mail: [alex.nabereznov@mail.ioffe.ru](mailto:alex.nabereznov@mail.ioffe.ru)

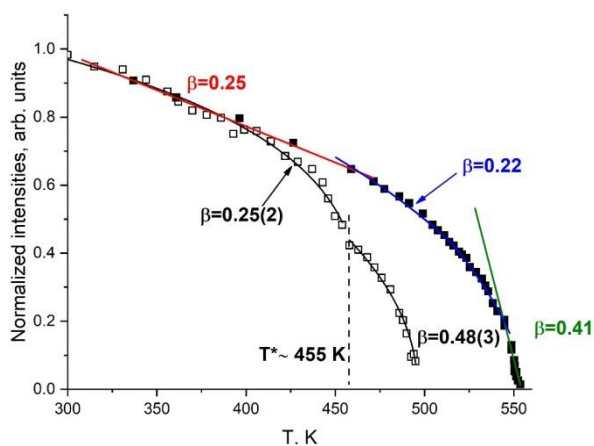
Работе приведены результаты исследования температурной эволюции кристаллической структуры наночастиц нитрата натрия, полученных при введении  $\text{NaNO}_3$  из водного раствора в поровое пространство пористого боросиликатного стекла со средним диаметром пор (каналов) 7(1) нм (PG7). Поровое пространство занимало примерно 23 % от общего объема образца, степень заполнения пор внедренным диэлектриком составляла примерно 90 %. Физической реализацией параметра порядка в нитрате натрия является угол поворота нитратных групп вокруг оси с. В низкотемпературной фазе наблюдаются сверхструктурные пики, интенсивность которых подчиняется степенному закону  $I = I_0 \tau^{2\beta}$  (здесь  $\tau = (T - T_C)/T_C$  - приведенная температура,  $\beta$  - критический индекс). В высокотемпературной фазе группы  $\text{NO}_3$  разупорядочены, и сверхструктура исчезает. Измерения проводились на пучке синхротронного источника на длине волны  $\lambda = 0.703434 \text{ \AA}$  (линия BM01A, ESRF, France,) в температурном интервале 300 – 515 К с шагом 2 К. На рисунке представлены температурные зависимости отнормированной интегральной интенсивности одного из сверхструктурных пиков для массива (литературные данные) и для нанокompозитного материала (НКМ)  $\text{NaNO}_3 + \text{PG7}$ , исследованного в данной работе.

Указаны также соответствующие значения критических индексов во всем интервале температур, в котором проводились измерения.

Из обработки дифрактограмм с помощью метода полного профильного анализа были получены температурные зависимости параметра  $\beta(T)$  (см. рисунок, белые символы), параметров элементарной ячейки, характерного размера наночастиц, амплитуд тепловых колебаний всех ионов, коэффициентов теплового расширения и пр. Были построены эллипсоиды тепловых колебаний ионов при всех температурах, и впервые было установлено, что для НКМ на основе PG7 наблюдается кроссовер в зависимости  $\beta(T)$  при  $T^* \sim 455 \text{ К}$ .

Проведенный детальный анализ температурных зависимостей амплитуд тепловых колебаний, а также средней величины угла поворота нитратных групп показал, что появление кроссовера связано с началом резкого роста этих амплитуд вблизи  $T^*$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, грант № 23-22-00260, <https://rscf.ru/project/23-22-00260/>



Температурные зависимости критического индекса для массивного (черные символы) и наноструктурированного (белые символы)  $\text{NaNO}_3$ . Указаны также значения параметра  $\beta$  для массива и НКМ  $\text{NaNO}_3 + \text{PG7}$  в различных температурных интервалах.

## Влияние размерных эффектов на электрофизические свойства слоистых сегнетоэлектрических перовскитоподобных структур

А.С.Сидоркин<sup>1</sup>, Л.П. Нестеренко<sup>1</sup>, Y.Gagou<sup>2</sup>, P.Saint-Gregoire<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет», 394018, Воронеж, Россия,  
e-mail: [sidorkin@phys.vsu.ru](mailto:sidorkin@phys.vsu.ru), [lolita122@mail.ru](mailto:lolita122@mail.ru)

<sup>2</sup>Universite de Picardie Jules Verne, 80039 Amiens Cedex, France

<sup>3</sup>Laboratory MIPA, 34095, Montpellier Cedex, France;

Department of Sciences and Arts, University of Nimes, 30021 NIMES Cedex 01, France

В тонкопленочных слоистых структурах, содержащих разнородные как сегнетоэлектрические, так и несегнетоэлектрические материалы, происходит взаимное влияние одних слоев на другие. При этом во всей структуре могут проявляться свойства, отличающиеся от первоначальных исходных составляющих материалов. Слоистые структуры, в составе которых есть сегнетоэлектрические слои, могут отличаться от исходного материала по типу фазового перехода, температуре Кюри, значению диэлектрических констант и т.п. Такие особенности слоистых структур очень интересны в практическом использовании, например для устройств электроники, таких как энергонезависимая память с произвольной выборкой, электромеханических преобразователей, инфракрасных устройств, гибридных структур сегнетоэлектрик - феррит и т.д. [1,2]. Поэтому исследования различных сочетаний подобных материалов и подробный анализ их свойств является актуальной задачей.

В связи с этим целью данной работы было изучение электрофизических свойств гетероструктур титанат стронция / титанат свинца / титанат стронция  $\text{SrTiO}_3$  /  $\text{PbTiO}_3$  /  $\text{SrTiO}_3$  на подложке  $\text{St-Nb}$  с проводящим слоем из  $\text{LaSrCoO}_3$ , полученных методом импульсного лазерного напыления. Для проведения диэлектрических измерений использовались платиновые Pt электроды.

Проведенные исследования показывают, что исследованные образцы обладают сегнетоэлектрическими свойствами с фазовым переходом первого рода в полярную фазу. При этом наблюдается значительное смещение точки фазового перехода в сторону высоких температур по сравнению с однокомпонентными пленками титаната свинца  $\text{PbTiO}_3$ . Исследование петель диэлектрического гистерезиса позволило получить температурные зависимости спонтанной поляризации  $P_s$ , коэрцитивного поля  $E_c$  и внутреннего поля смещения  $E_{bs}$ . Отмечается, что данные слоистые структуры демонстрируют достаточно большие значения спонтанной поляризации, а также коэрцитивного поля.

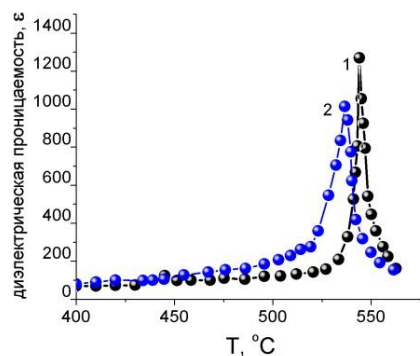


Рис.1. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для слоистых структур  $\text{SrTiO}_3/\text{PbTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ : 1 – нагревание; 2 – охлаждение. (частота измерительного поля 1 кГц, амплитуда – 100 мВ)

### ЛИТЕРАТУРА

1. Scott J.F., ISRN Materials Science **2013**, 187313 (2013).
2. Maslova O.A., Yuzyuk Yu.I., Ortega N. et al., Materials Research **22(1)**, 20180389 (2019).



## **Особенности получения, кристаллическая структура и физические свойства многослойных гетероструктур на основе наноразмерных пленок со структурой ТВБ и перовскита**

**А.В. Павленко<sup>1,2</sup>, Н.В. Тер-Оганесян<sup>2</sup>, Д.В. Стрюков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук, Россия, 344006 Ростов-на-Дону, пр. Чехова 41*

<sup>2</sup>*НИИ Физики ЮФУ, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, пр. Стачки 194*

Сегнетоэлектрические материалы являются одними из наиболее хорошо изученных к настоящему времени функциональных структур в современном физическом материаловедении. Это связано с тем, что данные материалы в различных твердотельных состояниях эффективно используются в различных областях современной техники. Как показали многочисленные исследования последних лет российских и зарубежных научных групп, создание многослойных гетероструктур на базе различного типа материалов может позволить в дальнейшем создавать материалы с новым набором свойств. В этом случае несомненно актуальным является разработка технологии получения гетероструктур на основе соединений со структурами тетрагональной вольфрамовой бронзы (ТВБ) и перовскита. Для синтеза тонких пленок указанных групп материалов в настоящее время используются различные подходы и методы (одностадийные и многостадийные), представленные, например, в [1]. Каждый из методов имеет как достоинства, так и недостатки. Как показали наши исследования, для создания как однослойных, так и многослойных гетероструктур на основе кислородсодержащих сегнетоэлектриков, сегнетоэлектриков-релаксоров, антисегнетоэлектриков, квантовых параэлектриков и мультиферроиков со структурами ТВБ и перовскита может быть эффективно использован метод высокочастотного катодного распыления керамических мишеней соответствующего стехиометрического состава в атмосфере кислорода [2].

В данном докладе представлены результаты наших исследований фазового состава, кристаллической структуры и физических свойств двухслойных структур  $\text{BiFeO}_3/(\text{Sr,Ba})\text{Nb}_2\text{O}_6$ ,  $\text{NaNbO}_3/(\text{Sr,Ba})\text{Nb}_2\text{O}_6$  и  $(\text{Sr,Ba})\text{Nb}_2\text{O}_6/\text{SrTiO}_3$ , выращенных на монокристаллических подложках  $\text{MgO}(001)$  и  $\text{Si}(001)$ . При изготовлении образцов использовалась технология прерывистого напыления. Показано, как изменяются параметры элементарной ячейки, диэлектрических и сегнетоэлектрических характеристик в указанных гетероструктурах в зависимости от толщин слоев. Обсуждаются причины выявленных закономерностей.

Публикация подготовлена в рамках реализации ГЗ ЮНЦ РАН № гр. Проекта 122020100294-9.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Физика сегнетоэлектриков. Современный взгляд, под ред. К.М. Рабе, Ч.Г. Ана, Ж.-М. Трискона (М., БИНОМ. Лаборатория знаний) 440 (2011).
2. Воротилов К.А., Мухортов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства, под ред. А.С. Сигова (М.: Энергоатомиздат), 175 (2011).

## **Сферолиты в сегнетоэлектриках**

**И.П. Пронин**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

*e-mail: [Petrovichv@mail.ioffe.ru](mailto:Petrovichv@mail.ioffe.ru)*

Сферолитовые кристаллические структуры широко распространены в природе, присущи различного рода органическим и неорганическим материалам. Первые работы по их исследованию относятся к началу XIX века [1]. В настоящее время они классифицируются по шести различным типам [2]. В частности, в минералах сферолиты широко представлены в виде шариков радиально-лучистого строения, за что получили название лучистых сферолитов [3]. В тонкопленочных материалах «двумерные» лучистые сферолиты по форме близки к «блинам», радиус которых может достигать несколько десятков и даже сотен микрометров.

В последнее время интерес к «двумерным» сферолитам, к их микроструктуре и свойствам в основном связан с разработкой миниатюрных пьезоэлектрических кварцевых осцилляторов, для изготовления которых необходимо использовать тонкопленочные технологии. Одной из характерных особенностей кристаллизации кварцевых лучистых сферолитов из аморфной фазы является поворот ростовой оси при их радиальном разрастании [4].

В работе приводятся результаты исследования сегнетоэлектрических свойств тонких пленок ЦТС, отличающихся радиально-ступенчатой (рис. 1а) и радиально-лучистой микроструктурой (рис. 1б). Приводятся результаты аномальных структурных и физических свойств в процессе кристаллизации фазы перовскита (Pe-1) из фазы пирохлора (Py) и рекристаллизации фазы перовскита (Pe-1 - Pe-2) с использованием методов растровой электронной микроскопии, силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика и нелинейно-оптической микроскопии. Наблюдаемые эффекты связываются с действием радиальных механических напряжений в структурах, возникающих в процессе кристаллизации фазы перовскита и сопровождающихся изменением плотности материала.

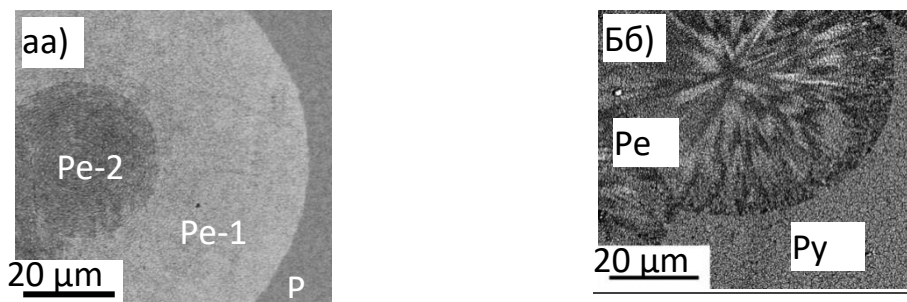


Рисунок 1. Электронномикроскопические изображения двух типов сферолитовых островков в тонких пленках ЦТС: а) радиально-ступенчатого [5] и б) радиально-лучистого [6] типа.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Brewster D., Trans. R. Soc. London, **105**, 29-53 (1815).
2. Shtukenberg A.G., Punin Y.O., Gunn E. et al. Chem. Rev., **112**(3), 1805 (2013).
3. Кантор Б.З. Беседы о минералах (М. «Астрель»), 216 (1997).
4. Lutjes N.R., Zhou S., Antoja-Lleonart J. et al., Sci. Rep. **11**(1), 14888 (2021).
5. Пронин В.П., Сенкевич С.В., Каптелов Е.Ю. и др., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **9**, 5 (2010).
6. Елшин А.С., Пронин И.П., Сенкевич С.В. и др., Письма в ЖТФ, **46**(8), 32 (2020).

## **Эволюция дипольного момента в кристаллах и пленках ниобата бария стронция**

А. М. Пугачев, А. А. Соколов

*Институт автоматики и электрометрии РАН, 630090, Новосибирск, Россия*  
*e-mail: [apg@iae.nsk.su](mailto:apg@iae.nsk.su)*

Предметом исследования являются полярные состояния в пленках ниобата стронция-бария ( $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{NbO}_6$ , далее SBN-х). В низкотемпературной сегнетоэлектрической фазе это спонтанная поляризация, а в centrosymmetric параэлектрической фазе – электрические поля в локальных полярных областях («полярных нанообластях»), возникающие в centrosymmetric фазе, и при охлаждении до фазового перехода их размер и концентрация меняются. Температурная эволюция дипольных моментов зависит от различных факторов, таких как локальные механические напряжения, химический состав пленки, тип подложки, метод выращивания и др. Природа влияния различных факторов в настоящее время остается неизученной и требует дополнительных исследований. систематические исследования.

Нашей целью является исследование природы дипольных моментов в тонких сегнетоэлектрических пленках в зависимости от температуры, локальных механических напряжений, химического состава пленки, подложки и других факторов, важных при выращивании и эксплуатации изделий на основе сегнетоэлектрических материалов. пленки. В данном исследовании используются спектроскопические методы: оптическая генерация второй гармоники (ГВГ), комбинационное рассеяние (КР), ИК-спектроскопия и рассеяние Мандельштама – Бриллюэна.

Исследованы как кристаллы, так и пленки SBN различной толщины, полученные методом высокочастотного напыления на различные подложки с различными электродами. Измерены спектры Мандельштама – Бриллюэна, которые демонстрируют поведение, аналогичное кристаллу с уширением линии из-за пространственного ограничения бегущей гиперзвуковой волны

Особое внимание уделено пирозффекту в тонких пленках. Пленочные пирозлектрические сенсоры чувствительны в широком спектральном диапазоне, обладают высокой чувствительностью и могут работать без охлаждения. Авторы обнаружили исключительно высокую чувствительность специальных пленок SBN. Предложено объяснение наблюдаемого явления с помощью появления подвижных элементов в системе «подложка — нижний электрод — сегнетоэлектрик — верхний электрод». В качестве примера можно привести отрыв верхнего электрода от сегнетоэлектрика или отрыв нижнего электрода от подложки при дополнительном предположении о наличии в образце локальных каналов проводимости.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Грант № 23-22-00205). Часть экспериментов выполнена в Центре коллективного пользования «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» в Институте автоматики и электрометрии СО РАН (г. Новосибирск, Россия)

## **Квантовомеханическое изучение структурного фазового перехода в кристалле тридимита и сверхрешетки Si/SiO<sub>2</sub> на его основе**

**Е.М. Рогинский<sup>1,2</sup>, М.Б. Смирнов<sup>1</sup>, А.В. Савин<sup>2</sup>, Д. В. Панькин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, 199034, Университетская наб. 7/9  
e-mail: [e.roginskii@mail.ioffe.ru](mailto:e.roginskii@mail.ioffe.ru)*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт физики, Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе,  
Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26*

Ключевым элементом МОП-транзисторов, наиболее широко используемых элементов современной электроники, является интерфейс оксид-полупроводник. В кремниевой электронике в качестве оксида преимущественно используют SiO<sub>2</sub>. Требование миниатюризации ставит перед технологами задачу получения ультратонких оксидных слоев, что делает актуальной проблему понимания законов, управляющих формированием интерфейсов на атомном уровне. Известно, что изучение структурных параметров с помощью динамических свойств успешно выполняется спектроскопическими методами. Рамановская спектроскопия доказала свою эффективность как весьма информативный и чувствительный метод неразрушающего анализа структуры полупроводниковых СР [1]. Однако, детального, основанного на строгих квантовомеханических расчетах, теоретического анализа полученных спектров до сих пор никто не проводил. Понимание связи структура-свойства невозможно без проведения теоретических исследований, основанных на прецизионных расчётах электронной структуры. Сегодня наиболее надёжные методы моделирования электронной структуры конденсированных сред основаны на расчётах в рамках теории функционала плотности.

В работе рассмотрена новая модификация сверхрешётки (СР) Si/SiO<sub>2</sub> составленная из кубического кремния и тридимитного полиморфа оксида SiO<sub>2</sub>. На первом этапе выполнен расчет динамических свойств гексагонального тридимита, который показал наличие неустойчивых колебательных состояний. Показано, что искажение гексагональной структуры вдоль колебательных неустойчивостей приводит к понижению симметрии до ортогональной сингонии. С помощью теории групп выполнен симметричный анализ фононов как в центре так и на границе зоны Бриллюэна и составлена корреляционная диаграмма группа-подгруппа, что в результате позволило описать структурный фазовый переход из бета в альфа фазу тридимита.

Используя полученные данные, нами было выполнено моделирование гетероструктур на основе кубического кремния «сращённого» с бета-фазой тридимита оксида кремния. Методом компьютерного моделирования с применением неэмпирических квантовомеханических расчётов, выполнена оптимизация структурных параметров, затем произведён расчёт динамических свойств. Показана устойчивость полученной структуры и выявлена связь колебательных состояний сверхрешетки с фононами родительских фаз.

В результате найдены устойчивые структуры СР Si/SiO<sub>2</sub> с резким интерфейсом. Изучены ИК и КР-спектры, в которых обнаружены характеристические линии, по которым можно установить наличие в исследуемых образцах интерфейсов данного типа.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (№ 22-22-20021) и гранта Санкт-Петербургского научного центра (№ 32/2022)

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Benyoucef M., Kuball M., M. Sun J., Zhong G.Z., Fan X.W. J. Appl. Phys. **89**, 7903-7909. (2001).

**Размерный эффект пьезоэлектрических свойств  
гетеро-эпитаксиальных тонких пленок феррита висмута,  
полученных методом высокочастотного катодного распыления в  
атмосфере кислорода**

В.А. Сафина<sup>1</sup>, Б.Н. Слаутин<sup>1</sup>, А.С. Абрамов<sup>1</sup>, М.С. Кособоков<sup>1</sup>,  
В.Я. Шур<sup>1</sup>, А. Павленко<sup>2</sup>, Д.О. Аликин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский Федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

*e-mail:* [v.a.safina@urfu.ru](mailto:v.a.safina@urfu.ru)

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия

Тонкие пленки  $\text{BiFeO}_3$  – один из наиболее перспективных материалов для реализации энергонезависимой памяти, благодаря сочетанию высоких значений спонтанной поляризации и антиферромагнетизма при комнатной температуре [1, 2]. Исследование функциональных свойств ВFO на микроскопическом уровне является необходимым шагом для выявления причин возникновения высоких токов утечки. Распространенным методом локального исследования сегнетоэлектрических свойств является силовая микроскопия пьезоэлектрического отклика (СМПО), однако интерпретация результатов СМПО остается сложной задачей, требующей индивидуального подхода для каждого материала [3, 4].

В работе мы разработали и представили новый комплексный подход, позволяющий отделить пьезоэлектрический отклик от паразитных электромеханических вкладов при локальных измерениях методом СМПО. В основе данного подхода лежит измерение локальных электромеханических петель гистерезиса с использованием метода PUND (positive-up negative-down) и анализ локальных петель гистерезиса, измеренных при различной частоте при помощи моделирования методом конечных элементов. Для эпитаксиальных пленок ВFO, полученных методом высокочастотного катодного распыления в атмосфере кислорода, выявлено увеличение коэрцитивного поля и поля смещения для пленок с толщиной менее 10 нм, также сопровождающееся значительным уменьшением остаточного пьезоэлектрического отклика, что было связано с увеличением влияния зажатия от подложки для сверхтонких пленок. Количественный пересчет значений коэрцитивного напряжения и напряжения смещения в электрические поля в модели плоского конденсатора обнаруживает их чрезвычайно высокие значения, что может быть отнесено к влиянию проводимости и инжекции заряда с зонда атомно-силового микроскопа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Catalan G., Scott J.F., Adv. Mat. **21**, 2463-2485 (2009).
2. Fujino S. et al., APL **92**, 202904 (2008).
3. Balke N. et al., J. Appl.Phys. **118**, 072013 (2015).
4. Rama K. Vasudevan et al., APR **4**, 021302 (2017).

## Неоднородность структуры и свойств сферолитовых островков перовскита в тонких пленках цирконата-титаната свинца

С.В. Сенкевич<sup>1</sup>, Д.А. Киселев<sup>2</sup>, И.П. Пронин<sup>1</sup>, А.Р. Валеева<sup>1</sup>, В.П. Пронин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [SenkevichSV@mail.ioffe.ru](mailto:SenkevichSV@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», 119049, Москва, Россия

<sup>3</sup> Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, 191186, Санкт-Петербург, Россия

Изучены структурные, сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические свойства тонких сферолитовых пленок  $Pb(Zr,Ti)O_3$  (ЦТС), сформированных методом ВЧ магнетронного распыления. Пленки были изготовлены в два этапа на подложке  $Pt/TiO_2/SiO_2/Si$ . На первой стадии пленки осаждались при температуре подложки 150 °С, а на второй стадии для кристаллизации фазы перовскита отжигались при 530-570 °С. Толщина пленок составляла 500 нм. Исследовались как однофазные перовскитовые пленки, так и состоящие из отдельных сферолитовых островков, расположенных в низкотемпературной пирохлорной матрице.

Пленки изучали с помощью сканирующего электронного микроскопа EVO-40 (Zeiss) и атомно-силовых микроскопов MFP-3D SA (Asylum Research) и Ntegra Prima (NT-MDT). Состав пленок соответствовал морфотропной фазовой границе фаз с элементным соотношением  $Zr/Ti=54/46$ .

Методами электронной микроскопии исследована микроструктура, ростовая ориентация, фазовое состояние и состав сформированных пленок. Методами атомно-силовой микроскопии исследована морфология поверхности, нормальный и латеральный пьезоэлектрические отклики, а также поверхностный потенциал отдельных сферолитовых островков перовскита.

На рисунке 1 представлены латеральный пьезоэлектрический отклик перовскитового островка (рис.1 а) и его поверхностный потенциал (рис. 1 б). Обнаружен эффект неоднородного распределения пьезоэлектрического отклика и поверхностного потенциала по поверхности острова - от максимального отклика вблизи его границы до минимального - в центре островка. Предполагается, что наблюдаемый эффект обусловлен особенностями формирования лучистых сферолитов. В работе обсуждаются возможные физические механизмы, приводящие к подобным неоднородностям.

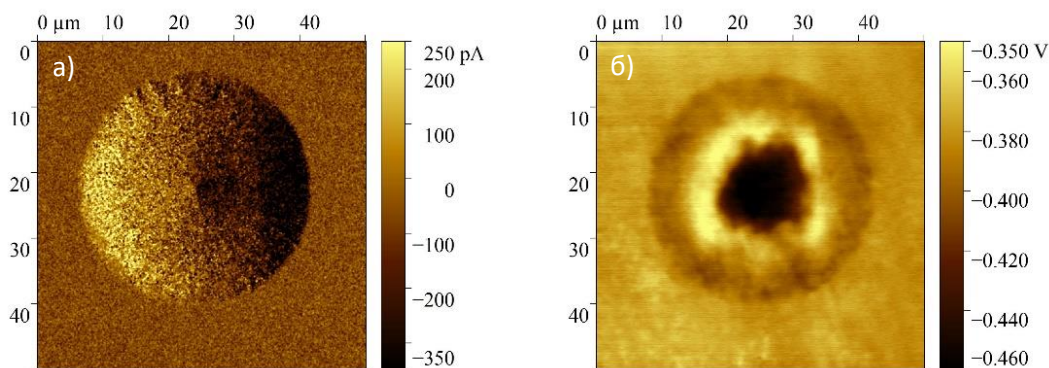


Рис. 1. Изображения латерального пьезоэлектрического отклика (а) и поверхностного потенциала (б) перовскитового островка.

## **Влияние напряжений несоответствия на диэлектрическую проницаемость и фазовые превращения в сегнетоэлектрических свехрешетках**

**Б.М. Даринский<sup>1</sup>, А.С. Сидоркин<sup>1</sup>, А.С. Сигов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Воронежский государственный университет, 394018, Воронеж, Россия*

*e-mail: [sidorkin@phys.vsu.ru](mailto:sidorkin@phys.vsu.ru)*

<sup>2</sup>*Московский Технологический Университет (МИРЭА), 119454, Москва, Россия*

Многослойные сегнетоэлектрические гетероструктуры с родственными компонентами (сегнетоэлектрические свехрешетки) являются одними из наиболее удобных объектов, позволяющими варьировать их практически полезные свойства за счет вариации степени упругой деформации компонент свехрешеток путем надлежащего выбора соотношения между периодами атомного строения отдельных слоев свехрешетки между собой и с подложкой. Вариация указанного выбора наиболее удобна для материалов слоев свехрешетки, имеющих родственную структуру. В первую очередь такую вариацию возможно осуществлять для материалов со структурой перовскита, для которых накоплен большой экспериментальный и практически важный материал.

Настоящая работа посвящена оценке влияния механических напряжений несоответствия элементарных ячеек слоев на величину изменения диэлектрической проницаемости и температуру перехода в полярное состояние в сегнетоэлектрических свехрешетках титаната бария/цирконата бария  $\text{BaTiO}_3/\text{BaZrO}_3$  по сравнению с характеристиками родительских компонент в однородном состоянии.

Проведенное исследование термодинамического потенциала для слоев указанной решетки в условиях действия напряжений несоответствия показывает, что упругие деформации в сегнетоэлектрической свехрешетке  $\text{BaTiO}_3/\text{BaZrO}_3$ , вызванные напряжениями несоответствия приводят к формированию продольной поляризации в слоях титаната бария и к связанному с этим вкладу поперечной компоненты тензора диэлектрической проницаемости в эффективную проницаемость свехрешетки в направлении нормали к плоскости слоев. Указанная компонента более, чем на порядок превышает продольную компоненту, поэтому можно полагать, что вызванная действием механических напряжений замена продольной компоненты диэлектрической проницаемости на поперечную в слое титаната бария является одним из механизмов повышения эффективной диэлектрической проницаемости свехрешетки по сравнению с компонентами родственного материала.

Другим механизмом повышения диэлектрической проницаемости указанной свехрешетки являются процессы, происходящие в слоях цирконата бария. Действие на него механических деформаций несоответствия приводят к качественно иным изменениям. Коэффициент разложения термодинамического потенциала для данного слоя остается положительным для квадратичных компонент поляризации вдоль указанного слоя и, наоборот, меняет знак при квадратичном члене разложения по поляризации в направлении перпендикулярном поверхности указанного слоя. Таким образом, действие сжимающих для цирконата бария в данной решетке деформаций вызывает появление в нем поляризации вдоль нормали к плоскости слоев свехрешетки, что естественно приводит к появлению большого диэлектрического отклика цирконата бария вдоль этого направления.

Вместе с диэлектрическим откликом деформации несоответствия, возникающие в слоях сегнетоэлектрической свехрешетки  $\text{BaTiO}_3/\text{BaZrO}_3$ , продляют по сравнению с титанатом бария на несколько сотен градусов температурный интервал существования полярного состояния в слоях решетки.

## Излучение в структурах «металл-нанометровый зазор-сегнетоэлектрик» при нагреве

А.М. Пугачев, А.А. Соколов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук (ИАиЭ  
СО РАН), г. Новосибирск, Российская Федерация  
e-mail: [SokolovAA@iae.nsk.su](mailto:SokolovAA@iae.nsk.su)

В ряде работ предлагается для создания МЭМС большой удельной механической мощности использовать систему «подвижный электрод – нанометровый зазор – тонкая пленка сегнетоэлектрика – неподвижный электрод» [1-2]. Описанная структура схематично изображена на рисунке 1. Подвижный электрод (ПЭ) представляет из себя металлическую пластину, опирающуюся на неровности диэлектрика. Прижим ПЭ осуществляется электростатическими силами.

В [3] предположено, что в таких ситемаж могут существовать электромеханические волны (бронзоны). Экспериментально подтвердить их существование возможно, используя эффект аномально высокого пирокоэффициента, возникающего в тонких пленках сегнетоэлектрика [4].

Авторы [4] предложили механизм, объясняющий аномально высокий пирокоэффициент на пленках ниобата бария-стронция ( $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ) с неплотно прилегающим электродом. Это автоколебания подвижного электрода в процессе нагрева. В данной работе мы показываем, что подобная структура может излучать электромагнитные волны и оцениваем их частоту. Эта частота нелинейно зависит от величины зазора  $d_z$ , диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика и упругих свойств ПЭ.

Нижний электрод не сплошной, в форме полосок, работает как антенна и, если резонансная частота излучения совпадает с частотой колебаний верхнего электрода, это излучение можно зафиксировать. Обнаружение этого излучения позволит подтвердить правильность предположения, высказанного в [4].



Рис. 1. Структура с подвижный электродом (ПЭ).  
1 - ПЭ, 2 - сегнетоэлектрик, 3 - электрод,

### ЛИТЕРАТУРА

1. Kostsov E.G., Proc. SPIE V **7025**, 70251G (2008).
2. Baginsky I.L., Kostsov E.G. Micromashines, **10**, №.11, 746, 12 (2019).
3. Иванов С.Д., Соколов А.А. Автометрия **59** (3), 19–23(2023)
4. Пугачев А.М., Соколов А.А. Сибоптика-2022. Актуальные вопросы высокотехнологичных отраслей **9** (2023).



## **Эффект аномального электронного каналирования в тонких пленках ЦТС**

**М.В Старицын<sup>1</sup>, В.П. Пронин<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт» - ЦНИИ КМ «Прометей», 191015, Санкт -Петербург, Россия

*e-mail: [ms\\_145@mail.ru](mailto:ms_145@mail.ru)*

<sup>2</sup>РГПУ им. А.И. Герцена, 191186, Санкт -Петербург, Россия

В процессе исследования тонких пленок цирконата-титаната свинца (ЦТС) в растровом электронном микроскопе, на поверхности кристаллов фазы перовскита обнаружено явление, при котором наблюдаются картины в виде совокупностей пересекающихся полос, похожие на картины электронного каналирования (рис. 1).

Эффект электронного каналирования известен с середины прошлого века и реализуется в растровых электронных микроскопах на объемных монокристаллических образцах при значительно отличающихся углах падения сканирующего электронного луча на поверхность монокристалла.

Однако рассмотренные в настоящей работе кристаллы перовскита в тонких пленках ЦТС малы (порядка 30 мкм) и сканируются с очень малым расхождением, практически параллельными электронными пучками. Эффект электронного каналирования в таких условиях является аномалией и ранее не описан.

Для прояснения условий, в которых данный эффект становится возможным, проведено локальное исследование кристаллической структуры фазы перовскита в тонкой пленке ЦТС методом дифракции обратно рассеянных электронов с субмикронным пространственным разрешением.

В результате анализа распределения кристаллографических ориентировок, выявлена специфика структуры фазы перовскита в тонкой пленке ЦТС и выработаны модельные представления, объясняющие природу эффекта аномального электронного каналирования.

Экспериментальные исследования выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования научным оборудованием «Состав, структура и свойства конструкционных и функциональных материалов» НИЦ «Курчатовский институт» - ЦНИИ КМ «Прометей» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования – соглашение № 13.ЦКП.21.0014 (075-11-2021-068). Уникальный идентификационный номер - RF----2296.61321X0014.

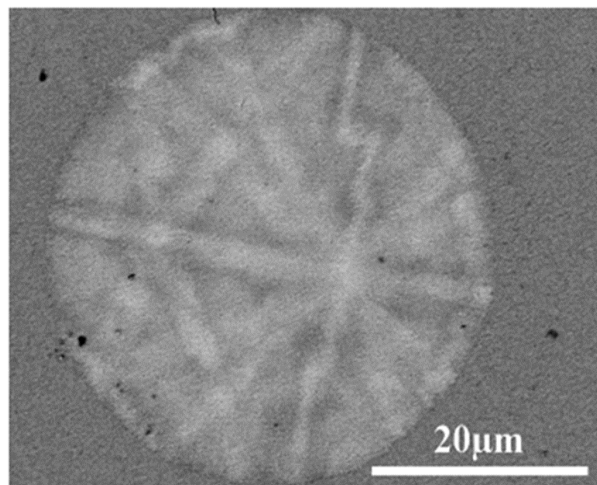


Рис. 1. Картина электронного каналирования на поверхности кристалла перовскита в тонкой пленке ЦТС.

## Получение пленок $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$ на подложке $\text{MgO}(110)$

Д.В. Стрюков, Я.Ю. Матяш, А.В. Павленко

Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук, 344006, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [strdl@mail.ru](mailto:strdl@mail.ru)

Применение материалов в различных областях микроэлектроники требует контролируемого изменения свойств материалов. Для тонкопленочных структур открывается возможность изменения свойств за счет деформации элементарных ячеек, называемое деформационной инженерией. Стандартными подходами является как подбор состава подложки, так и ее ориентации. В случае ниобата бария-стронция, перспективного сегнетоэлектрика-релаксора со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы, тонкие пленки получали на подложках разных составов, но исключительно (001) среза. В данной работе нами были получены тонкие пленки  $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$  толщиной 180 нм на подложке  $\text{MgO}(110)$  методом ВЧ-катодного распыления в атмосфере чистого кислорода.

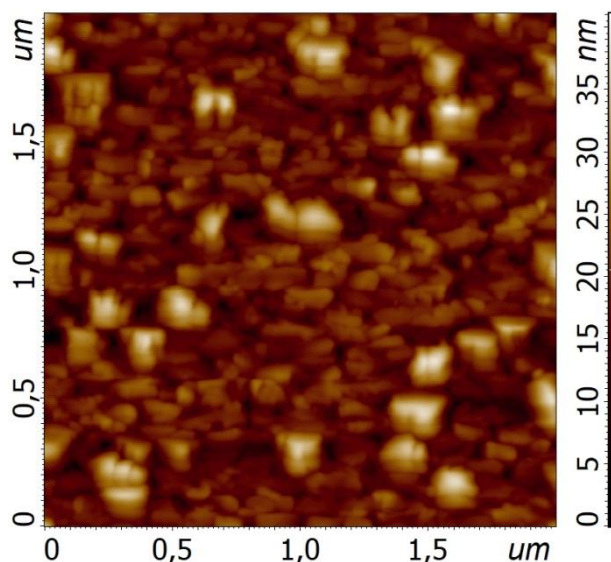


Рисунок 1. АСМ изображение топографии поверхности размером 5x5 мкм для гетероструктуры SBN/MgO(110)

Методами дифракции рентгеновских лучей была исследована структура полученных тонких пленок. Пленки растут без образования примесных фаз и включений. При этом пленки  $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$  растут ориентированно с преимущественной ориентацией оси [311] в направлении нормали к поверхности подложки  $\text{MgO}(110)$ . Поверхность полученных гетероструктур исследовалась методами атомно силовой микроскопии. Поверхность пленок гладкая – среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет всего 5.4 нм. Кроме того, на поверхности не обнаружено формирования пор, трещин и каверн.

Финансирование: Исследование выполнено за счёт средств гранта РФФ № 23-22-00389

**Воздействие света на сопротивление гетероструктур  
 $\text{LaMnO}_3/\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3/\text{MgO}$  и  
 $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{MgO}$**

**А.О. Чибирев, А.В. Леонтьев, Т.С. Шапошникова, Т.М. Салихов,  
Р.Ф. Мамин**

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН,  
420029, Казань, Россия,  
e-mail: [t\\_shap@kfti.knc.ru](mailto:t_shap@kfti.knc.ru)*

Создание квазидвумерных металлических состояний на границе раздела и управление такими состояниями с помощью света невозможно без использования интерфейсов нового дизайна. На границе раздела двух оксидных изоляторов  $\text{LaAlO}_3$  (LAO) и  $\text{SrTiO}_3$  (STO) был обнаружен квази-двумерный электронный газ с высокой подвижностью носителей тока [1]. Ранее нами было исследовано влияние лазерного излучения с различной длиной волны на электрическое сопротивление гетероструктуры  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ . В данной работе мы исследовали влияние инфракрасного, зеленого и ультрафиолетового лазерного излучения на электрическое сопротивление гетероструктуры  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$  на монокристалле  $\text{LaMnO}_3$  и в гетероструктурах  $\text{LaMnO}_3/\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$  и  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  на подложке  $\text{MgO}$ .

Изменение электрического сопротивления при воздействии света было изучено для гетероструктуры  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ , а также для гетероструктур  $\text{LaMnO}_3/\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3/\text{MgO}$  и  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{MgO}$ . Несфокусированный лазерный луч диаметром 4 мм, имеющий гауссову форму, облучал пространство между контактными площадками через оптическое окно криостата. Мы наблюдали увеличение сопротивления при воздействии света как в гетероструктурах  $\text{LaMnO}_3/\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3/\text{MgO}$ , так и в гетероструктурах  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3/\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{MgO}$  на всех используемых длинах волн и восстановление сопротивления в темном состоянии. Эти изменения сопротивления являются положительными и составляют до 8-10% от сопротивления в установившемся режиме. Постоянная времени, связанная с переходной составляющей, составляет ~ 4-50 с. Реакция на воздействие зеленого света была наиболее выраженной. Было обнаружено, что при освещении светом разной длины волны наблюдался кумулятивный эффект изменения сопротивления в течение нескольких циклов включения/выключения зеленого и инфракрасного света. Наблюдаемый эффект не может быть объяснен прямым нагревом образца лазерными импульсами, поскольку интенсивность и частота следования лазерных импульсов невелика, и, следовательно, кумулятивные тепловые эффекты должны быть незначительными. Измерения в режиме атомно-силовой микроскопии по Кельвину показали, что освещение оказывает аналогичное влияние на концентрацию поверхностного заряда, что подтверждает нашу гипотезу о том, что эффект связан с частичным экранированием сегнетоэлектрической поляризации носителями заряда, генерированными светом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-12-00179.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ohtomo A., Ywang H., Nature **427**, 6973 (2004).

Секция «Структура и динамика  
кристаллической решетки»



## Индукцированные полем структурные переключения в монокристалле $\text{PbHfO}_3$

Н.А. Архипов, А.Е. Ганжа, Р.Г. Бурковский

Санкт-Петербургский государственный университет Петра Великого, 195251,  
Санкт-Петербург, Россия

В тонких пленках сегнетоэлектриков материалов можно создавать высококачественные и бездефектные гетероструктуры, позволяющие адаптировать свойства материала за счет размерных эффектов. Антисегнетоэлектрические (АСЭ) пленки гораздо менее изучены, чем сегнетоэлектрические (СЭ), хотя представляют интерес в связи с перспективами их применения в устройствах памяти, накопления энергии и в электрокалорических устройствах. Результаты исследований [1,2,3] гетероструктур на основе модельных антисегнетоэлектриков (в частности,  $\text{PbZrO}_3$ ), показывают, что спектр нетривиальных эффектов в структурах такого типа далеко не исчерпан, а понимание таких структур остается весьма грубым. Данная работа посвящена изучению индуцированных полем фазовых переходов в монокристалле  $\text{PbHfO}_3$ , толщиной 35 мкм.

Исследование проводилось с использованием метода in-situ дифракции с приложением электрического поля. Оценка полевой динамики в монокристаллах  $\text{PbHfO}_3$  произведена с позиции полевых зависимостей интенсивности сверхструктурных рефлексов  $\Sigma$ -типа и  $R$ -типа, а также родительских  $\Gamma$ -рефлексов. Выявлена интересная особенность: интенсивность рефлексов  $\Sigma$ -типа, для которых вектор смещений ионов свинца не параллелен полю, резко падает при полях выше 225 кВ/см (рис.1а), в то время как интенсивность рефлексов, для которых вектор смещений параллелен вектору приложения поля, снижается более плавно (рис.1б).

Сверхструктурные искажения  $R$ -типа демонстрируют резкое падение интенсивности при 225 кВ/см с погасанием в районе 250 кВ/см. Полевая

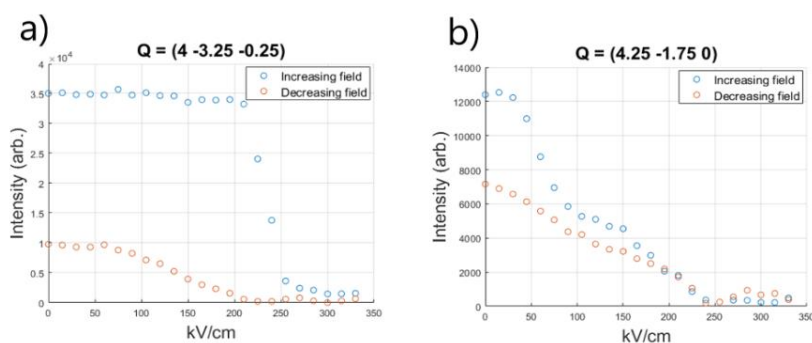


Рис. 1. Зависимость интенсивности параллельных (а) и непараллельных (б)  $\Sigma$ -рефлексов от приложенного поля

динамика рефлексов  $\Gamma$  и  $R$  типа коррелирует с наблюдениями для низкосимметричного полярного состояния с пространственной группой  $R3m$ , зарегистрированного в твёрдых растворах цирконата-титаната свинца при малых концентрациях титана.

Значения интенсивностей рефлексов после проведения измерений в двух режимах растущего и убывающего полей не возвращаются к своим прежним значениям, что может быть следствием перераспределения доменной структуры.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Chaudhuri, A. R., Arredondo, M., Hähnel, A. et al., Phys. Rev. B **84**, 054112. (2011)
2. Burkovsky, R. G., Lityagin, G. A., Ganzha, et al., Phys. Rev. B **105**, 125409. (2022)
3. Lityagin, G. A., Andronikova, D. A., Bronwald, I. A. et al., Ferroelectrics **533**, 26-34. (2018)

## **Резонансное возбуждение мягкой фононной моды узкополосным ТГц импульсом в титанате бария-стронция**

**К.А. Брехов, Е.Д. Мишина**

*МИРЭА - Российский технологический университет, 119454, Москва, Россия*

*e-mail: [brekhov\\_ka@mail.ru](mailto:brekhov_ka@mail.ru)*

В традиционных запоминающих устройствах скорость записи информации определяется скоростью переключения намагниченности. Возможность переключения магнитного параметра порядка под действием одиночного фемтосекундного лазерного импульса на сегодняшний день уже продемонстрирована. В настоящее время это наиболее эффективный способ управления средой на предельно коротких временах. Применение аналогичной методики к сегнетоэлектрическим материалам позволит реализовать новые энергоэффективные и энергонезависимые устройства хранения информации. Однако проблема осуществления сверхбыстрого переключения сегнетоэлектрической поляризации до сих пор остается не решенной.

Главная причина заключается в том, что сверхбыстрое переключение намагниченности осуществляется за счет спин-орбитального и обменного взаимодействий, которые отсутствуют в сегнетоэлектриках. В указанных материалах состояние параметра порядка определяется положением полярного иона. На сегодняшний день существует несколько работ, в которых продемонстрирована возможность возбуждения мягкой фононной моды в сегнетоэлектрических материалах путем ее прямого или опосредованного возбуждения короткими электромагнитными импульсами оптического или ТГц диапазона. Однако устойчивое переключение поляризации в этих работах так и не было продемонстрировано. Таким образом, исследование возможности сверхбыстрого воздействия и переключения сегнетоэлектрической поляризации остается важной и актуальной задачей.

В данной работе представлены результаты исследования динамики возбуждения и релаксации нелинейно-оптического отклика пленок титаната бария-стронция с различной кристаллографической ориентацией, осажденных на различные подложки, под действием узкополосных ТГц импульсов с различной частотой. Показано, что при возбуждении исследуемых пленок ТГц импульсами с частотой, близкой к частоте мягкой сегнетоэлектрической моды, наблюдается значительное увеличение интенсивности нелинейно-оптического отклика, что свидетельствует о резонансном воздействии на полярный ион. В перспективе, данный механизм может стать основой для сверхбыстрого управления сегнетоэлектрической поляризацией.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00334).

## Низкотемпературные фазовые переходы в керамиках ниобатов серебра и литий-тантал-серебра – комбинационное рассеяние света

А. Н. Втюрин<sup>1,2</sup>, А. С. Крылов<sup>1</sup>, С. Н. Крылова<sup>1</sup>, Е. М. Рогинский<sup>3</sup>,  
L. Jin<sup>4</sup>, Y. Tian<sup>4</sup>, X. Wei<sup>4</sup>, В. В. Воног<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия  
e-mail: [vturin@iph.krasn.ru](mailto:vturin@iph.krasn.ru)

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, 660047 Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Intl. Center for Dielectric Research, Xi'an Jiaotong University, 710049, Xi'an, China

Ниобат серебра и танталат лития – функциональные материалы, принадлежащие к семейству перовскитов. Ранее [1-2] была продемонстрирована перспективность  $\text{AgNbO}_3$  в качестве активной среды в системах хранения энергии, однако его недостатком является нестабильность в сильных полях. В [3-4] было показано, что добавки танталата лития стабилизируют материал и повышают его энергоёмкость.

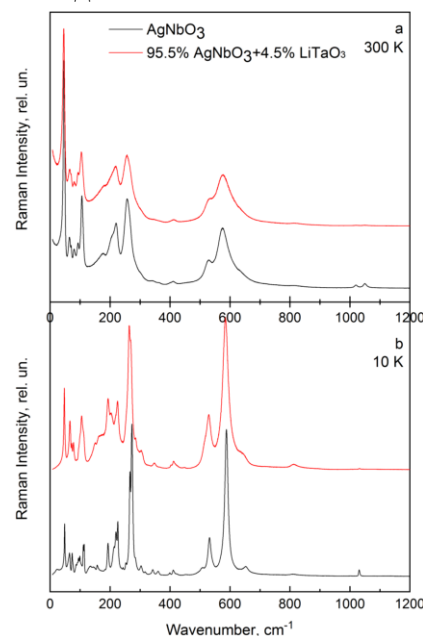
Различные авторы в монокристаллах, поликристаллах и керамиках ниобата серебра наблюдали до шести фазовых переходов, однако большинство из них были обнаружены при высоких температурах; более интересная для практических приложений область в районе и ниже комнатных температур мало исследована.

В смешанных составах при комнатной температуре наиболее перспективная для практических приложений широкая петля гистерезиса с полным насыщением наблюдалась в керамике  $0.955 \text{AgNbO}_3\text{--}0.045 \text{LiTaO}_3$  [5], поэтому нами исследован именно этот состав.

В работе методом комбинационного рассеяния исследованы керамики  $0.955 \text{AgNbO}_3\text{--}0.045 \text{LiTaO}_3$  и чистого  $\text{AgNbO}_3$  в температурном интервале 10–415 К. Для интерпретации выполнено DFT моделирование динамики решетки. В  $\text{AgNbO}_3$  в области 320–350 К наблюдалась мягкая мода, очевидно связанная с известным сегнетоэлектрическим фазовым переходом  $Pbcm - Pmc2_1$ . Аналогичная аномалия наблюдается в керамике  $0.955 \text{AgNbO}_3\text{--}0.045 \text{LiTaO}_3$  на 30 К ниже ( $T_c = 310$  еК).

В области 50–120 К в спектре  $\text{AgNbO}_3$  наблюдается появление новых линий в области низких ( $130\text{--}150, 160 \text{ см}^{-1}$ , колебания Ag и O) и средних ( $515 \text{ см}^{-1}$ , колебания O) частот. Предположительно это связано с еще одним фазовым переходом в области 120 К.

Частичное замещение Nb на Ta приводит к исчезновению в спектре  $0.955 \text{AgNbO}_3\text{--}0.045 \text{LiTaO}_3$  линии  $22 \text{ см}^{-1}$ , соответствующей колебаниям ионов Nb/Ta в слое. При понижении температуры в этом составе также наблюдается фазовый переход в области (120–150 К).



Спектры комбинационного рассеяния керамик  $\text{AgNbO}_3$  (черный) и  $0.955 \text{AgNbO}_3\text{--}0.045 \text{LiTaO}_3$  (красный).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Tian Y. et al. J. Mater. Chem. A, **4**, 17279 (2016).
2. Tian Y. et al. J. Mater. Chem. A, **10**, 14747 (2022).
3. Niewiadomski A. et al. Mater. Res. Bull., **65**, 123 (2015).
4. Li S. et al. J. Mater. Chem. C, **7**, 4403 (2019).
5. Lu T. et al. IUCrJ, **6**, 740 (2019).

## Симметричный анализ спектров комбинационного рассеяния кристаллов на основании их угловых зависимостей

Е. В. Головкина<sup>1</sup>, А. С. Крылов<sup>1</sup>, С. Н. Крылова<sup>1</sup>, В. В. Воног<sup>2</sup>, А. Н. Втюрин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

e-mail: [vturin@iph.krasn.ru](mailto:vturin@iph.krasn.ru)

Спектроскопия комбинационного рассеяния света в настоящее время широко применяется для исследования динамики решетки кристаллов. Любая интерпретация экспериментального спектра начинается с определения типов симметрии колебаний, наблюдаемых в спектре. Для проведения такого симметричного анализа необходимо получить поляризованные спектры от ориентированных монокристаллов. Зачастую малые размеры имеющихся образцов, неточности их ориентировки и установки в спектрометре, значительные – порой более, чем на порядок – отличия интенсивностей спектральных линий, сильные эффекты двулучепреломления или оптической активности сильно усложняют решения этой задачи. В связи с этим в данном сообщении описывается экспериментальная методика, в которой для проведения симметричного анализа используются угловые зависимости интенсивностей линий комбинационного рассеяния.

Методика реализована на базе спектрометра комбинационного рассеяния T64000 (HORIBA Jobin Yvon). Для возбуждения спектра используются  $Kr^+$  лазер Loxel 95L-K (647 нм) или твердотельный лазер Spectra-Physics Excelsior-532-300-CDRH (532 нм). Встроенный микроскоп позволяет получать спектры микрообразцов размерами от 2 мкм. Для автоматизации вращения предметного столика спектрометра разработан и изготовлен макет приставки (показан на рисунке). Вращение осуществляется с помощью шагового двигателя, который подключен к управляющему компьютеру спектрометра при помощи платы Arduino. Для управления приставкой и передачи параметров написан скрипт для управляющей программы спектрометра LabSpec 5.

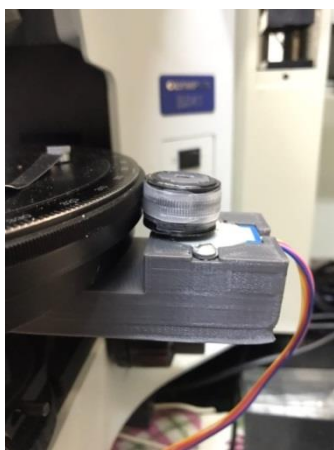


Рис. 1. Приставка для автоматизированного вращения предметного столика спектрометра.

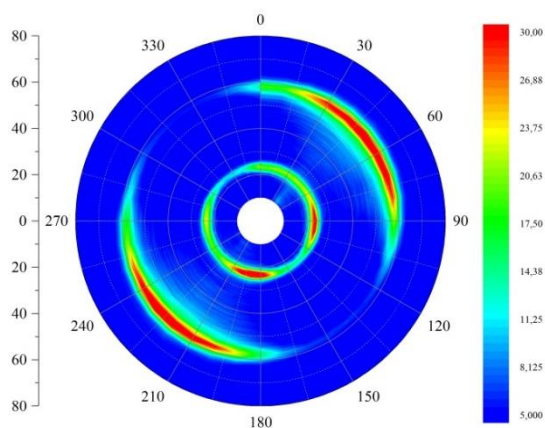


Рис. 2. Угловая диаграмма интенсивностей характеристических линий металлоорганического каркаса DUT-8.

Работа приставки протестирована на спектрах микрокристаллов каломели и иллюстрируется на примере спектров микрокристаллов редкоземельных ферроборатов и ряда металлоорганических каркасов.



## Зарождающаяся решеточная неустойчивость во фтороперовскитах

Р.М. Дубровин<sup>1</sup>, К.Н. Болдырев<sup>2</sup>, Р.В. Писарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: [dubrovin@mail.ioffe.ru](mailto:dubrovin@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840, Троицк, Россия

Перовскиты, преимущественно оксиды, на протяжении многих лет представляют огромный интерес для науки и технологий благодаря множеству наблюдаемых интересных физических эффектов, таких как магнетизм, сегнетоэлектричество, мультиферройность, сверхпроводимость, пьезоэлектричество и других. Некоторые из этих явлений возникают из-за неустойчивости кристаллической структуры, а также большого разнообразия элементов, которые могут содержать перовскиты. Помимо оксидов, в последнее десятилетие галоидные перовскиты стали привлекательным классом материалов из-за уникальных оптических свойств, которые не наблюдаются в оксидных перовскитах. С другой стороны, многие физические свойства, наблюдающиеся в оксидных, также могут проявляться и в галоидных перовскитах.

Сегнетоэлектрические свойства были обнаружены в некоторых неорганических галоидных перовскитах, например в гексагональном  $\text{KNiCl}_3$ . Однако полярная фаза не была обнаружена ни в одном из фтороперовскитов при том, что данный класс материалов является модельным для исследований структурных фазовых переходов на границе зоны Бриллюэна.

В данной работе мы экспериментально показываем методом инфракрасной спектроскопии отражения, смягчение низкочастотных полярных фононов в центре зоны Бриллюэна в кубических ( $Pm\bar{3}m$ ) и ромбических ( $Pnma$ ) фтороперовскитах, величина которого коррелирует со значением толеранс фактора  $t$  (см. Рис. 1) [1-3]. Кроме того, нами было установлено, что с уменьшением толеранс фактора  $t$  уменьшается гармоническая и увеличивается ангармоническая силовые постоянные смягчающегося полярного фонона. В результате, в ромбическом фтороперовските  $\text{NaMnF}_3$  с минимальным значением толеранс-фактора  $t = 0.78$  наблюдается низкочастотный полярный фонон с аномальным уменьшением частоты с  $50 \text{ см}^{-1}$  при комнатной температуре до  $30 \text{ см}^{-1}$  в жидком гелие [3].

Наблюдающаяся корреляция с толеранс фактором  $t$  указывает на геометрическую природу зарождающейся неустойчивости решетки в центре зоны Бриллюэна в кубических и ромбических фтороперовскитах, связанная с объемным заполнением элементарной ячейки ионами разного радиуса.

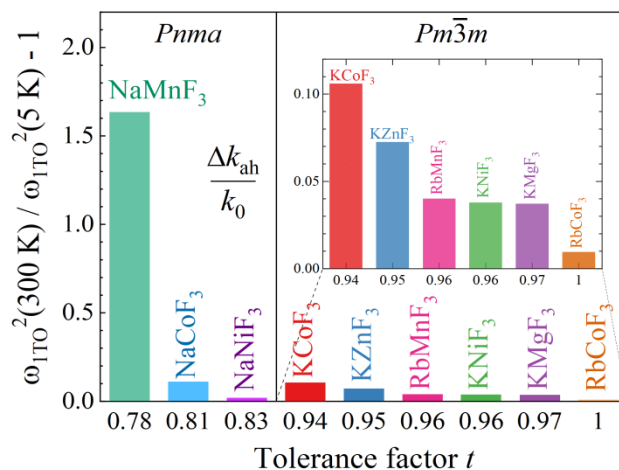


Рис. 1. Зависимость приведенного квадрата частоты полярного фонона от толеранс фактора  $t$  в кубических ( $Pm\bar{3}m$ ) и ромбических ( $Pnma$ ) фтороперовскитах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Dubrovin R.M., Garcia-Castro A.C., Siverin N.V. et al., Phys. Rev. B **104**, 144304 (2021).
2. Dubrovin R.M., Siverin N.V., Syrnikov P.P. et al., Phys. Rev. B **100**, 024429 (2019).
3. Dubrovin R.M., Alyabyeva L.N., Siverin N.V. et al., Phys. Rev. B **101**, 180403 (2020).

## Изменение спектра комбинационного рассеяния кристалла $\text{LiNbO}_3$ при приложении внешнего электрического поля

А. Иржак, Д. Иржак, К. Пундиков

ФГБУН Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432, Черноголовка, Россия

e-mail: [irzhak@iptm.ru](mailto:irzhak@iptm.ru)

Рамановская спектроскопия является одним из основных методов неразрушающего контроля деформаций. При достаточно высоком пространственном разрешении ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ), этот метод может применяться для исследований механических напряжениях вплоть до в десятков МПа. Основной проблемой при использовании данного метода для исследования монокристаллов под каким-либо внешним воздействием, вызывающем слабые изменения кристаллической решетки, является малое изменение спектральных линий, зачастую, на уровне чувствительности экспериментального оборудования. Применение метода главных компонент (principal components analysis, PCA) позволяет выделить вызванные внешним воздействием малые изменения в Рамановских спектрах.

В данной работе метод Рамановской спектроскопии в сочетании с РСА использовался для исследования деформации кристаллической решетки между штырями ВШП, к которым приложено электрическое напряжение.

Исследования проводились на Y-срезе монокристалла ниобата лития, на поверхности которого был сформирован Al встречно-штыревой преобразователь. Ширина штыря и зазор между штырями составлял 25 мкм. Во избежание электрического пробоя по поверхности кристалла, на нее была нанесена прозрачная пленка оксида титана толщиной 150 нм. Выбор данного материала обусловлен тем, что линии спектра комбинационного рассеяния  $\text{TiO}_2$  совпадают с линиями Y-среза ниобата лития, не добавляя дополнительных линий в Рамановский спектр образца.

На рисунке 1 продемонстрированы зависимости главных компонент с первой по четвертую от номера точки съемки Рамановского спектра и от приложенного к ВШП электрического напряжения. Первая, вторая и четвертая главные компоненты зависят от номера точки съемки, причем их изменения нескоррелированы. Третья главная компонента линейно зависит от величины приложенного напряжения.

Форма нагрузок главных компонент (рис. 1б) позволяет определить характер изменения пиков комбинационного рассеяния и сделать выводы причинах этого изменения. Анализ изменений рамановского спектра позволяет определить структурные изменения в кристаллической решетки ниобата лития вызванные приложением электрического поля.

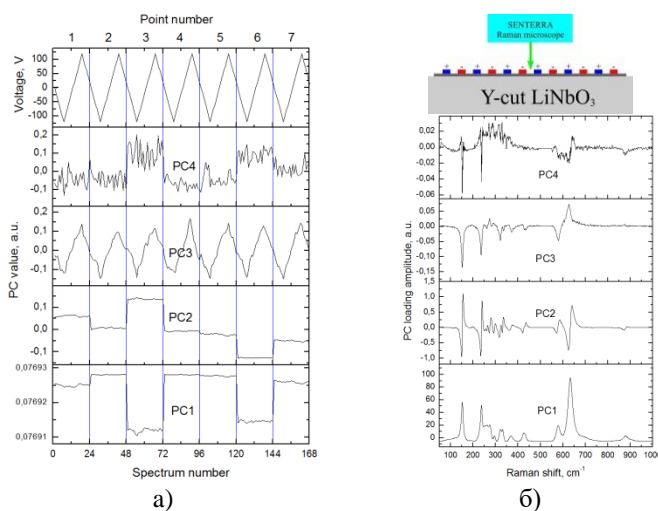


Рис. 1. Главные компоненты (а) и соответствующие им нагрузки (б).

## Текстура в модифицированной керамике $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$ О.В. Малышкина<sup>1</sup>, О.С. Гусева<sup>1</sup>, Ю.А. Куприна<sup>2</sup>, Д.И. Рудский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия  
e-mail: [Malyshkina.OV@tversu.ru](mailto:Malyshkina.OV@tversu.ru)

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия

Одноосные сегнетоэлектрики со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы являются перспективной основой для бессвинцовых активных материалов нового поколения.

В работе изучены текстура и структуры керамических и порошковых образцов  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$  с малыми модифицирующими добавками  $\text{LiTaO}_3$ ,  $\text{KTaO}_3$  и  $\text{SrTiO}_3$ , приготовленных методом твердофазного синтеза [1].

Рентгеноструктурные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре Ultima IV Rigaku,  $\text{CuK}_\alpha$  излучение,  $5 \leq 2\theta \leq 100$  °. Рентгенографические исследования для всех образцов показали формирование структуры тетрагональной вольфрамовой бронзы с пространственной группой симметрии  $P4bm$  (№ 100). Фазовый анализ так же подтвердил отсутствие примесных фаз. Константы решетки и степень текстурирования для всех образцов определялись с помощью метода полнопрофильного анализа Ритвельда. Во всех случаях направление текстуры соответствует направлению [001] (рис. 1). Для уточнения параметров решетки, стехиометрии составов и смещения атомов из идеальных позиций использовали перетертые керамические образцы с добавлением органического наполнителя, для избавления от текстуры.

В докладе будут представлены результаты структурных исследований  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ,  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6 + 5\%\text{LiTaO}_3$ ,  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6 + 5\%\text{KTaO}_3$  и  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6 + 5\%\text{SrTiO}_3$ .

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(ГЗ0110/23-11-ИФ).

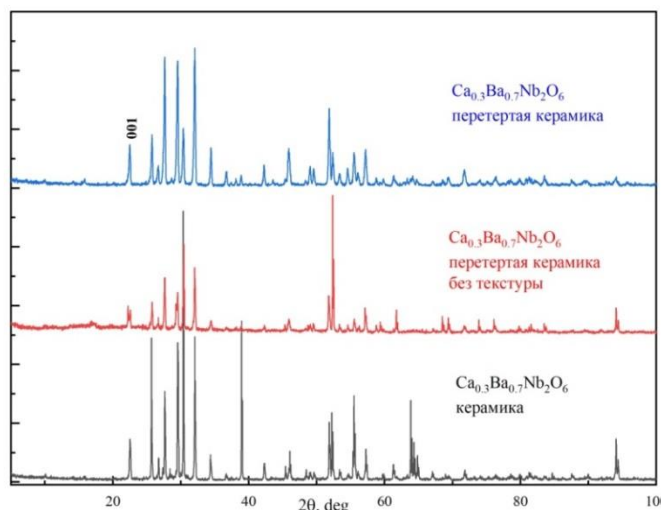


Рис. 1. Рентнограммы образца  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$  со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы в виде керамического образца, в виде порошка и в виде

### ЛИТЕРАТУРА

1. Малышкина О.В., Гусева О.С., Митченко А.С., Кислова И.Л., ФТТ **64**, 810 (2022).

**Комбинационное рассеяние первого и второго порядков в сегнетоэлектрических монокристаллах и керамиках  $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$**   
А.Ю. Пятышев<sup>1</sup>, Н.В. Сидоров<sup>2</sup>, М.Н. Палатников<sup>2</sup>, П.П. Свербиль<sup>1</sup>,  
А.В. Скрабатун<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия*  
*e-mail: [jb\\_valensia@mail.ru](mailto:jb_valensia@mail.ru)*

<sup>2</sup> *Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И. В. Тананаева*  
*Кольского НЦ РАН, 184209, Апатиты, Россия*

<sup>3</sup> *МГТУ им. Н. Э. Баумана, 105005, Москва, Россия*

Необходимость создания высокосоввершенных и композиционно однородных материалов электронной техники на основе сегнетоэлектрических монокристаллов и керамик с общей формулой  $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$  обусловлена широтой их применения: светоделители, датчики температуры, преобразователи излучения, материалы белых светодиодов, платформа для микрофлюидики, биотехнологии и др. Материалы  $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$  характеризуются кластерной структурой и, кроме того, обладают существенным беспорядком в расположении структурных единиц катионной подрешётки вдоль полярной оси, величина которых зависит от стехиометрии (соотношение  $R=[\text{Li}]/[\text{Nb}]$  либо  $[\text{Li}]/[\text{Ta}]$ ) образца. Так, нелинейно-оптические монокристаллы и керамика  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  содержат микроструктуры из кислородно-октаэдрических кластеров  $\text{MeO}_6$  (Me – Li, Nb, примесный металл, вакансия) размерами в несколько десятков элементарных ячеек. В керамических образцах, кроме того, имеются различного размера и ориентации зёрна и микроколичества примесных и морфотропных фаз. Присутствующие в реальных кристаллах и керамиках дефекты структуры могут значительно влиять на колебательное движение ионов кристаллической решётки. В связи с этим при определенных условиях может произойти возникновение колебательного спектра второго порядка, свидетельствующее о структурном несовершенстве материала.

Нами методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КР) был исследован ряд монокристаллов и керамик с общей формулой  $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3:\text{Me}$  (Me – легирующий металл). Были зарегистрированы в диапазоне  $50\text{-}2500\text{ см}^{-1}$  и подробно исследованы спектры КР первого и второго порядка: номинально чистых керамик  $\text{Li}_y\text{Ta}_{1-y}\text{O}_3$  с составами в пределах области гомогенности; некоторых составов номинально чистых керамик  $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$ ; монокристаллов одинарного легирования  $\text{LiNbO}_3:\text{Tb}$  и  $\text{LiTaO}_3:\text{Cr}$ ; монокристаллов двойного легирования  $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}:\text{Mg}$ ,  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Ce}$ ,  $\text{LiTaO}_3:\text{Cr}:\text{Nd}$  и  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{Gd}$ . Все исследованные образцы являются сегнетоэлектриками. В зарегистрированных спектрах КР наблюдался ряд фундаментальных линий, расположенных в диапазоне  $140\text{-}900\text{ см}^{-1}$ , а также впервые обнаружено несколько слабых линий второго порядка в диапазоне  $1000\text{-}2000\text{ см}^{-1}$ . Частоты некоторых из этих линий КР второго порядка превышали точное значение удвоенной частоты обертона полносимметричной фундаментальной моды  $4A_1(z)LO$ . На основе общей теории связанных состояний квазичастиц, возникающих вследствие ангармонического взаимодействия фононов, показана возможность существования в структуре исследованных соединений связанных состояний квадрупольных возбуждений антиполярного типа и определены условия их проявления в колебательном спектре.

Работа выполнена при поддержке темы НИОКТР 121072300166-7, а также РФФИ и БРФФИ (грант 20-52-04001 Бел\_мол\_a).

## Строение смешанных боратов $\text{Sm}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{3-y}\text{Al}_y(\text{BO}_3)_4$ ( $x=0.05-0.07$ , $y=0-0.28$ ) в температурном диапазоне 25–500 К

Е.С. Смирнова<sup>1</sup>, О.А. Алексеева<sup>1</sup>, В.В. Артемов<sup>1</sup>, Т.А. Сорокин<sup>1</sup>,  
Д.Н. Хмеленин<sup>1</sup>, Е.В. Сидорова<sup>1</sup>, К.В. Фролов<sup>1</sup>, И.А. Гудим<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333, Москва, Россия  
e-mail: [esmi@ns.crys.ras.ru](mailto:esmi@ns.crys.ras.ru)

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

Сложные бораты  $\text{RM}_3(\text{BO}_3)_4$  ( $R = \text{La-Lu, Y}$ ;  $M = \text{Al, Fe, Cr, Ga, Sc}$ ) и их твердые растворы интересны как материалы для лазеров, нелинейной оптики, спинтроники и фотоники, поскольку обладают многофункциональными свойствами, зависящими от состава и кристаллической структуры [1]. Редкоземельные ферробораты  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  с двумя подсистемами магнитных ионов ( $R$  и  $\text{Fe}$ ) относятся к мультиферроидным материалам. Редкоземельные бораты алюминия  $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4$  с единственной магнитной подсистемой ( $R$ ) сочетают в себе люминесцентные и ярко выраженные нелинейно-оптические свойства и проявляют гигантский магнитоэлектрический эффект.

В настоящей работе проанализированы структурные особенности монокристаллов смешанных составов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{3-y}\text{Al}_y(\text{BO}_3)_4$  в зависимости от содержания  $\text{Al}$  ( $y = 0-0.28$ ) и от температуры в диапазоне 25–500 К для кристалла с  $y=0.28$ . Кристаллы выращены методом из раствора в расплаве. Химический состав соединений уточнен методами рентгенофлуоресцентного элементного анализа и энергодисперсионного элементного анализа. Структура определена методом рентгеноструктурного анализа на монокристаллах.

Во всех изученных монокристаллах примесные атомы  $\text{Bi}$  частично замещают атомы  $\text{Sm}$  в отношении  $x = 0.05-0.07$ . Атомы  $\text{Al}$  частично замещают атомы  $\text{Fe}$  ( $y = 0, 0.07, 0.17, 0.25, 0.28$ ). Распределение  $\text{Bi}$  и  $\text{Al}$  однородно по объему кристаллов.

Структура  $\text{Sm}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{3-y}\text{Al}_y(\text{BO}_3)_4$  ( $x = 0.05-0.07$ ,  $y = 0-0.28$ ) при 293 К и  $\text{Sm}_{0.93}\text{Bi}_{0.07}\text{Fe}_{2.72}\text{Al}_{0.28}(\text{BO}_3)_4$  в диапазоне 25–500 К принадлежит тригональной пространственной группе  $R\bar{3}2$ ,  $Z=3$  и аналогична структуре  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [2]. Температурная зависимость параметров элементарной ячейки  $\text{Sm}_{0.93}\text{Bi}_{0.07}\text{Fe}_{2.72}\text{Al}_{0.28}(\text{BO}_3)_4$  аналогична зависимости для  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [2]. Ниже 100 К обнаружено отрицательное тепловое расширение. Для  $\text{Sm}_{0.93}\text{Bi}_{0.07}\text{Fe}_{2.72}\text{Al}_{0.28}(\text{BO}_3)_4$  рассчитаны коэффициенты тензора термического расширения в диапазоне 25–500 К. Температурная зависимость расстояний  $(\text{Sm,Bi})-(\text{Fe,Al})$ ,  $(\text{Fe,Al})-(\text{Fe,Al})$  и углов  $(\text{Fe,Al})-\text{O}-(\text{Fe,Al})$  различна в области отрицательного теплового расширения и при более высоких температурах. Увеличение содержания алюминия влияет на межатомные расстояния в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{3-y}\text{Al}_y(\text{BO}_3)_4$  сильнее, чем понижение температуры с 293 К до 25 К в  $\text{Sm}_{0.93}\text{Bi}_{0.07}\text{Fe}_{2.72}\text{Al}_{0.28}(\text{BO}_3)_4$ . Таким образом, замещение атомов  $\text{Fe}$  атомами  $\text{Al}$  в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{3-y}\text{Al}_y(\text{BO}_3)_4$  в более высоком процентном соотношении, а также замещение атомов  $\text{Fe}$  атомами другого металла в  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  ( $R = \text{Eu-Er}$ ), имеющих структурный фазовый переход  $R\bar{3}2 \rightarrow P\bar{3}121$ , может влиять на магнитоэлектрические свойства и структуру соединений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00286).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Kuz'micheva G.M., Kaurova I.A., Rybakov V.B. et al., Crystals **9**, 100 (2019).
2. Smirnova E.S., Alekseeva O.A., Dudka A.P., et al., Acta Cryst. B **78**, 546 (2022).

Секция «Теория сегнетоэлектриков и  
родственных материалов»



## Метастабильные состояния в модели Изинга $J_1$ - $J_2$

В.А. Абалмасов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия  
e-mail: [abalmasov@iae.nsc.ru](mailto:abalmasov@iae.nsc.ru)

Мы рассматриваем модель Изинга на двумерной квадратной решётке, в которой кроме взаимодействия с ближайшими соседями с энергией  $J_1$  учитывается взаимодействие со следующими ближайшими соседями по диагонали с энергией  $J_2$  [1]. Данная модель описывает двумерные или слоистые сегнетоэлектрики и ферромагнетики, и в квантовом варианте (модель Гейзенберга) описывает магнетизм в купратных и ферропниктидных сверхпроводниках.

Для построения фазовой диаграммы модели при разных значениях  $J_2$  ( $J_1 = -1$ ) мы используем приближение случайного локального поля (ПСЛП) [2], которое показывает точность определения критической температуры сравнимую с кластерными приближениями среднего поля. При этом ПСЛП указывает на метастабильные состояния с поляризацией  $m = 0$  при значениях параметра  $J_2$  в диапазоне  $(0, 1)$  (рис. 1).

Используя метод Монте-Карло, мы отслеживаем метастабильные состояния при резком понижении температуры ниже критической и последующей релаксации системы (рис. 1). Оказывается, данные состояния могут иметь произвольную поляризацию и состоят из отдельных или соединённых между собой доменов с противоположным направлением спина по отношению к основному состоянию. Такими доменами являются простейшие прямоугольники со стороной не меньше двух постоянных решётки для  $J_2$  в диапазоне  $(0, 0.5)$  с ферромагнитным основным состоянием (что было отмечено ранее в работе [3]) и чуть более сложные фигуры для  $J_2$  в диапазоне  $(0.5, 1)$  с (супер)антиферромагнитным основным состоянием.

В заключении мы перечисляем кристаллы, в которых метастабильные состояния могут быть обнаружены экспериментально, а также подчёркиваем, что метод ПСЛП может быть использован для обнаружения метастабильных состояний и в более сложных системах, например, с поперечным внешним полем и дефектами решётки.

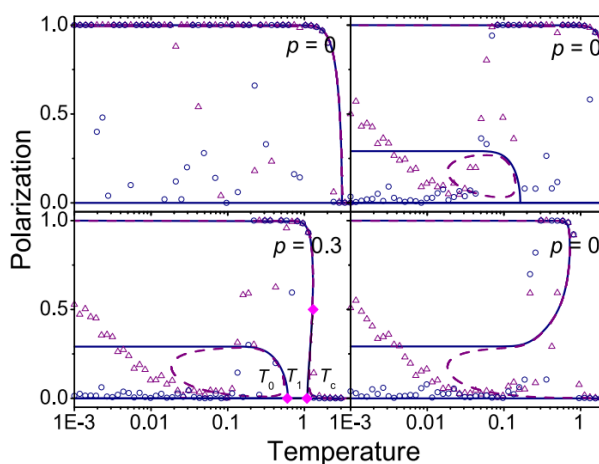


Рис. 1. Решение уравнения ПСЛП для  $J_2 = \rho$  (сплошные линии – в отсутствие внешнего поля, штриховые линии – во внешнем поле  $h = 0.001$ ). Символы-круги соответствуют метастабильным состояниям, в которых полностью разупорядоченная система оказывается после релаксации при данной температуре в отсутствие внешнего

## ЛИТЕРАТУРА

1. Abalmasov V.A. and Vugmeister B.E., Phys. Rev. E **107**, 034124 (2023).
2. Vugmeister B.E. and Stephanovich V.A., Solid State Commun. **63**, 323 (1987).
3. Shore J.D. and Sethna J.P., Phys. Rev. B **43**, 3782 (1991).

## **Сегнетоэлектрические и фотоэлектронные свойства пептидных структур на основе различных дипептидов и роль молекул воды**

**В.С. Быстров<sup>1</sup>, Е.В. Парамонова<sup>1</sup>, С.А. Ковригина<sup>2</sup>, О.Р. Леденева<sup>3</sup>,  
Е.В. Белова<sup>3</sup>, П.С. Зеленовский<sup>4,5</sup>**

<sup>1</sup> ИМПБ РАН - филиал ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 142290, Пущино, Россия  
e-mail: [vsbys@mail.ru](mailto:vsbys@mail.ru), [bystrov@impb.ru](mailto:bystrov@impb.ru)

<sup>2</sup> Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, РФ

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup> Department of Chemistry & CICECO–AIM, University of Aveiro, 3810-193 Aveiro, Portugal

Пептидные нанотрубки на основе дифенилаланина (FF PNT) имеют сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические свойства и являются примером уже довольно хорошо изученных и широко применяемых нанотрубок и наноструктур на их базе в различных областях [1-4].

Недавно было установлено, что они проявляют и выраженные фотоэлектронные свойства [5, 6], частично различающиеся для структур разной хиральности исходных L-FF/D-FF [3].

В данной работе мы сообщаем об аналогичных свойствах нанотрубок на базе других аминокислот и дипептидов: дилейцина (Leu-Leu/LL PNT) и диизолейцина (Ile-Ile/II PNT), рассмотренных на основе дипептидов различной исходной хиральности L & D. Кроме того, здесь так же как и в FF PNTs установлено влияние воды, находящейся внутри.

Первоначально модельные структуры нанотрубок для FF PNT были построены на основе стеков параллельных колец (кольцевые структуры) [1, 3]. Однако, затем было установлено [2, 4], что эти FF PNT нанотрубки формируются как спиральные структуры. Спиральные структуры FF PNT имели более значительные дипольные моменты и поляризацию. Также были обнаружены заметные отличия в энергиях  $E_{\text{LUMO}}$ ,  $E_{\text{HOMO}}$  и  $E_g = E_{\text{LUMO}} - E_{\text{HOMO}}$ , которая оказалась заметно меньше для спиральных структур [1, 3, 5, 6], чем для кольцевых FF PNT. Такие же результаты получены для нанотрубок на основе дилейцина левой хиральности L-LL (где были известны экспериментальные данные по спиральной структуре [4], в т.ч. с участием воды). Здесь тоже в модели колец  $E_g$  было больше, а для спиральной модели  $E_g$  меньше, причем вода внутри нанотрубки еще более снижала  $E_g$ . Дипольный момент и поляризация спиральных нанотрубок больше (особенно с водой), чем кольцевых моделей. Были построены также модели спиральных структур нанотрубок II PNT и для правой хиральности D-LL (не имеющих пока данных эксперимента).

Проведенные расчеты на основе квантово-химических полуэмпирических методов AM1, PM3, RM1 в приближении ограниченного Хартри-Фока (RHF), показали, что и в этом случае ширина запрещенной зоны  $E_g$  спиральной II PNT оказывается также заметно меньше, чем  $E_g$  для кольцевых нанотрубок L-II и D-II. Те же результаты получены для кольцевых и спиральных PNT правой хиральности и на D-LL. Влияние молекул воды внутри нанотрубок усиливает эти эффекты, делая  $E_g$  меньше. В итоге, можно заключить, что спиральные структуры на основе дипептидов различных аминокислот имеют значения  $E_g$  меньше, чем их кольцевые структуры. Эти значения  $E_g$  лежат в спектре ультрафиолета, что привлекательно для создания фотодатчиков на базе спиральных PNT дипептидов [7].

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Bystrov V., Coutinho J., Zelenovskiy P., et al. *Nanomaterials* **10** (10), 1999 (2020).
2. Zelenovskiy P.S., Nuraeva A.S., Kopyl S., et al. *Crystal Growth & Design* **19** (11), 6414–6421 (2019).
3. Bystrov V.S., Coutinho J., Zhulyabina O.A., et al. *Ferroelectrics* **574** (1), 78-91 (2021).
4. Gorbitz G.H.. *Chem. Eur. J.*, **7**, 5153 (2001).
5. Bystrov V.S.. *Comput. Cond. Matter.*, **14**, 94-100 (2018).
6. Bystrov V., Paramonova E., Zelenovskii P., et al. *Symmetry* **15**, 504 (2023).
7. Bystrov V.S., et al. *Proc. Int.Conf. Math.Biol.&Bioinf.* **9**. Pushchino: IMPB RAS, Paper # e18 (2022).



## **Формирование смешанных фаз в твердых растворах на основе релаксоров и антисегнетоэлектриков**

**С.Вахрушев<sup>1</sup>, Ю. Бронвальд<sup>1</sup>, К. Петрухно<sup>1</sup>, И. Раевский<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Южный Федеральный университет, 344006, Ростов на Дону, Россия

e-mail: [s.vakhrushev@mail.ioffe.ru](mailto:s.vakhrushev@mail.ioffe.ru)

Хорошо известно, что перовскитоподобные сегнетоэлектрики и родственные материалы демонстрируют несколько типов параметров порядка (ПП), характеризующихся различными волновыми векторами. Можно выделить однородную поляризацию ( $q=0$ , сегнетоэлектрический ПП); антисегнетоэлектрический (АСЭ) ПП ( $q$  в одной из лифшицевских точек зоны Бриллюэна (ЗБ)); антиферродисторсионный (АФД) ПП ( $q=(\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0)$  – M-точка ЗБ,  $q=(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})$  – R-точка ЗБ). Наряду с этим могут возникать различные несоизмеримые фазы. СЭ и АСЭ ПП часто сосуществуют с АФД ПП, например, NBT (СЭ + АФД), PZT (АСЭ + АФД). В тоже время сосуществование СЭ и АСЭ ПП может приводить к формированию сегнетиэлектрического (ferrielectric) состояния с нескомпенсированными величинами поляризации и «антиполяризации». Следует отметить, что в случае различных направлений ионных смещений, соответствующих СЭ и АСЭ ПП формируемая фаза оказывается неколлинеарной.

Важным вопросом является определение релевантных возбуждений, ответственных за возникновение соответствующих ПП. Что касается СЭ ПП, то в перовскитах за него ответственна поперечная оптическая мода в центре ЗБ. Ситуация с АСЭ ПП более сложная. В классических антисегнетоэлектриках типа цирконата свинца возникновение АСЭ ПП можно связать с плоским участком фононной дисперсионной кривой в окрестности  $q_{\Sigma}=(\frac{1}{4} \frac{1}{4} 0)$ . Однако в кристалле PSN и твердых растворах PMN-PSN, а также в твердых растворах PZT формируются сверхструктурные отражения, которые могут быть соотнесены с антиполярными смещениями катионов свинца. Нами проведен анализ данных неупругого и диффузного рассеяния синхротронного излучения и показано, что релевантной критической модой в этом случае является неполярная кислородная мода, которая индуцирует катионные смещения. В докладе подробно проанализировано поведение критического рассеяния, соответствующего различным параметрам порядка и показано, что мы можем говорить о несобственном сегнетоэлектрическом переходе.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №22-12-00328, <https://rscf.ru/en/project/22-12-00328/>.

## **Сегнетоэлектрические явления в системе BaS-PbS со структурой каменной соли**

А.И. Лебедев

Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия  
e-mail: [swan@scon155.phys.msu.ru](mailto:swan@scon155.phys.msu.ru)

Поиск новых сегнетоэлектриков со структурой, отличной от структуры перовскита, представляет интерес с целью расширения наших представлений о явлении сегнетоэлектричества. В настоящей работе будет показано, что появление сегнетоэлектрических свойств можно ожидать в системе BaS–PbS, кристаллизующейся в структуре NaCl. До сих пор среди этой группы кристаллов сегнетоэлектрические свойства проявляли только SnTe, GeTe и некоторые твердые растворы полупроводников  $A^4B^6$ . Интересной особенностью системы BaS–PbS является то, что появление сегнетоэлектричества происходит в системе, оба исходных компонента которой сегнетоэлектриками не являются.

Кристаллическая структура, фононные спектры сверхрешеток  $(BaS)_m/(PbS)_n$  ( $m+n=4$ ) и неупорядоченных твердых растворов  $Ba_{1-x}Pb_xS$  и их физические свойства рассчитывались из первых принципов методом функционала плотности с помощью программы ABINIT. Для уменьшения систематических ошибок при расчете параметров решетки и связанных с последними физических свойств использовались псевдопотенциалы, построенные по схеме PBEsol.

Расчеты фононных спектров сверхрешеток (CP), ориентированных в направлении [001], и неупорядоченных твердых растворов, которые моделировались с помощью специальных квазислучайных структур, обнаруживают в них сегнетоэлектрическую неустойчивость. Эта неустойчивость характерна для всех CP в области концентраций 25–75% PbS. В твердых растворах она выражена слабее, а область неустойчивости смещена к 25% PbS.

Анализ возможных низкосимметричных фаз, которые получаются при искажении структуры CP, указывают на преимущественную ориентацию поляризации в направлении [100] в плоскости всех сверхрешеток за исключением CP  $(BaS)_1/(PbS)_3$ , в которой вектор поляризации образует угол  $73^\circ$  с плоскостью структуры. В твердых растворах направление поляризации сильно зависит от выбранной случайной конфигурации атомов и близко к [110]. Значения поляризации в CP составляют  $0.10\text{--}0.15$  Кл/м<sup>2</sup>. Все изученные материалы являются диэлектриками.

Энергии сегнетоэлектрического упорядочения в CP систематически уменьшаются с ростом содержания PbS. Максимальное значение этой энергии в CP  $(BaS)_3/(PbS)_1$  (8.9 мэВ) означает, что температура Кюри в CP скорее всего окажется ниже 300 К. Пьезоэлектрические свойства CP выражены не очень сильно, наибольшие значения характерны для модулей  $d_{11}$ ,  $d_{22}$  и  $d_{12}$ .

Для оценки возможной связи возникающих сегнетоэлектрических свойств с нецентральностью атомов Pb, которая могла бы быть вызвана наличием у них неподеленной  $s^2$  электронной пары, были проведены расчеты одноузельных силовых постоянных, которые показали отсутствие нецентральности. В CP близкой по составу системы SrS–PbS наблюдается только смягчение ТО-фонона, а сегнетоэлектричества не возникает.

В заключение следует отметить, что расчетные значения энтальпии смешения в твердом растворе  $Ba_{1-x}Pb_xS$  составляют 10–24 мэВ на молекулу, поэтому с термодинамической точки зрения получение образцов в системе BaS–PbS не должно вызывать проблем.

## Метод вычисления деполяризующего поля в тонкой сегнетоэлектрической пленке с учетом эффектов экранирования

Е.В. Меньшиков, О.Г. Максимова

Череповецкий государственный университет, Лаборатория математического и компьютерного моделирования наноструктур, 162600, Череповец, Россия.

e-mail: [evmenshikov@chsu.ru](mailto:evmenshikov@chsu.ru)

Современный тренд в прикладной физике сегнетоэлектриков состоит в разработке интегральных электронных устройств с низкоразмерными элементами — тонкими пленками, нанонитями и малыми частицами. При теоретическом изучении этих объектов исследователи сталкиваются с рядом трудностей, в частности с учетом деполяризующего поля, которое зависит от параметров кристаллической решетки, температуры, размеров системы, типа электродов и др.

В рамках решеточных моделей для расчета величины электростатической энергии взаимодействия диполей обычно применяется классическая формула диполь-дипольных взаимодействий. При таком подходе, однако, невозможно выделить эффект экранирования поверхностных связанных зарядов электродами и объемного экранирования. В данной работе мы предлагаем новый метод расчета энергии, учитывающий как дальное действие потенциала, так и вклад двух типов экранирования.

Ранее было показано [1], что энергия диполя в деполяризующем поле может быть рассчитана как разность энергий диполь-дипольных взаимодействий в двумерной системе (пленке) и трехмерной системе (объемный образец). В данной работе формулы для энергии диполь-дипольных взаимодействий получены решением уравнения Пуассона с экранированным кулоновским потенциалом (потенциалом Юкавы), что позволило явно выделить вклад электродов и свободных зарядов в материале пленки. Расчеты производились методом периодических функций Грина, а также методом Эвальда.

Показано, что зависимость средней величины деполяризующего поля от номера слоя в монодоменной пленке с учетом объемного экранирования может быть аппроксимирована суммой двух экспоненциальных функций (рис. 1). Далее, в рамках модели Изинга с алгоритмом Метрополиса проведено исследование влияния электрических граничных условий на формирование полосовой доменной структуры с поляризацией в лежащей в плоскости пленки и направленной ортогонально.

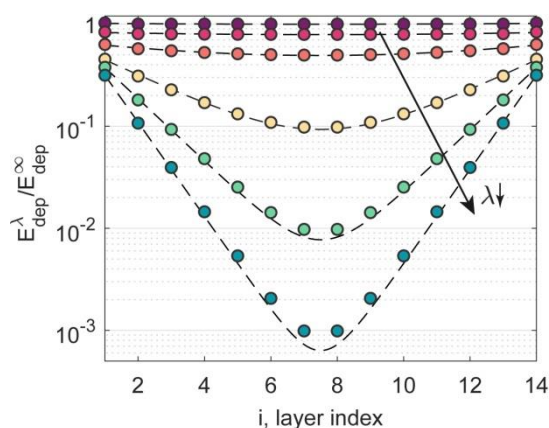


Рис. 1. Зависимость нормированной величины экранированного деполяризующего поля в тонкой монодоменной пленке от номера слоя. Здесь  $\lambda$  – параметр объемного экранирования [1] (при  $\lambda = \infty$  потенциал взаимодействия чисто кулоновский). Штриховая линия соответствует аппроксимации.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ponomareva I., Naumov I.I., Kornev I., Fu H., and Bellaiche L., Phys. Rev. B **72**, 140102(R), (2005).
2. Darinskii B., Sidorkin A., Sigov A., and Popravko N., Materials, **11**(1), 85, (2018).

## **Атомное упорядочение в высокоэнтропийных перовскитах**

**А.В. Моцейко, Н.В. Тер-Оганесян**

*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [teroganesyan@sfedu.ru](mailto:teroganesyan@sfedu.ru)*

Кристаллический класс перовскита с общей химической формулой  $ABO_3$  предоставляет широкие возможности для атомного замещения в обеих катионных подрешетках  $A$  и  $B$ , что приводит к огромному разнообразию составов. Наличие атомов разного сорта в катионных подрешётках приводит к возможности их упорядочения, степень которого во многих случаях можно менять в широких пределах, варьируя термодинамическую предысторию образца. Наиболее известными и изученными примерами являются свинец-содержащие перовскиты  $PbB'_{1/2}B''_{1/2}O_3$  ( $B' = Sc, In$ ;  $B'' = Nb, Ta$ ), в которых варьирование степени упорядочения приводит и к качественному изменению диэлектрических свойств.

В последние несколько лет значительный интерес исследователей привлекают так называемые высокоэнтропийные перовскиты, в которых в одной или обеих катионных подрешётках содержится пять или более различных сортов атомов с близкими концентрациями [1]. Такие перовскиты зачастую обладают новыми интересными физическими свойствами.

Наличие в катионных подрешётках большого количества разных сортов атомов в высокоэнтропийных перовскитах также приводит к возможности упорядочения, выводя, таким образом, проблему атомного упорядочения в перовскитах на новый уровень. Согласно литературным данным к настоящему времени синтезировано много высокоэнтропийных перовскитов, в некоторых из которых наблюдается атомное упорядочение [2,3], либо проведена попытка индуцирования атомного упорядочения путём варьирования термодинамической предыстории [4].

В данной работе при помощи метода Монте-Карло на основе модели ненапряжённых катион-анионных связей проведено моделирование атомного упорядочения большого числа высокоэнтропийных перовскитов. Найдены температуры возникновения атомного упорядочения, его тип, а также катионные составы упорядоченных подрешёток.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00678).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Musicó B.L., Gilbert D., Ward T.Z. et al., *APL Mater.* **8**, 040912 (2020).
2. Ma J., Chen R., Li C. et al., *Ceramics Int.* **47**, 24348 (2021).
3. Tang L., Li Z., Chen K. et al., *J. Am. Ceram. Soc.* **104**, 1953 (2021).
4. Sheptun I.G., Smotrakov V.G., Yadav A. et al., *Mater. Sci. Eng. B* **292**, 116454 (2023).

## **Модифицированный метод расчета флексоэлектрических деформаций конечных тел**

А.С. Юрков

*Омский научный центр СО РАН (Институт радиофизики и физической электроники), 644024, Омск, Россия  
e-mail: [fitec@mail.ru](mailto:fitec@mail.ru)*

С тех пор, как L.E.Cross с соавторами экспериментально показал (см., к примеру, [1]), что в сегнетоэлектриках флексоэлектрические модули могут достигать довольно значительных величин, началось интенсивное исследование соответствующего эффекта. При этом оказалось, что в теоретическом плане обратный флексоэлектрический эффект (возникновение флексоэлектрических деформаций) в конечных телах должен описываться довольно сложным образом. Формально обычная теория упругости здесь не применима, она требует модификации с учетом высших градиентных вкладов в термодинамический потенциал [2]. В итоге получаются дифференциальные уравнения в частных производных четвертого порядка и довольно сложные граничные условия к ним.

В дальнейшем был предложен приближенный метод расчета флексоэлектрических деформаций [3], основанный на разложении упругих смещений на классическую и неклассическую (сосредоточенную в крайне тонком приповерхностном слое) части. Это позволило приближенно свести уравнения четвертого порядка к уравнениям второго порядка. Хотя в рамках этого метода расчеты стали существенно проще, они остались все еще достаточно сложными. Практически интерес представляет только классическая часть упругих смещений, но для ее расчета все равно сначала приходится находить неклассическую часть, нахождение которой требует знания высших упругих модулей. Высшие упругие модули составляют тензор шестого ранга, так что выкладки получаются весьма громоздкими. Тем не менее, в частных примерах применения этого метода [4,5] высшие упругие модули в итоговый ответ не вошли, они сократились. Однако, насколько это общее явление, всегда ли они сокращаются, оставалось не ясно.

В данной работе показано, что, применив систему криволинейных координат специального вида, можно так переформулировать теорию, что неклассическая часть смещений, а значит и высшие упругие модули, вообще не войдут в уравнения, описывающие классическую часть флексоэлектрических деформаций. Это означает, что ранее замеченное явление сокращения высших упругих модулей носит общий характер. В итоге получается модификация указанного выше метода, позволяющая проводить расчеты значительно проще, чем ранее.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Fu J.Y., Zu W., Li N., Cross L.E., J.Appl.Phys. **100**, 024112 (2006).
2. Yurkov A.S., JETP Lett. **94**, 455 (2011).
3. Yurkov A.S., JETP Lett. **99**, 214 (2014).
4. Yurkov A.S., Phys. Solid State **57**, 460 (2015).
5. Yurkov A.S., Yudin P.V., Int.J.Engineering Sci. **182**, 103771 (2023).

Секция «Фазовые переходы и  
кинетические явления»



## Влияние одновременного гетеровалентного легирования BaTiO<sub>3</sub> на структуру, диэлектрические характеристики твердых растворов и поведение в сильных полях

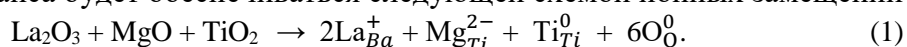
Э.А. Бикяшев, А.О. Летовальцев

Химический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону,  
Россия

e-mail: [bea@sfnedu.ru](mailto:bea@sfnedu.ru)

Целью настоящей работы был синтез титаната бария, одновременно легированного ионами La<sup>3+</sup> и Mg<sup>2+</sup>, а также исследование структуры и свойств твердых растворов, особенностей формирования низкотемпературных полярных состояний.

С учетом ионных радиусов и координационных предпочтений предполагалось, что соблюдение зарядового баланса будет обеспечиваться следующей схемой ионных замещений



Тогда состав твердых растворов может быть записан в виде (Ba<sub>1-2x</sub>La<sub>2x</sub>)[Ti<sub>1-x</sub>Mg<sub>x</sub>]O<sub>3</sub> ( $x$  менялся от 0 до 0.04, в том числе с малым шагом был пройден интервал до  $x = 0.01$ ). Однако резкий рост диэлектрической проницаемости и диэлектрических потерь в области малых значений  $x$  (до 0.4-0.5 ат.% ионов магния) дают основание предполагать, что на первых этапах легирования механизм зарядовой компенсации включает электронную составляющую. Учитывая, механизм легирования титаната бария ионами La<sup>3+</sup> в области до 0.3 ат.% [1], диэлектрические характеристики полученных в данной работе твердых растворов с  $x$  до 0.005 могут быть объяснены квазихимическим уравнением:

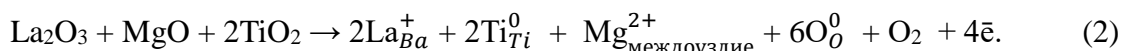


Схема (1), видимо, реализуется при  $x \geq 0.006$ . При этом резко деградирует диэлектрическая восприимчивость в области  $T_C$ , с ростом  $x$  основной и при этом сильно диффузный диэлектрический максимум формируется в области отрицательных температур.

Керамика с  $x=0.006$  продемонстрировала слабо выраженный сдвоенный диэлектрический максимум (при ~125°C и ~90°C). По результатам полевых и дифракционных экспериментов можно, утверждать, что они соответствуют формированию полярного состояния с тетрагональной симметрией, возможно, поначалу в наноразмерных областях.

Аппроксимация дифракционных профилей, во-первых, потребовала учета сохранения в структуре твердых растворов при  $T < "T_C"$  кубической фазы. Ее объемная доля уменьшается по мере охлаждения, а при фиксированной (например, комнатной) температуре растет с увеличением степени легирования титаната бария. Подобный результат наблюдался в [2]. Кроме того, аномальное уширение (002)-компоненты тетрагонального дублета свидетельствует о неоднородности спонтанной поляризации даже при  $x = 0.005-0.006$ . Все это объясняет трансформацию петель  $P(E)$  и уменьшение спонтанной поляризации. В то же время низкая степень легирования не позволяет рассчитывать на существенную неоднородность катионного состава твердых растворов. Как следствие, даже сильно размытые диэлектрические максимумы не демонстрируют частотную дисперсию.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Cai W., Fu C., Lin Z., Deng X. and Jiang W., Adv. Mater. Res. **412**, 275-279 (2012).
2. Lu D-Y., Yue Y., Sun X-Y., J. Alloys and Compounds **586**, 136-141 (2014).

## **Термоиндуцированное последование фазовых переходов в тонких пленках $\text{PbHfO}_3$ .**

А. Е. Ганжа<sup>1</sup>, У. Си<sup>2</sup>, С. Зухуанг<sup>2</sup>, Р.Г. Бурковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Харбинский технологический университет, 518055, Шэньчжэнь, КНР  
e-mail: [alexander.ganzha@gmail.com](mailto:alexander.ganzha@gmail.com)

Для широкого класса функциональных диэлектриков практически значимые свойства определяются наличием структурных фазовых переходов. За счет переключения фаз в тонкопленочных гетероструктурах таких материалов можно реализовать ряд перспективных электромеханических, электрокалорических, энергозапасующих и запоминающих устройств. Наиболее перспективные антисегнетоэлектрические (АСЭ) материалы, такие как  $\text{PbZrO}_3$  и  $\text{PbHfO}_3$ , сильно отличаются от доступных проводящих подложек постоянной решетки, что приводит к деформации в этих пленках, которая быстро релаксирует за счет дислокаций в приграничном слое, что приводит к формированию нетипичных для массива  $\text{PbZrO}_3$  упорядочений в приграничном слое [1-3].

Тонкие  $\text{PbHfO}_3$  гораздо менее изучены экспериментально, но не менее привлекательны из практических соображений, в связи с чем в данной работе мы характеризуем тонкие пленки с точки зрения монокристаллической дифракции ввиду отсутствия релевантной информации в этой области на текущий момент. Первичная оценка в рамках этого метода сводится к определению критических температур образования различных сверхструктурных искажений, что позволяет получить картину термоиндуцированных фазовых переходов.

Проведено исследование термоиндуцированных фазовых переходов в тонкопленочной гетероструктуре  $\text{PbHfO}_3/\text{SrRuO}_3/\text{SrTiO}_3$  (выращена методом импульсного лазерного осаждения в Харбинском университете технологий (КНР)) толщиной 50 нм в геометрии скользящего угла падения в температурном диапазоне от 40 °С до 270 °С с шагом в 5 °С на нагрев и охлаждение.

Зарегистрированы сверхструктурные рефлексы  $\Sigma$  типа, несоизмеримые рефлексы  $\Sigma_{1C}$  типа и сверхструктурные рефлексы  $R$ -типа. Температурный диапазон существования несоизмеримых искажений и АСЭ искажений перекрывается, что указывает на реализацию гетерофазного состояния, что коррелирует с наблюдениями для тонких плёнок на основе родственного материала  $\text{PbZrO}_3$  [2]. Искажения  $R$ -типа формируются при более высокой температуре ( $T = 250$  °С), нежели искажения катионной природы ( $\Sigma_{1C}$ ,  $T = 230$  °С). При переходе из кубической фазы для несоизмеримых искажений отсутствует температурный гистерезис, в то время как при переходе между несоизмеримым и низкотемпературным АСЭ состояниями критические температуры для несоизмеримых рефлексов различаются для режимов нагрева и охлаждения. Примечательно, что интенсивность несоизмеримых искажений снижается с момента появления искажений  $\Sigma$  типа ( $T = 180$  °С), что может быть связано с вытеснением несоизмеримой фазы антисегнетоэлектрической.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Chaudhuri A. R., Arredondo M., Hähnel A. et al., *Physical Review B*, **84**(5), 054112 (2011).
2. Lityagin G. A., Andronikova D. A., Bronwald I. A. et al., *Ferroelectrics*, **533**(1), 26-34 (2018).
3. Burkovsky R. G., Lityagin G. A., Ganzha, A. E et al., *Physical Review B*, **105**(12), 125409 (2022).



## Температуры фазовых переходов двойных перовскитов $ABX_3$ ( $X = O, F$ ) и напряженности их межатомных связей

Г. А. Гегузина<sup>1</sup>, И. Г. Попова<sup>2</sup>, А. А. Панич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [geguzina@sfnu.ru](mailto:geguzina@sfnu.ru)

<sup>2</sup>Донской государственный технический университет, 344000, Ростов-на-Дону, Россия

Рассмотрены соединения со структурой перовскита, оксиды  $ABO_3$  (ОСП), испытывающие сегнетоэлектрические (СЭ), антисегнетоэлектрические (АСЭ), магнитные (ферро-, (ФМ) и антиферромагнитные (АФМ)), и ротационные (Р) фазовые переходы (ФП) и фториды  $ABF_3$  (ФСП), которые испытывают только РФП. Почему РФП есть у ОСП и ФСП, у которых нет ни СЭ, ни АСЭ ФП? Цель работы: построить общую панораму корреляций между напряженностями межатомных связей  $A-O$ ,  $\delta_{AO}$  или  $A-F$ ,  $\delta_{AF}$ , рассчитанных с использованием упругой модели структуры перовскита [1, 2], и значениями температур различных ФП для ОСП и ФСП.

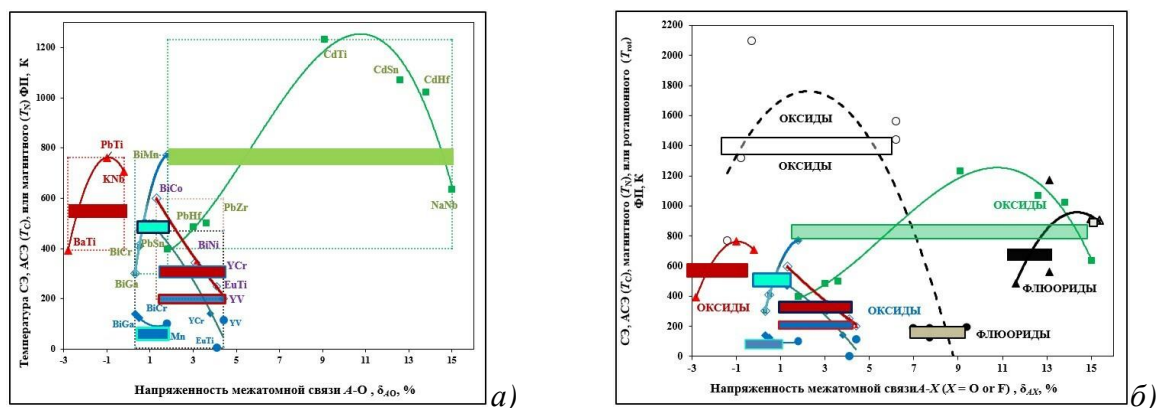


Рис. 1. Зависимости температур ФП: СЭ (треугольники), АСЭ (квадраты) и магнитных (ромбы (АФМ) или кружки (ФМ)) от  $\delta_{AO}$  для ОСП и прямоугольные области изменения этих температур с изменением  $\delta_{AO}$  (а); зависимости температур РФП ф-типа (белые кружки для ОСП или черные - для ФСП) и  $\psi$ -типа (белые треугольники для ФПО или черные - для ФСП) от их  $\delta_{AX}$  (б). Горизонтальными цветными отрезками прямых показаны интервалы значений  $\delta_{AX}$  для всех типов ФП.

Зависимости (рис. 1) температур различных ФП от напряженностей межатомных связей  $A-X$  ( $X = O$  или  $F$ ) в структурах ОСП и ФСП,  $\delta_{AX}$ , построенные ранее в наших работах [3, 4], показали, что ФП каждого типа имеет свои области изменения температуры ФП с изменением их  $\delta_{AX}$ , которые обозначены на левой панели а цветными точечными границами. На панели б границы таких областей удалены, но оставлены цветные горизонтальные отрезки, показывающие пределы изменения  $\delta_{AX}$ . При добавлении данных по РФП на правой панели б можно видеть самые высокие температуры для РФП ф-типа для ОСП (белые кружки) и относительно низкие температуры для РФП  $\psi$ -типа для ФСП (серые и черные треугольники). Таким образом, установлено, что температуры различных ФП известных бинарных ОСП и ФСП зависят от напряженностей межатомных связей  $A-O$  в их структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности, Южный федеральный университет, 2023 г., проект № FENW-2023-0015).

### ЛИТЕРАТУРА

- Сахненко В. П., Фесенко Е. Г., Шуваев А. Т. и др., Кристаллография, **17**, 316 (1972).
- Дергунова Н. В., Сахненко В. П., Фесенко Е. Г., Кристаллография, **23**, 94 (1978).
- Geguzina G. A., Ferroelectrics, **568**, 85 (2020).
- Geguzina G. A., Popova I. G. Ferroelectrics, **590**, 110 (2022).

## Зависимости температур фазовых переходов тройных перовскитов от напряженностей их межатомных связей

Г. А. Гегузина<sup>1</sup>, И. Г. Попова<sup>2</sup>, А. А. Панич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: [geguzina@sfedu.ru](mailto:geguzina@sfedu.ru)

<sup>2</sup>Донской государственный технический университет, 344000, Ростов-на-Дону, Россия

Рассматриваются мультиферроики – тройные перовскиты  $AB'_1B''_2O_3$ , испытывающие последовательные фазовые переходы (ФП): сегнето- (СЭ) или антисегнетоэлектрические (АСЭ) при температуре Кюри,  $T_C$ , и ферро- (ФМ), антиферро- (АФМ) или ферримагнитные (ФИМ) при температуре Нееля,  $T_N$ . Цель исследования: выявить влияние на  $T_C$ ,  $T_N$  и их разницу  $T_C - T_N$  напряженностей межатомных связей в структурах рассматриваемых тройных МФ с первыми СЭ ФП:  $PbNb_{0.5}^VFe_{0.5}^{III}O_3$  (PNF);  $PbNb_{0.5}^VCo_{0.5}^{III}O_3$  (PNC);  $PbNb_{0.5}^VMn_{0.5}^{III}O_3$  (PNM);  $PbNb_{0.5}^VNi_{0.5}^{III}O_3$  (PNNi);  $PbTa_{0.5}^VFe_{0.5}^{III}O_3$  (PTF);  $PbTa_{0.5}^VCo_{0.5}^{III}O_3$  (PTC);  $PbTa_{0.5}^VMn_{0.5}^{III}O_3$  (PTM);  $PbRe_{0.5}^{VI}Mn_{0.5}^{II}O_3$  (PR<sup>VI</sup>M), а также с первыми АСЭ ФП:  $PbRe_{0.5}^VFe_{0.5}^{III}O_3$  (PR<sup>V</sup>F);  $PbRe_{0.5}^VCo_{0.5}^{III}O_3$  (PR<sup>V</sup>C);  $PbRe_{0.5}^VMn_{0.5}^{III}O_3$  (PR<sup>V</sup>M)  $PbRe_{0.5}^VNi_{0.5}^{III}O_3$  (PR<sup>V</sup>Ni);  $PbW_{0.5}^{VI}Co_{0.5}^{II}O_3$  (PW<sup>VI</sup>C);  $PbW_{0.5}^{VI}Mn_{0.5}^{II}O_3$  (PW<sup>VI</sup>M).

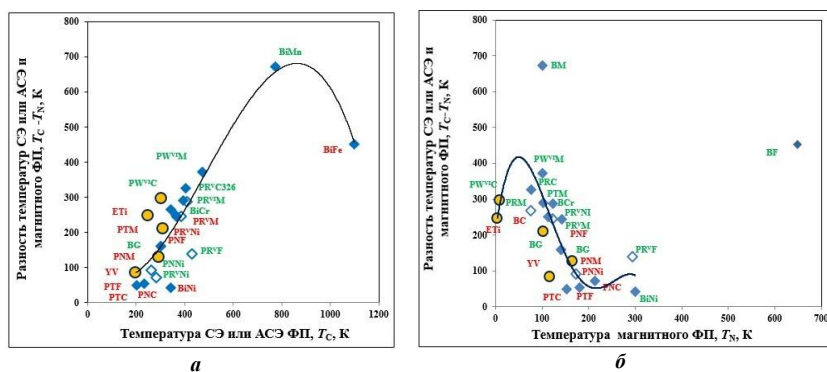


Рис. 1. Зависимости между  $T_C - T_N$  от  $T_C$  двойных и тройных МФ с первым СЭ ФП (красные формулы) или с первым АСЭ ФП (зеленые формулы) от  $T_C$  (а), а также от  $T_N$  (б). Обозначения для магнитных ФП: ФМ (красные формулы), АФМ (синие ромбы) и ФИМ (пустые ромбы).

Построены зависимости  $T_C$  и  $T_N$  от напряженностей межатомных связей  $A-O$ ,  $\delta_{AO}$ , в их перовскитовых ячейках [1], которые определяются из квазиупругой модели структуры перовскита [2]. Они показывают, что температуры  $T_C$  и  $T_N$ , а также их разность  $T_C - T_N$  зависят от соответствующих  $\delta_{AO}$  для тройных оксидов. Были построены корреляции ( $\delta_{AO}$ ,  $T_C$  от  $T_N$ ), а также ( $\delta_{AO}$ ,  $T_C - T_N$ ), которые показали [3], насколько далеки  $T_C$  и  $T_N$  друг от друга по  $\delta_{AO}$  для тройных перовскитов. Для некоторых тройных оксидов, для которых обсуждаемая разница не сильно превышает 50...70 К, но сами  $T_C$  и тем более  $T_N$ , к сожалению, ниже комнатной температуры. Из других корреляций [1] видно (рис. 1), что величина  $T_C - T_N$  зависит даже от значений самих  $T_C$  и  $T_N$ , причем с увеличением  $T_C$  их разница увеличивается, а с увеличением  $T_N$ , но только до значения  $T_N \leq 300$  К она снижается, после чего снова резко возрастает. Таким образом, построенные корреляции показали, что температуры различных ФП тройных МФ зависят, среди других факторов и от величин напряженностей межатомных связей в их структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности, Южный федеральный университет, 2023 г., проект № FENW-2023–0015).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Geguzina G.A., *Ferroelectrics*, **568**, 85 (2020).
2. Сахненко В. П., Фесенко Е. Г., Шуваев А. Т. и др. *Кристаллография*, **17**, 316 (1972).
3. Geguzina G. A., Popova I. G. *Ferroelectrics*, **590**, 110 (2022).

## Исследование амплитудных зависимостей диэлектрических потерь в кристалле сегнетовой соли

А.Е. Гупалова, И.И. Попов, С.А. Гриднев

Воронежский государственный технический университет, 394006, Воронеж, Россия

e-mail: [gupalova03@bk.ru](mailto:gupalova03@bk.ru)

Цель работы заключалась в изучении диэлектрических потерь кристалла сегнетовой соли под действием переменного  $E_{\sim}$  и постоянного  $E_{=}$  электрических полей разной напряженности в области верхней точки Кюри. На образец прямоугольной формы X-среза были нанесены электроды из сусального серебра. Измерения амплитудных зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь  $tg\delta$  проводились при заданной температуре на частоте 1 кГц с помощью моста TESLA BM-400G при напряженностях переменного электрического поля  $E_{\sim}$ , измерения температурных зависимостей  $tg\delta(T)$  под действием постоянного поля  $E_{=}$  проводилось с помощью измерителя иммитанса Е7-20.

В ходе исследования было выявлено, что в сегнетоэлектрической фазе на амплитудных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь  $tg\delta$  от напряженности переменного электрического поля  $E_{\sim}$  наблюдаются максимумы, причем при приближении к параэлектрической фазе на зависимостях  $tg\delta(E_{\sim})$  пики  $tg\delta$  смещаются в сторону меньших значений  $E_{\sim}$ . Предполагается, что такое поведение обусловлено вкладом доменного механизма [1] в диэлектрические потери и связано с увеличением коэрцитивного поля  $E_C$  при уменьшении температуры. В пользу данного предположения свидетельствует отсутствие пика на зависимости  $tg\delta(E_{\sim})$  в параэлектрической фазе (рис. 1а), а также снижение высоты пика на зависимости  $tg\delta(T)$  с ростом постоянного электрического поля и его смещение в сторону низких температур (рис. 1б).

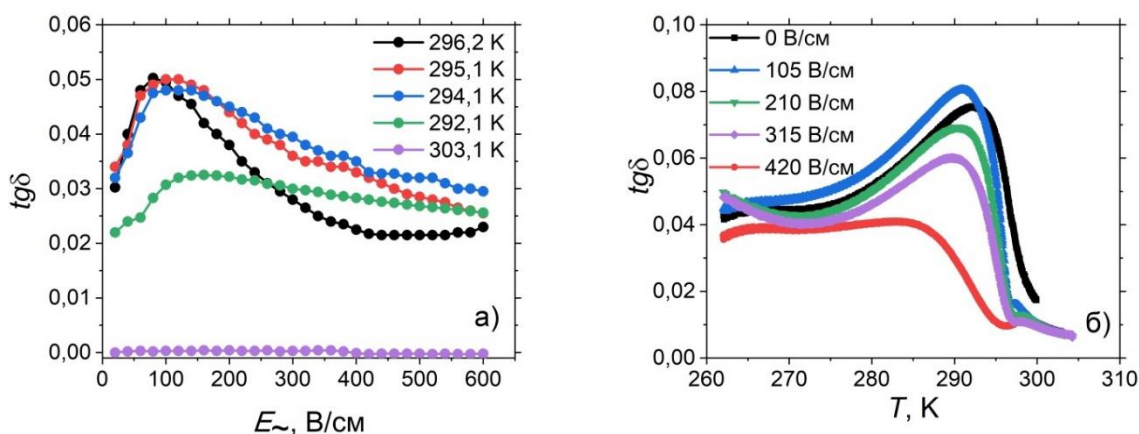


Рис. 1 Амплитудные зависимости  $tg\delta$ , измеренные при разных  $T$  (а) и температурные зависимости  $tg\delta$ , измеренные при разных значениях  $E_{=}$  (б)

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гриднев С.А., Даринский Б.М., Попов В.М., Шувалов Л.А., ФТТ **28**(7), 2009-2014 (1986).

## **Критические явления в бриллюэновских спектрах кристаллов $\text{Na}_{1/2}\text{Bi}_{1/2}\text{TiO}_3$**

**Н. К. Деретц<sup>1</sup>, А. И. Федосеев<sup>1</sup>, П. П. Сырников<sup>1</sup>, С. Г. Лушников<sup>1</sup>, Seiji Kojima<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [Nikita.Derets@gmail.com](mailto:Nikita.Derets@gmail.com)

<sup>2</sup> Отделение материаловедения, Университет Цукуба, Цукуба, Ибараки 305-8573, Япония

Натрий-висмутовый титанат  $\text{Na}_{0.5}\text{Bi}_{0.5}\text{TiO}_3$  (NBT) представляет собой сложнокомпонентный перовскит типа  $\text{ABO}_3$ , в котором кристаллографические позиции А заняты атомами Na и Bi. При комнатной температуре кристаллы NBT обладают сегнетоэлектрическими свойствами, а его пьезоэлектрические коэффициенты достигают огромных значений. Также особый интерес представляет необычное изменение поведения диэлектрических и сегнетоэлектрических свойств с изменением температуры в данном соединении. В настоящее время не существует единой точки зрения на динамику изменений свойств и структуры при фазовых превращениях, происходящих в этом кристалле, поэтому NBT остаётся предметом активных исследований.

В настоящей работе представлены результаты исследования низкочастотной динамики решетки монокристаллов натрий-висмутового титаната NBT методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. Эксперименты проводились в интервале температур от 300 К до 850 К в  $90^\circ$  геометрии рассеяния с помощью (3 + 3) проходного интерферометра Фабри-Перо с  $q_{\text{ph}} \parallel [110]$ . В спектрах рассеяния света наблюдались акустические фононы [1], квазиупругое рассеяние света (QELS) [2] и низколежащая оптическая мода. Спектры, полученные в VV и VH поляризациях, демонстрируют нарушение правил отбора для акустических фононов при  $T < 655$  К, где наблюдаются неполяризованные спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света в NBT. Сопоставление новых результатов с опубликованными ранее данными позволило описать еще одну компоненту в сложном профиле QELS, температурное поведение которой существенно отличается от наблюдавшихся ранее компонент QELS в этом кристалле [2]. Температурное поведение интенсивности и полной ширины на полувысоте (FWHM) QELS коррелирует с поведением интенсивности диффузного рассеяния нейтронов в точке R зоны Бриллюэна. Помимо квазиупругого рассеяния света и акустических фононов, в интервале температур от 300 К до 550 К было обнаружено смягчение передемпфированной оптической моды. Полученные результаты обсуждаются в рамках современных представлений о динамике структурных фазовых переходах в частично разупорядоченных кристаллах.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Fedoseev A.I., Popova E.A., Syrnikov P.P., Kojima S., and Lushnikov S.G., JETP Lett. **102**, 789 (2015).
2. Derets N.K., Fedoseev A.I., Syrnikov P.P., Lushnikov S.G., and Kojima S., J. Appl. Phys. **126**, 174102 (2019).

## Влияние примеси $\text{Co}_2\text{O}_3$ на диэлектрические свойства сегнетокерамики $\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3$ Р. В. Диков<sup>1</sup>, Л. В. Жога<sup>2</sup>, А.В. Сопит<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Волгоградский государственный социально-педагогический университет, 400005 Волгоград, Россия

e-mail: [romanodc@yandex.ru](mailto:romanodc@yandex.ru)

<sup>2</sup>Волгоградский государственный технический университет, 400005 Волгоград, Россия  
e-mail: [sandrej74@mail.ru](mailto:sandrej74@mail.ru)

В данной работе исследовано влияние примесей свинца и оксида кобальта на диэлектрические, сегнетоэлектрические и поляризационные свойства твердого раствора на основе  $\text{BaTiO}_3$ . В качестве объектов исследования были выбраны плоскопараллельные образцы сегнетокерамики титаната бария свинца с примесью  $\text{Co}_2\text{O}_3$  диаметром 10 мм и толщиной 0.5 мм, покрытые серебряными электродами и приготовленные по технологии твердофазного синтеза.

Измерения низко- и инфранизкочастотного диэлектрического отклика сегнетокерамики  $(1-x)\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3+x\text{Co}_2\text{O}_3$ , (где  $x = 0.1; 0.3; 0.5$  мол.%) в температурном интервале, включая температуру сегнетоэлектрического фазового перехода, проводились в сильных и слабых синусоидальных полях с использованием модифицированной схемы Сойера-Тауэра и установки мостового типа. Обнаружено, что в состаренных образцах, содержащих добавку оксида кобальта, на петлях поляризации (ПП) наблюдаются перетяжки. С увеличением концентрации оксида кобальта от 0.1 до 0.5 мол.% перетяжки становятся более выраженными. Анализ температурного поведения семейства ПП показал, что с повышением температуры перетяжки исчезают при температурах значительно ниже температуры сегнетоэлектрического фазового перехода.

На рисунке 1 представлено семейство петель поляризации керамики  $0.97\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3+0.3\text{Co}_2\text{O}_3$ , полученных при комнатной температуре и температуре  $70^\circ\text{C}$  – исчезновения перетяжки.

Известно, что такая особенность ПП свидетельствует о наличии внутреннего поля, обусловленного дефектностью структуры сегнетокерамики [1]. Выявленные особенности данной сегнетокерамики обсуждаются с точки зрения влияния добавки оксида кобальта на её диэлектрические свойства.

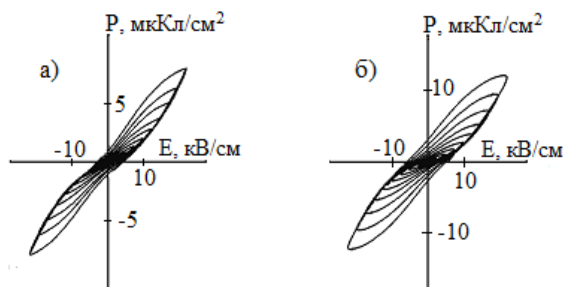


Рис. 1. Петли поляризации на частоте 1 Гц при различных амплитудах измерительных полей при комнатной температуре – (а) и температуре  $70^\circ\text{C}$  – (б) сегнетокерамики  $0.97\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3+0.3\text{Co}_2\text{O}_3$

### ЛИТЕРАТУРА

1. Лайнс М. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы (М.: Мир), 736 (1981)

## **Висмутсодержащие феррит-гранатовые пленки как индикаторы определения взаимосвязи между магнитными и фрактальными характеристиками магнитооптических изображений**

А.Д. Зигерт, Н.Б. Кузьмин, Г.Г. Дунаева, Е.М. Семенова, Н.Ю. Сдобняков

*Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [nsdobnyakov@mail.ru](mailto:nsdobnyakov@mail.ru)*

С практической точки зрения параметры петли гистерезиса наблюдаемой при перемагничивании постоянных магнитов (намагниченность насыщения, остаточная намагниченность и коэрцитивная сила) являются важнейшими характеристиками, определяющими область для применения магнитов в устройствах автоматики, электротехники и электроники [1-3]. В наших предыдущих работах [4-6] были представлены результаты фрактального анализа изображений поверхности постоянных магнитов, полученных методом полярного эффекта Керра с помощью индикаторной висмутсодержащей феррит-гранатовой (Ві:ФГ) пленки после перемагничивания внешним полем. Полученные зависимости остаточной намагниченности от величины внешнего поля сопоставляются с фрактальной размерностью магнитооптических изображений поверхности магнита (типичная микрофотография представлена на рис. 1) после воздействия импульсного поля. Таким образом, Ві:ФГ пленки позволяют устанавливать взаимосвязи между полевыми зависимостями фрактальной размерности профиля магнитооптических изображений поверхности магнита, характером петли гистерезиса и, например, первой производной намагниченности по полю  $dMr(H)/dH$ . Существующие особенности и взаимосвязи между характером изменения намагниченности во внешнем поле и видом магнитооптического изображения могут найти применение при создании магнитных устройств на основе Ві:ФГ плёнок.

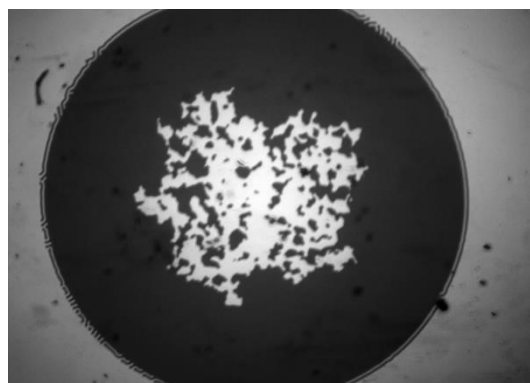


Рис. 1. Типичная микрофотография постоянного магнита N35 на Ві:ФГ плёнке для анализа с использованием аппарата фрактальной геометрии.

Работа выполнена в Тверском государственном университете при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Harp G.R., Parkin S.S.P., Thin Solid Films **288** (1-2), 315 (1996).
2. Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern magneto-optics and magneto-optical materials (New York, Taylor & Francis Group), 404 (1997).
3. Scheunert G., Heinonen O., Hardeman R. et al., Applied Physics Reviews **3** (1), 011301 (2016).
4. Зигерт А.Д., Дунаева Г.Г., Сдобняков Н.Ю., Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов **13**, 134 (2021).
5. Зигерт А.Д., Семенова Е.М., Кузьмин Н.Б., Сдобняков Н.Ю., Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов **14**, 101 (2022).
6. Zigert A.D., Dunaeva G.G., Semenova E.M., Ivanova A.I., Karpenkov A.Yu., Sdobnyakov N.Yu., Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **35** (8) 2187 (2022).

## **К теории анти сегнетоэлектрического фазового перехода в $\text{CdC}_2\text{N}_2$**

**В. И. Зиненко**

*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ  
КНЦ СО РАН, 660036 г. Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38*

Адрес эл. почты: [zvi@iph.krasn.ru](mailto:zvi@iph.krasn.ru)

Цианид кадмия  $\text{CdC}_2\text{N}_2$  при температуре 130 К испытывает переход из кубической фазы с пространственной группой  $\text{Pn}3\text{m}$  в тетрагональную фазу с группой  $\text{I4}/\text{amd}$  [1].

Структура  $\text{CdC}_2\text{N}_2$  представляет собой пару взаимно проникающих подрешеток, связанных вершинами тетраэдров. В центре каждого тетраэдра находится ион кадмия, а в вершинах молекула циана. В данной работе исследуется термодинамика модели фазового перехода в  $\text{CdC}_2\text{N}_2$ . В модели предполагается, что фазовый переход связан с упорядочением молекул циана, которые в разупорядоченной кубической фазе имеют два равновероятных положения равновесия: атом углерода находится внутри или вне выделенного тетраэдра. Термодинамические свойства модели исследуются в приближении кластеров. Показано, что если ограничиться взаимодействием между молекулами циана только с ближайшими соседями, то в основном состоянии система бесконечно вырождена и фазовый переход в модели отсутствует и необходимо учитывать взаимодействия с не ближайшими соседями. По этой причине рассматривается восьми частичный кластер, включающий четыре частичные кластеры каждой из подрешеток. Вычислена свободная энергия модели и температурные зависимости термодинамических свойств. Получено, в системе происходит анти сегнетоэлектрический фазовый переход с удвоением объема элементарной ячейки. В зависимости от численных значений параметров модели этот переход может быть как первого так и второго рода. Проведено сравнение термодинамических свойств модели с имеющимися экспериментальными данными.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Coates Ch.S., Baise M., Schmutzler A., Simonov A., et. al., Nature Communications **12**, 2272 (2021)

## Влияние температуры спекания на структуру и сегнетоэлектрические свойства керамики ниобата бария–кальция–стронция

О.В. Малышкина, И.Л. Кислова, П.А. Иванова, А.И. Иванова

Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия  
e-mail: inkis@mail.ru

Согласно анализу фазовых диаграмм сегнетоэлектрических тетрагональных вольфрамных бронз  $\text{Ca}_x\text{Sr}_{0.3-x}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (CSBN) [1], тетрагональные соединения CSBN могут быть получены в широком диапазоне составов. В тоже время отсутствует доступная информация о точных температурных режимах изготовления образцов керамики CSBN. Таким образом, для возможности проведения исследований модифицированных составов на основе керамики CSBN необходимо установление температуры спекания керамики. Для исследований по выбору температуры спекания был выбран состав  $(\text{Ca}_{0.28}\text{Ba}_{0.72})_{0.25}(\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39})\text{Nb}_2\text{O}_6$  (CSBN25), в связи с имеющимися данными по физическим свойствам аналогичного по составу монокристалла [2].

Образцы CSBN25 спекались при температурах 1150, 1250, 1300 и 1350 °С. Показано, что максимальную плотность и однородную структуру зерен в объеме образца (рис.1), имеют образцы, спеченные при 1300 °С. Температур 1150 и 1250 °С не достаточно для формирования структуры зерен, типичной для пьезоэлектрических керамик. Тогда как в процессе спекания при 1350 °С происходит перегрев образца и вместо кристаллитов возникает структура, напоминающая аморфную.

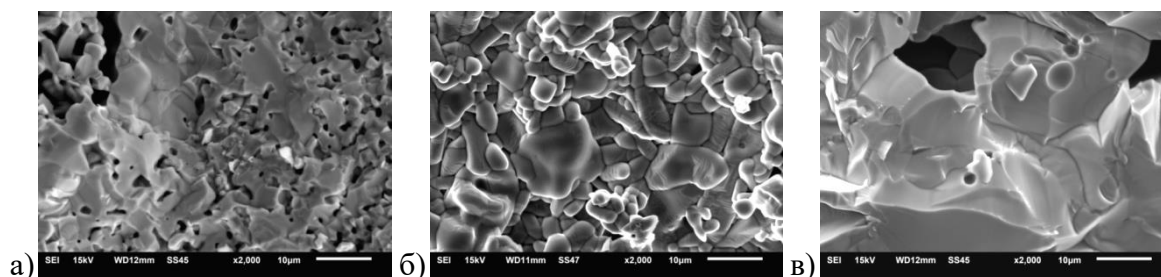


Рис. 1. РЭМ изображения боковых сколов образцов керамики CSBN25 спеченных при температуре: 1250 °С (а); 1300 °С (б); 1350 °С (в). Масштабная метка 10 мкм.

Четкий максимум на температурной зависимости диэлектрической проницаемости, который можно отождествить с температурой Кюри, имеют образцы SCBN25, спеченные при температурах 1300 и 1350 °С. Наибольшее значение диэлектрической проницаемости и её изменение при температуре фазового перехода наблюдается у образца CSBN25 спеченного при температуре 1300 °С.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Muehlberg M., Burianek M., Joschko B., Klimm D., Danilewsky A., Gelissen M., Bayarjargal L., Görler G.P., Hildmann B. O. Journal of crystal growth **310**, 2288 (2008).
2. Shashkov M.S., Malyshkina O.V., Varabanova E.V., Dec J., Ferroelectrics **499**, 23 (2016)



## Теплофизические свойства и фазовые переходы сегнетоэлектрика $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ в области высоких температур

С.Н.Каллаев, А.Г.Бакмаев, З.М.Омаров

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского федерального  
исследовательского центра Российской академии наук  
г. Махачкала, Россия

E-mail: [kallaev-s@rambler.ru](mailto:kallaev-s@rambler.ru)

В данной работе проведены исследования теплофизических параметров (теплоемкость, теплопроводность, термодиффузия)  $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$  (PFN) в области высоких температур 300-900 К с целью получения дополнительной информации о физических процессах в этих материалах. Процессы переноса тепла в  $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$  в широком интервале температур до настоящего времени на сколько нам известно не исследованы.

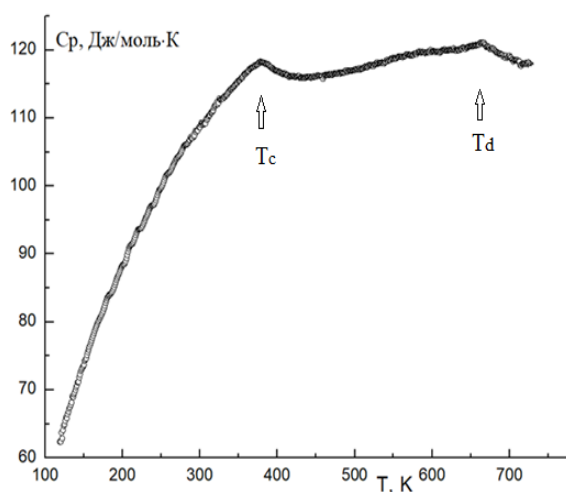


Рис.1

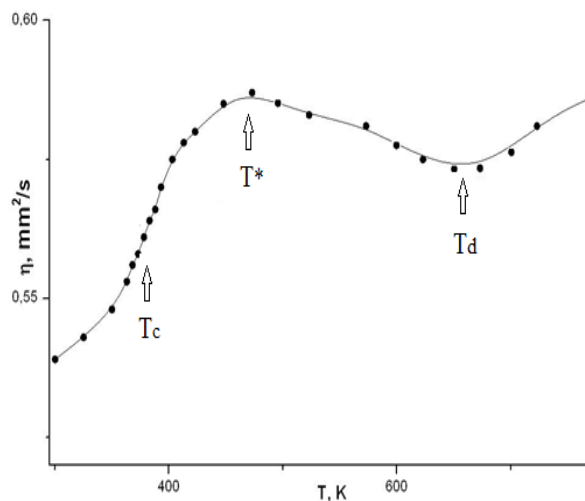


Рис.2

На рисунках приведены температурные зависимости теплоемкости (рис.1) и термодиффузии (рис.2) релаксорной керамике PFN. Результаты проведенных исследований и их анализ совместно с литературными данными структурных свидетельствует о том, что в качестве основного механизма рассеяния фононов в релаксорном PFN выступают локальные искажения кристаллической решетки вызванные полярными сдвигами катионов  $\text{Pb}^{2+}$  и  $\text{Nb}^{5+}$  и смещения кислорода от своих исходных позиций и возникающие вследствие этого нанополярные области и стеклодипольная фаза. На температурных зависимостях теплоемкости, термодиффузии и теплопроводности обнаружены характерные для фазовых переходов аномалии сегнетоэлектрического при  $T_c \approx 380\text{K}$ , «наномасштабного» при  $T^* \approx 470\text{K}$  и Бернса при  $T_d \approx 670\text{K}$ . Показано, что исследования теплофизических свойств позволяют определить все характерные для сегнеторелаксоров температуры, связанные с возникновением и температурной эволюцией нанополярной структуры.

## Поведение параметра порядка в сополимере VDF<sub>70</sub>/Tr<sub>30</sub> вблизи $T_C$

К.А. Верховская<sup>1</sup>, И.И. Попов<sup>2</sup>, Н.А. Толстых<sup>2</sup>, Л.Н. Коротков<sup>2</sup>,

М.А. Панкова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

<sup>3</sup>Воронежский институт МВД РФ, Воронеж, Россия

\*e-mail: [l.korotkov@mail.ru](mailto:l.korotkov@mail.ru)

Сополимеры винилиденфторида - трифторэтилена (VDF-Tr) - аморфно-кристаллические полимеры, претерпевающие собственный сегнетоэлектрический фазовый переход первого рода, который удовлетворительно описывается феноменологической теорией Ландау [1]. Ниже температуры Кюри ( $T_C$ ) наряду со спонтанной поляризацией возникает спонтанная деформация материала, появление которой в литературе связывается с эффектом электрострикции [2].

Вместе с тем, естественно ожидать, что переход в полярную фазу в сополимерах VDF-Tr одновременно является и сегнетоэластическим, подобно тому, как это имеет место во многих сегнетоэлектриках, испытывающих фазовый переход первого рода.

Цель данной работы – выяснить являются ли сополимеры VDF-Tr собственными сегнетоэлектриками – сегнетоэластиками, или сегнетоэластический фазовый переход в этом классе материалов является несобственным?

Для эксперимента был взят сополимер VDF<sub>70</sub>/Tr<sub>30</sub>, для которого в интервале температур 20 – 140 °С на частоте  $f \approx 4$  Гц с помощью обратного маятника, работающего в режиме изгибных колебаний, были изучены температурные зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}$  и упругого модуля  $E$ . Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) были исследованы на частотах 1 – 30 кГц с использованием измерителя иммитанса Е7-20.

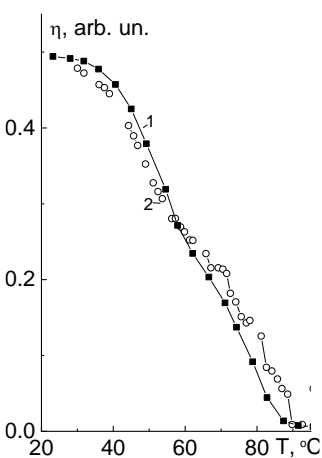


Рис. 1. Температурные зависимости  $\eta$ , построенные по данным диэлектрических (1), и акустических (2) измерений.

Анализ экспериментально полученных зависимостей  $E(T)$  и  $\epsilon(T)$ , проведенный в рамках феноменологической теории Ландау для случая собственного сегнетоэлектрика – сегнетоэластика [3], позволил построить температурную зависимость параметра порядка  $\eta$  (рис. 1) с использованием данных, как диэлектрических (кривая 1), так и акустических (кривая 2) измерений. Можно увидеть, что обе кривые практически совпадают. Это показывает, что исследуемый материал является собственным сегнетоэлектриком – сегнетоэластиком, упругие и диэлектрические свойства которого вблизи температуры Кюри могут быть удовлетворительно описаны на основе феноменологической теории структурных фазовых переходов [3].

Несмотря на то, что фазовый переход в VDF<sub>70</sub>/Tr<sub>30</sub>, является переходом первого рода, скачкообразного поведения зависимости  $\eta(T)$  в окрестностях  $T_C \approx 92$  °С не наблюдается, что, вероятно, обусловлено размытием фазового перехода.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Furukawa T., Phase Transit. **18** (3-4), 143 (1989).
2. Furukawa T., Wen J., Jap. J. Appl. Phys. **23**, L677 (1984).
3. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах (М.: Наука), 240 (1983).

## Активационный анализ температурной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков

Д.В. Кузенко

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-исследовательский институт «Реактивэлектрон», 283049, Донецк, ДНР, Россия

e-mail: [danil.kuzenko.84@yandex.ru](mailto:danil.kuzenko.84@yandex.ru)

Предложен активационный анализ температурной зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков  $\text{BaTiO}_3$  и  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$ , которые получены по керамической технологии. На полученных температурных зависимостях диэлектрической проницаемости определены участки, которые с минимальной погрешностью можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью вида  $\varepsilon(T) = a \cdot \exp(-U/kT)$  и которая является характерной для активационных процессов с энергией активации  $U$  (рис. 1). Правомерность такого подхода показана и обоснована нами ранее [1,2]. Полученная зависимость разделяется на четыре участка: три – в сегнетоэлектрической фазе и один – в параэлектрической фазе. Для активационных процессов, протекающих ниже точки Кюри, определены конкретные физические процессы, обусловленные наличием дефектной и доменной структур в сегнетоэлектрике и взаимодействием между ними [1].

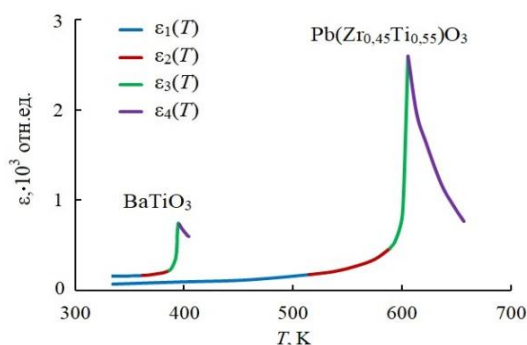


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости образцов  $\text{BaTiO}_3$  и  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$ .  $\varepsilon_{1-4}(T)$  – участки зависимости  $\varepsilon(T)$ , аппроксимированные уравнением вида  $\varepsilon(T) = a \cdot \exp(-U/kT)$ .

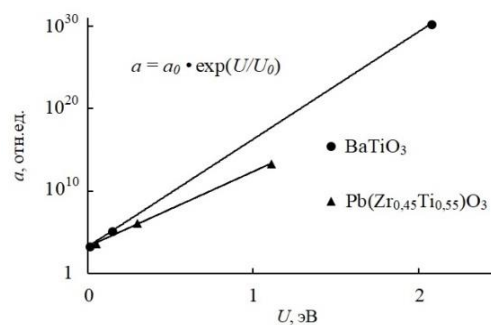


Рис. 2. Зависимость коэффициента  $a$  уравнения  $\varepsilon(T) = a \cdot \exp(-U/kT)$  от энергии активации  $U$  для образцов  $\text{BaTiO}_3$  и  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.45}\text{Ti}_{0.55})\text{O}_3$  для активационных процессов, происходящих ниже точки Кюри.

Анализ полученных зависимостей  $\varepsilon(T) = a \cdot \exp(-U/kT)$  для процессов в сегнетоэлектрической фазе показал, что для образцов обоих составов коэффициент  $a$  зависит от энергии активации  $U$  экспоненциальным образом  $a = a_0 \cdot \exp(U/U_0)$ , где коэффициенты  $a_0$  и  $U_0$ , характерные для образцов определенного состава (рис. 2).

В качестве объяснения такой единой зависимости параметров исследуемых активационных процессов выступает предположение, что рассмотренные активационные процессы, протекающие при нагреве исследуемых сегнетоэлектриков до точки Кюри и в которые вовлечены взаимодействующие доменные и дефектные структуры, являются последовательными стадиями одного процесса перехода внутренней структуры образца из сегнетоэлектрического в параэлектрическое состояние.

Работа выполнена в рамках фундаментального исследования Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, код научной темы FRRZ-2023-0001.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Kuzenko D.V., Journal of Advanced Dielectrics **12**(3), 2250010 (2022).
2. Кузенко Д.В., Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки **4**, 15 (2022).

## **Активационные механизмы фазовых переходов в сегнетоэлектрических материалах**

**Д.В. Кузенко, Н.А. Спиридонов**

*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-исследовательский институт «Реактивэлектрон», 283049, Донецк, ДНР, Россия*  
*e-mail: [danil.kuzenko.84@yandex.ru](mailto:danil.kuzenko.84@yandex.ru)*

Сегнетоэлектрики являются важным компонентом электронной техники. Наличие фазовых переходов в них обуславливает зависимость их свойств от внешних воздействий. Понимание процессов, активирующих фазовые переходы, важно для прогнозирования свойств и технологии изготовления материалов для электронной техники с требуемыми эксплуатационными свойствами. В физике конденсированного состояния активационные процессы являются одними из фундаментальных процессов, которые приводит к изменению структуры и свойств вещества.

В настоящее время активационный подход в изучении фазовых переходов является недостаточно изученным.

На основе существующих физических представлениях о процессах, протекающих в конденсированных средах при внешних воздействиях, и проведенных нами ранее научных работ [1-3] проведено исследование активационных механизмов фазовых переходов в сегнетоэлектриках и получены следующие результаты:

1. Построена модель активационных механизмов фазовых переходов в сегнетоэлектриках, в которой отклик системы на внешнее воздействие представлен суммой активационных процессов с различной энергией активации [4].

2. Проведена проверка адекватности предлагаемой модели путем сравнения теоретических и экспериментальных результатов изучения электрофизических свойств сегнетоэлектриков на основе модельных твердых растворов  $Pb(Zr,Ti)O_3$  [4].

3. Выработана стратегия дальнейшего исследования активационных механизмов фазовых переходов в конденсированных средах.

При выполнении научно-исследовательской работы было проведено экспериментальное исследование температурных фазовых переходов в сегнетоэлектриках на основе модельных твердых растворов  $Pb(Zr,Ti)O_3$ : анализ температурных зависимостей диэлектрической проницаемости, остаточной поляризации и петель сегнетоэлектрического гистерезиса, электронная микроскопия и рентгеноструктурные исследования.

С учетом полученных результатов изготовлены пьезоэлементы и проведены их испытания в составе конкретных устройств.

Данная работа выполнена в рамках фундаментального исследования, финансируемым Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (код научной темы FRRZ-2023-0001) и является продолжением научных работ [1-3]. В этих работах установлено наличие особых температур и электрических полей, предшествующих точкам фазового перехода, в которых происходит необратимое изменение доменной структуры сегнетоэлектрика. Энергии активации, соответствующие этим особым точкам, имеют физическую природу, обусловленную наличием и взаимодействием доменной и дефектной структур сегнетоэлектрика [3].

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kuzenko D.V., Journal of Advanced Dielectrics **11**(1), 2150006 (2021).
2. Kuzenko Danil V., Bazhin Anatoly I., Spiridonov Nicolai A., Ferroelectrics **573**, 76 (2021).
3. Kuzenko D.V., Journal of Advanced Dielectrics **12**(3), 2250010 (2022).
4. Кузенко Д.В., Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки **4**, 15 (2022).

## **Корректировка эксплуатационных характеристик соединений $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}$ и их гидридов для применения в многоступенчатом цикле охлаждения**

Р.А. Макарыин<sup>1</sup>, Д.Ю. Карпенков<sup>1,2</sup>, А. Ю. Карпенков<sup>3</sup>, А.В. Коротитский<sup>2</sup>,  
А.С. Комлев<sup>1</sup>, М.В. Железный<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Россия*  
e-mail: [makarin.ra16@physics.msu.ru](mailto:makarin.ra16@physics.msu.ru)

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский институт «МИСиС», 199049, Москва, Россия*  
<sup>3</sup>*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*

Использование мультистимульных материалов является многообещающим подходом для увеличения холодопроизводительности магнитных холодильников. Во время охлаждения рабочее тело подвергается воздействию как магнитного поля, так и внешнего сжимающего давления. Предлагаемый материал должен обладать выдающимися магнитокалорическими и механическими свойствами. Магнитокалорические свойства должны обеспечивать высокое значение адиабатического изменения температуры в ограниченном диапазоне полей. Для обеспечения высоких показателей теплопередачи требуются механическая стабильность при высоких давлениях и соответствующая геометрия. Соединения  $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}$  и их гидриды являются наиболее подходящими для изготовления таких устройств. Они способны работать как при комнатной, так и при криогенной температурах. В статье мы представляем результаты прямых измерений магнитокалорического эффекта и испытаний на механическое сжатие литых и гидрированных стержней  $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}\text{H}_\delta$ . Образцы были усилены вторичной фазой альфа-железа, что обеспечило их механическую целостность во время гидрирования и выполнения цикла. Добавление вторичной фазы альфа-железа приводит к снижению величины магнитокалорического эффекта. Поэтому мы определяем оптимальное содержание вторичной фазы, которое обеспечивает баланс между теплотворными и механическими свойствами сплава.

## **Диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства тонких пленок $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}/\text{Si}(001)$**

**А.В. Павленко<sup>1</sup>, Т.С. Ильина<sup>1,2</sup>, Д.А. Киселев<sup>2</sup>, Д.В. Стрюков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр Южный научный центр Российской академии наук, Россия, 344006 Ростов-на-Дону, пр. Чехова 41

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049 г. Москва, Ленинский пр. 4

Феррониобаты бария  $\text{Ba}_2\text{LnFeNb}_4\text{O}_{15}$  (где Ln – редкоземельный элемент) – мультиферроики со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы (ТВБ) с общей химической формулой  $(\text{A}1)_2(\text{A}2)_4(\text{C})_4(\text{B}1)_2(\text{B}2)_8\text{O}_{30}$ . В последние годы данным материалам уделяется большое внимание, что обусловлено фиксированием в них при комнатной температуре одновременно сегнетоэлектрических и магнитных свойств. Данная работа посвящена исследованию фазового состава, наноструктуры, диэлектрических и сегнетоэлектрических свойств пленок  $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$  (BNFNO), выращенных на подготовленных под гетероэпитаксиальное осаждение полупроводниковых подложках кремния. С использованием рентгendifракционного анализа, сканирующей зондовой микроскопии и анализа вольт-фарадных характеристик исследованы фазовый состав, наноструктура и свойства тонких пленок мультиферроика  $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}/\text{Si}(001)$ . Установлено, что полученные плёнки  $\text{Ba}_2\text{NdFeNb}_4\text{O}_{15}$  являются однофазными, беспримесными, поликристаллическими текстурированными (с-ориентированными) (рис. 1), а деформация элементарной ячейки вдоль полярного направления, приводящая к наличию сегнетоэлектрических свойств при комнатной температуре, составляет 0.8 %.

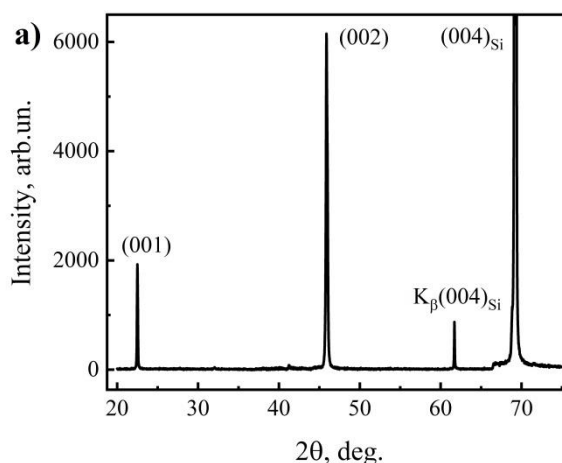


Рис. 1 –  $\theta$ -2 $\theta$  рентгенограмма гетероструктуры BNFNO/Si(001)

Показано, что шероховатость поверхности пленок  $\sim 15.39$  нм, латеральный размер кристаллитов  $\sim 134$  нм, относительная диэлектрическая проницаемость в интервале температур  $-190\dots150$  °C составляет 95-130. Исследования вертикального и латерального сигналов пьезоотклика пленки BNFNO показали, что поляризация в ней главным образом направлена вдоль нормали к поверхности пленки (в латеральной плоскости признаки поляризации практически отсутствовали)

Исследование выполнено за счёт гранта РФФ №21-72-10180.

## **Фазовые диаграммы в переменных гидростатическое давление ( $p$ ) – постоянное электрическое поле ( $E$ ) монокристаллов $PbZrO_3$ и $PbHfO_3$**

О.Е. Фесенко<sup>1</sup>, А.Е. Панич<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [oleg.fesenko2014@yandex.ru](mailto:oleg.fesenko2014@yandex.ru)

<sup>2</sup> Институт высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

Оптическим наблюдениям фазового перехода в кристалле в условиях высокого давления препятствует оптическая анизотропия окон контейнера, возникающая при сжатии рабочей жидкости [1]. Разработан способ наблюдения фазовых переходов в поляризованном свете по схеме, в которой поляроиды помещаются внутри контейнера высокого давления. Такое расположение поляроидов исключает искажение состояния поляризации света вследствие фотоупругости оптических окон контейнера при поляризационно-оптических исследованиях.

При комнатной температуре установлены фазовые  $E$ ,  $p$ -диаграммы монокристаллов  $PbZrO_3$  и  $PbHfO_3$  при давлении до 1.2 ГПа (12 кбар) и напряженности электрического поля  $6 \cdot 10^7$  В/м (600 кВ/см). Проверена справедливость приближенной формулы, являющейся частным случаем уравнения типа Клаузиуса – Клапейрона:

$$\frac{dE}{dp} \approx \frac{dV}{V} \cdot \frac{1}{\Delta P},$$

где  $E$  и  $p$  – величины соответственно напряженности электрического поля и гидростатического давления, при которых наблюдается фазовый переход,  $\frac{dV}{V}$  – относительное изменение объема монокристалла, а  $\Delta P$  – скачок поляризации при фазовом переходе.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Леонтьев И.Н., Панич А.Е., Смотраков В.Г., Фесенко О.Е., Физические основы приборостроения **8**, 22-29 (2019).

## **Структурно-фазовые превращения при отжиге протонообменных волноводов в монокристаллах ниобата лития различных производителей**

А.В. Сосунов, И.В. Петухов, А.Р. Корнилицын, В.И. Кичигин,  
Р.С. Пономарев

Пермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, Пермь,  
Россия

e-mail: [alexeisosunov@gmail.com](mailto:alexeisosunov@gmail.com)

Монокристаллы ниобата лития (НЛ) являются базовыми материалами при изготовлении волноводов, доменных структур и интегрально-оптических схем [1, 2]. Изучение возможности использования монокристаллов НЛ отечественного производства («Фомос-Материалы», Москва) для изготовления различных компонентов и устройств интегральной оптики является весьма актуальной задачей. Для этого требуются детальные исследования процесса протонного обмена (ПО), характеристик формируемых волноводов, детализация структурно-фазовых превращений, происходящих при отжиге в образцах отечественного НЛ. Эти результаты следует сопоставить с аналогичными результатами для НЛ производства Crystal Technology (СТ, США) и CQT (КНР).

ПО проводили в специальном герметичном циркониевом реакторе в расплаве бензойной кислоты при температуре 190 °С в течение 2 часов с последующим отжигом при температуре 330 °С. Глубину и профили волноводных слоёв определяли методом призмного ввода. Для визуализации ПО-слоев на поверхности пластин НЛ использовали оптическую микроскопию в поляризованном свете (Olympus BX 51). Структуру исследуемых образцов исследовали с помощью рентгеновского двухкристального дифрактометра (ДРОН-УМ1  $\lambda_{\beta} = 1.62075 \text{ \AA}$ ) и ИК-спектроскопии (Perkin Elmer Spectrum Two) в диапазоне 1000-4000  $\text{cm}^{-1}$ .

Получены следующие результаты:

1. После ПО: (а) приращение показателя преломления  $\Delta n_e = 0.1123$  и глубина волноводного слоя  $\delta = 1.5 \text{ мкм}$  выше, чем у СТ и CQT ( $\Delta n_e = 0.1115$  и  $\delta = 1.4 \text{ мкм}$ ); (б) интегральная интенсивность линии в спектре ИК излучения на  $3507 \text{ cm}^{-1}$ , отвечающая за поляризованную  $\beta_1$ -фазу уменьшается; (в) величины деформации кристаллической решетки НЛ, соответствующие  $\beta_1$ - и  $\beta_2$ -фазам имеют близкие значения для всех исследуемых образцов.

2. После отжига: (а) глубина волноводного слоя больше, чем у контрольных образцов. После 18 ч. отжига глубина составила 7.6 мкм (7.3 мкм – Crystal Tech., и 7.5 мкм – CQT); (б) последовательность структурно-фазовых превращений протонообменных слоёв в ходе отжига для всех исследуемых образцов была аналогичной ( $\beta \rightarrow k_2 \rightarrow k_1 \rightarrow \alpha$ ).

Таким образом, полученные результаты показывают принципиальную возможность получения качественных протонообменных волноводов в кристаллах НЛ производства «Фомос-Материалы» с некоторой корректировкой режимов ПО и отжига, полученных ранее для НЛ зарубежных производителей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 20-42-596001.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Bazzan M., and Sada C., Appl. Phys. Rev. **2**, 040603 (2015).
2. Kovach L., and Corradi G., Crystals **11**, 1356 (2021).



**Гармонический анализ индуцированных электрическим полем  
«двойных» петель диэлектрического гистерезиса кристалла  
 $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  в несоизмерной фазе**

В.В. Горбатенко<sup>1</sup>, Б.Н. Прасолов<sup>2</sup>, Н.В. Даценко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный технический университет, 394026, Воронеж, Россия

<sup>2</sup>ООО «Инвестиции и технологии», 394026, Воронеж, Россия

e-mail: [vlgorbatenko@mail.ru](mailto:vlgorbatenko@mail.ru)

<sup>3</sup>Воронежский государственный университет инженерных технологий, 394036, Воронеж, Россия

Влияние постоянного электрического поля  $E_{\pm}$  на соизмерно-несоизмерный фазовый переход рассматривалось в ряде экспериментальных и теоретических работ [1,2]. На основе феноменологического подхода для равновесных состояний было показано, что температура Кюри  $T_c$  изменяется с полем почти линейно. Для хлорцинка рубидия ( $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$ ) -  $dT_c/dE_{\pm} = 0.35$  (К см)/В [3]. Известно, что индуцирование полем фазового перехода в несоизмерной фазе (НФ) приводит к образованию «двойных» гистерезисных петель поляризации ( $P$ ) под действием гармонического поля. Характерно, что для получения «двойных» петель критическое поле намного больше, чем коэрцитивное поле в сегнетоэлектрической фазе (СФ) при одинаковом удалении от  $T_c$ . Методом гармонического анализа был исследован процесс переполяризации кристалла  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  под действием гармонического электрического поля в НФ вблизи сегнетоэлектрического фазового перехода. В процессе переполяризации исследуемого образца под действием гармонического электрического поля происходит индуцированный электрическим полем фазовый переход из НФ в СФ и фазовый переход из индуцированной электрическим полем СФ обратно в НФ. При изотермической выдержке исследуемого образца кристалла  $\text{Rb}_2\text{ZnCl}_4$  в НФ в равновесных условиях [4] вблизи температуры Кюри  $T_c$  на частоте 3 Гц определялись амплитуды  $J_k$  и фазы  $\varphi_k$  гармоник плотности тока при амплитуде напряженности синусоидального электрического поля ( $E_m = 1,65 \cdot 10^6$  В/м), выше поля насыщения. Измеренные при температуре  $T = T_c + 3,2$  К амплитуды гармоник  $J_k$  и соответствующие им углы  $\varphi_k$  позволили синтезировать временные и полевые зависимости компонент поляризации и плотности тока. Исследование активных и реактивных вкладов в амплитуды гармоник плотности тока позволило установить:

1. Особенности временной зависимости плотности тока проводимости, связанного с индуцированием сегнетоэлектрической фазы.

2. Величины текущих значений гармонического электрического поля, при которых происходят фазовые переходы из НФ в СФ и из индуцированной электрическим полем СФ обратно в НФ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Prelovsek P., J. Phys. C: Solid State Phys. **16**, 3257 (1983).
2. Levstic A., Prelovsek P., Filipic C. and Zeks B., Phys. Rev. **25**. N5, 3416 (1982).
3. Deguchi K., Sato S., Hirano K., and Nakamura E., J. Phys. Soc. Jpn. **53**. N8, 2790 (1984).
4. Горбатенко В.В., Кудряш В.И., Прасолов Б.Н., Горбатенко С.А., Изв. РАН. Сер. физ. **77** №8, 1132 (2013).

**Влияние внешних электрического и магнитного полей, а также высокоэнергетического механосинтеза на магнитные и сегнетоэлектрические фазовые переходы в тройных перовскитах  $PbB'_{1/2}B''_{1/2}O_3$  ( $B'$ -Fe, In, Sc, Yb;  $B''$ - Nb, Ta, Sb) и твердых растворах на основе феррита висмута**

**И.П. Раевский<sup>1</sup>, С.П. Кубрин<sup>1</sup>, А.В. Пушкарев<sup>2</sup>, Н.М. Олехнович<sup>2</sup>, Ю.В. Радюш<sup>2</sup>,  
А.А. Гусев<sup>3</sup>, Н.А. Шевченко<sup>3</sup>, J. Zhuang<sup>3</sup>, С.И. Раевская<sup>1</sup>, В.В. Титов<sup>1</sup>, М.А. Малицкая<sup>1</sup>.**

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт физики и физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [igorraevsky@gmail.com](mailto:igorraevsky@gmail.com)

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт физики и физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

Свойства тройных перовскитов  $PbB'_{1/2}B''_{1/2}O_3$  чрезвычайно сильно зависят от корреляционной длины композиционного упорядочения катионов  $B'$  и  $B''$  по эквивалентным узлам кристаллической решетки [1, 2]. Ее величину можно изменять длительным отжигом при высоких температурах [1-3], спеканием керамических образцов в присутствии жидкой фазы, а также выбором соответствующих условий роста кристаллов, синтеза под высоким давлением и механохимического синтеза [3 - 9].

Композиционное упорядочение ионов в железосодержащих перовскитах - мультиферроиках, в том числе локальное, существенно влияет на температуру антиферромагнитного фазового перехода  $T_N$  так как она определяется количеством цепочек  $Fe^{3+}-O^{2-}-Fe^{3+}$  [10], а упорядочение уменьшает число магнитных соседей вокруг каждого иона  $Fe^{3+}$ .

Рассмотрены примеры изменения температур сегнетоэлектрического ( $T_C$ ) и антиферромагнитного ( $T_N$ ) фазовых переходов тройных перовскитов  $PbB'_{1/2}B''_{1/2}O_3$  ( $B'$ -Fe, In, Sc, Yb;  $B''$ - Nb, Ta, Sb) и твердых растворов  $(1-x)BiFeO_3-xAFe_{1/2}Nb_{1/2}O_3$  ( $A = Pb, Ba, Sr, (Na_{1/2}Bi_{1/2}), Ca$ ) с использованием перечисленных методов, и под воздействием внешних электрического и магнитного полей.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 23-42-10024) и Белорусского Республиканского Фонда Фундаментальных Исследований (проект T23РНФ-169)

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stenger C.G.F., Scholten F.L. and Burggraaf A.J., Solid State Commun. **32**, 989 (1979).
2. Randall C. A., and Bhalla A.S., Jpn. J. Appl. Phys. **29**, 327 (1990).
3. Raevski I.P., Shonov V.Y., Malitskaya M.A., et al, Ferroelectrics, **235**, 205(1999).
4. I.P. Raevski, A.V. Pushkarev, S.I. Raevskaya, et al, Ferroelectrics. **501**, 154 ( 2016).
5. X. Gao, J. Xue, J. Wang, Mater. Sci. Eng. B **99**, 63 (2003).
6. Raevski I.P., Gusev A.A., Isupov V.P., et al, Ferroelectrics. **525**, 54 (2018).
7. Gusev A.A., Raevskaya S.I., Titov V.V., et al, Ferroelectrics. **496**, 231 (2016).
8. Raevskaya S.I., Gusev A.A., Isupov V.P., et al, Ferroelectrics. **542**, 28 (2019)
9. Raevskaya S.I., Gusev A.A., Isupov V.P., et al, Ferroelectrics. **525**, 37 (2018).
10. Gilleo M.A., J. Phys. Chem. Solid. **13**, 33 (1960).

## **Модель структурного фазового перехода в ванадиевых бронзах $\text{LiV}_2\text{O}_5$**

А.В. Савин, Е.М. Рогинский

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: [aleksandr.savin@mail.ioffe.ru](mailto:aleksandr.savin@mail.ioffe.ru)*

В сфере развития возобновляемой энергетики самым проблемным является вопрос эффективного накапливания энергии и использования её по мере необходимости. Однако проблема выбора оптимального материала для катода до сих пор остаётся нерешенной. Наиболее широко в промышленном производстве таких аккумуляторов в качестве катодного материала используют слоистые кристаллы  $\text{Li}_x\text{MO}_2$  (здесь М – атом переходного металла), например катод из  $\text{LiFePO}_4$  обеспечивает ёмкость 165 мАч/г [1]. Альтернативой может служить наиболее термодинамически устойчивый оксид ванадия  $\text{V}_2\text{O}_5$ , который имеет слоистую кристаллическую структуру, что определяет его привлекательность в качестве катодного материала.

Структура интеркалированного атомами лития синтезированного химически с помощью окислительно-восстановительной реакции иодида лития и пентоксида ванадия была определена экспериментально с помощью рентгеноструктурного анализа [2]. Однако, при определении пространственного упорядочения не удалось, основываясь только на рентгеноструктурных данных, однозначно установить группу симметрии. С целью устранения неоднозначности были выполнены квантово-химические расчеты динамики решетки. В результате *ab initio* расчетов оптимизации структурных параметров дельта фазы пентоксида ванадия интеркалированного атомами лития показано, что структура  $\delta\text{-LiV}_2\text{O}_5$  сохраняет свою слоистую природу (как и в  $\alpha\text{-V}_2\text{O}_5$ ). Расчёт фононного спектра centrosymmetric структуры выявил наличие мнимых мод, что указывает на ее нестабильность, поэтому был выполнен поиск пространственного упорядочения атомов с помощью искажения структуры вдоль мнимых мод. В результате установлена пространственная группа с отсутствующим центром инверсии. Выполнен расчет динамических свойств, который подтвердил стабильность данной фазы по отношению к колебательным состояниям.

Согласно фазовой диаграмме, при температуре 100 °С происходит плавное изменение структурных параметров ванадиевой бронзы, приводящее в конечном итоге к новой структуре – эпсилон фазе. Расчет динамических свойств  $\varepsilon\text{-LiV}_2\text{O}_5$  в пространственной группе без центра инверсии продемонстрировал устойчивость структуры по отношению к колебательным состояниям.

В фононном спектре низкотемпературной фазы обнаружено низкочастотное колебание на границе Зоны Бриллюэна, которое соответствует коллективному противофазному колебанию атомов в соседних слоях, причем данное колебание отсутствует в высокотемпературной фазе. Показано, что искажение структуры дельта фазы вдоль низкочастотного колебания приводит к взаимному смещению соседних слоев, в результате чего нарушается пространственная структура и индуцируется структурный фазовый переход в эпсилон фазу. Для экспериментального подтверждения фазового перехода был выполнен расчет спектра комбинационного рассеяния в котором обнаружены характерные особенности для каждой из фаз.

В результате в рамках теории функционала плотности выполнен расчёт динамических свойств дельта и эпсилон фаз пентаоксида ванадия интеркалированного литием, предложена микроскопическая модель фазового перехода, сопровождаемого изменениями в спектрах комбинационного рассеяния.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Tarascon, J.-M. & Armand, M., Nature **414**, 359–367 (2001).
2. Millet, P. et al., J. Solid State Chem. **136**, 56–62 (1998).

## Особенности гетерофазных структур в перовскитовых бессвинцовых сегнетоэлектрических твердых растворах

В.Ю. Тополов

Физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону,  
Россия

e-mail: [vutopolov@sfedu.ru](mailto:vutopolov@sfedu.ru)

Сегнетоэлектрические (СЭ) твердые растворы со структурой типа перовскита представляют большой интерес вследствие сложных связей в фундаментальном треугольнике «состав – структура – свойства» [1]. Создание конкурентоспособных бессвинцовых СЭ керамик с физическими свойствами [2], близкими к свойствам традиционных СЭ на основе  $Pb(Zr, Ti)O_3$ , порождает вопросы об особенностях сосуществования фаз вблизи морфотропной фазовой границы и о влиянии гетерофазных состояний на свойства бессвинцовых материалов. Среди последних представляют интерес  $(Ba_{0.85}Ca_{0.15})(Ti_{0.9}Zr_{0.1})O_3$  (BCTZ) [3] и  $(1-x)(K_{0.5}Na_{0.5})(Nb_{0.97}Sb_{0.03})O_3 - x(Bi_{0.5}Ca_{0.5})ZrO_3$   $[(1-x)KNNS - xBCZ]$  [4] со структурой типа перовскита. В них при комнатной температуре сосуществуют СЭ тетрагональная и ромбическая фазы, что обуславливает высокую пьезоактивность материалов в поляризованном состоянии [3, 4]. Цель настоящего сообщения – анализ связей «параметры элементарной ячейки – не  $180^\circ$ -ные типы доменов (механические двойники) – гетерофазные структуры» в бессвинцовых BCTZ и  $(1-x)KNNS - xBCZ$ .

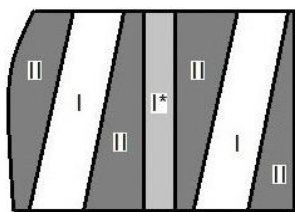


Рис. 1. Схематическое изображение гетерофазной структуры [5].

Для интерпретации сосуществования СЭ тетрагональной и ромбической фаз вблизи морфотропной фазовой границы применена модель [5] гетерофазного образца с прослойками (рис. 1). Гетерофазные структуры исследованы с учетом изменений параметров ячейки морфотропных фаз BCTZ [3] и  $(1-x)KNNS - xBCZ$  [4]. Протяженные области ромбической (I) и тетрагональной (II) фаз считаются разбитыми на  $120^\circ$ - и  $90^\circ$ -ные домены соответственно. Прослойка ромбической фазы (I\*) может быть либо монодоменной, либо разбитой на  $90^\circ$ -ные домены. Условия полной релаксации механических напряжений

[1] в гетерофазном образце выполняются при упругом согласовании моно- и полидоменной фаз или двух полидоменных фаз. Различное содержание морфотропных СЭ фаз в порошке и керамике BCTZ [3] связано с присутствием различных не  $180^\circ$ -ных доменных структур, обуславливающих полную релаксацию напряжений в гетерофазных структурах. Рассмотрена роль прослойки ромбической фазы в формировании фазового состава в упомянутых выше бессвинцовых СЭ твердых растворах. Наблюдаемое хорошее согласие между расчетными и экспериментальными значениями объемных концентраций ромбической фазы в BCTZ (порошок и керамика) и  $(1-x)KNNS - xBCZ$  (керамика) [3, 4] позволяет сделать вывод о важной роли отдельных типов не  $180^\circ$ -ных доменов в формировании оптимальных условий упругого согласования морфотропных СЭ фаз.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Topolov V.Yu., Heterogeneous Ferroelectric Solid Solutions. Phases and Domain States. 2nd ed. (Cham: Springer International, 2018).
2. Wu J., Advances in Lead-Free Piezoelectric Materials (Singapore: Springer Nature, 2018).
3. Tangsritrakul J., Sonkami T., Wichittanakom C. et al., J. Met., Mater. Miner. **31**, 20 (2021).
4. Jia P., Li Y., Zheng Z. et al., J. Alloys Compd. **890**, 161799 (2021).
5. Topolov V.Yu., Funct. Mater. Lett. **16**, 2350011 (2023).

## Фазовые переходы в нанокompозитах нитрат калия – углеродные нанотрубки

И.А. Чернечкин<sup>1,2</sup>, А.Ю. Милинский<sup>1</sup>, С.В. Барышников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Благовещенский государственный педагогический университет, 675004, Благовещенск, Россия

<sup>2</sup>Амурский государственный университет, 675027, Благовещенск, Россия  
e-mail: [cer\\_nyb@mail.ru](mailto:cer_nyb@mail.ru)

Свойства сегнетоэлектриков, внедренных в нанопористые матрицы, как правило, отличаются от свойств объёмных веществ из-за размерных эффектов, взаимодействия частиц друг с другом и со стенками пор и т.д. [1].

Нитрат калия при комнатной температуре имеет орторомбическую фазу II. При 401 К происходит переход в ромбоэдрическую фазу I. При дальнейшем охлаждении возможно появление промежуточной тригональной сегнетоэлектрической фазы III, при более низких температурах происходит переход в стабильную параэлектрическую фазу.

В эксперименте были использованы многостенные углеродные нанотрубки фирмы Beijing Kaifa Special Material Manufacture co., LTD.

Внедрение  $KNO_3$  в углеродные нанотрубки производилось из раствора с дальнейшей сушкой образца при 420 К и из расплава нитрата калия при температуре 633 К.

Для регистрации сигнала ДТА использовался Linseis STA RT 1600, для рентгенофазового анализа – Rigaku Ultima IV, для измерений диэлектрических свойств – НЮКИ ИМ7580.

Согласно кривым ДТА, для объёмного нитрата калия при нагреве наблюдается один фазовый переход около 407 К из фазы II в фазу I (рис. 1, 2). В ходе охлаждения при 393 К происходит переход из фазы I в фазу III, а при 371 К – из фазы III в фазу II.

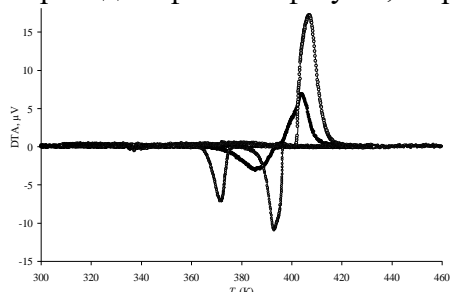


Рис. 2. Температурные зависимости сигнала ДТА для объёмного  $KNO_3$  и углеродных нанотрубок, заполненных  $KNO_3$ .

Для нитрата калия в углеродных нанотрубках (раствор) температурный интервал существования полярной фазы равен 8-10 К (рис. 1), что на 14 К меньше, чем для объёмного нитрата калия.

При внедрении  $KNO_3$  в нанотрубки из расплава переход из фазы II в фазу I при нагреве соответствует 404 К (рис. 2). При охлаждении наблюдается максимум сигнала ДТА при 385 К. Для определения температурной области существования фазы III проведён рентгенофазовый анализ: при охлаждении образца при температуре 393 К, помимо фазы II и фазы I фиксируется появление фазы III. При дальнейшем охлаждении интенсивность фазы III возрастает, а при 353 К увеличивается интенсивность фазы II. Наблюдается сосуществование двух фаз.

Отличие результатов для нанотрубок заполненных  $KNO_3$  из расплава и раствора может быть объяснено наличием в порах остаточной воды. В [2] было показано, что для водорастворимых сегнетоэлектриков в порах наблюдается эффект электрокапиллярности.

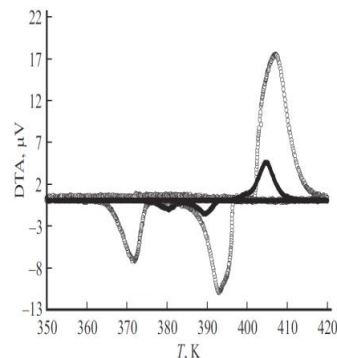


Рис. 1. Температурные зависимости сигнала ДТА для объёмного  $KNO_3$  (незаполненные символы) и для нанокompозита  $KNO_3/UNT$

### ЛИТЕРАТУРА

1. Milinskiy A.Yu., Baryshnikov S.V., Charnaya E.V., et al., *Ferroelectrics* **604**, 14 (2023).
2. Umantsev A., Astakhov M. V., and Rodin A. O., *Ferroelectrics* **515**, 99 (2017).

## **О разделении вкладов в теплоемкость сегнетоэлектриков**

И.В. Шнайдштейн

*Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*  
*e-mail: [shnaidshtein@physics.msu.ru](mailto:shnaidshtein@physics.msu.ru)*

Температурные зависимости теплоемкости сегнетоэлектриков, включающие область сегнетоэлектрического фазового перехода, служат важным источником информации о характеристиках фазового перехода и самого материала. Однако непосредственно из температурного хода теплоемкости можно получить разве что ее скачок при температуре фазового перехода. Более подробный анализ требует сравнения либо температурных зависимостей теплоемкости, полученных при разных условиях, либо экспериментальной теплоемкости с соответствующими расчетными зависимостями.

Теплоемкость сегнетоэлектриков, традиционно, делят на фоновую и аномальную (избыточную), полагая, что первая не связана с процессами структурной перестройки при переходе из полярной в неполярную фазу, а вторая как раз определяется этими процессами. Теплоемкость реальных сегнетоэлектриков гораздо богаче. Сегнетоэлектрический фазовый переход крайне редко происходит без нарушения однородности исследуемых образцов. Тем самым возникают вклады в теплоемкость, обусловленные как статической, т.е. связанной с примесями и дефектами роста, так и динамической, определяемой флуктуациями и доменной структурой, неоднородностями. При понижении температуры в области полярной фазы также могут реализовываться процессы перестройки структуры, формально не связанные с фазовым переходом, но и не полностью от него независимые. Фоновая теплоемкость, зачастую ассоциирующаяся с теплоемкостью кристаллической решетки, также содержит в себе вклад, вызываемый тепловым расширением, которое у пирозлектрических материалов не является тривиальным.

В настоящем докладе на примере ряда модельных материалов обсуждаются подходы к обработке экспериментальных данных о температурных зависимостях теплоемкости сегнетоэлектриков и методы расчета различных вкладов в теплоемкость таких кристаллов.

Рассматриваются различные методы расчета фоновой теплоемкости, в разной степени использующие экспериментальные данные о теплоемкости, фононном спектре и других характеристиках сегнетоэлектрических материалов.

Обсуждаются преобразования температурных зависимостей теплоемкости, позволяющие получать значения различных характеристик этих зависимостей, и на этой основе проводить интерполяцию экспериментальных данных о теплоемкости сегнетоэлектриков.

Сравниваются вклады в теплоемкость, связанные с формированием различных типов неоднородности вблизи температуры сегнетоэлектрического фазового перехода. На примерах модельных сегнетоэлектриков демонстрируется различие между вкладами в теплоемкость статических и динамических неоднородностей структуры.

Обсуждается вклад в теплоемкость, связанный с формированием доменной структуры сегнетоэлектриков, и возможность его обнаружения калориметрическими методами.

## Об особенностях фазового перехода первого рода в наноразмерных сегнетоэлектриках

В.Н. Нечаев, А.В. Шуба

ВУНЦ ВВС «Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж), 394064, Воронеж, Россия  
e-mail: [shandvit@rambler.ru](mailto:shandvit@rambler.ru)

В последние годы внимание исследователей привлекают низкоразмерные системы на основе сегнетоэлектриков в связи с потенциальной возможностью управления их физическими свойствами. При наличии сегнетоактивных компонентов с фазовым переходом первого рода эта возможность существенно выше по сравнению с фазовым переходом второго рода благодаря присутствию дополнительных параметров воздействия – критического размера зародыша  $R_{cr}$  и положения верхней  $T_g$  и нижней  $T_c$  границы температурного гистерезиса. Размерные эффекты в таких сегнетоэлектрических образцах радиусом  $R$  будут иметь место только в случае  $R > R_{cr}$ , когда возможен фазовый переход первого рода. Для нахождения температурной зависимости  $R_{cr}$  рассмотрена свободная энергия [1] сферически симметричной частицы

$$F = \int_V \left( \frac{\alpha}{2} \mathbf{P}^2 - \frac{\beta}{4} \mathbf{P}^4 + \frac{\gamma}{6} \mathbf{P}^6 + \frac{\kappa}{2} (\nabla P)^2 \right) dV, \quad (1)$$

где  $\alpha = \alpha_0(T - T_c)$ ,  $\beta, \gamma$  – коэффициенты разложения;  $\kappa \approx a^2$  – корреляционная постоянная, где  $a$  – параметр решетки;  $\mathbf{P} = P(\rho)\mathbf{e}$  – вектор поляризации, где  $\mathbf{e}$  – орт, направленный вдоль полярной оси;  $V$  – объем частицы. Нелинейное уравнение равновесия для выражения (1) заменялось тремя линейными уравнениями, полученными после аппроксимации его однородной части тремя параболой с вершинами  $(0, 0)$ ,  $\left( \sqrt{(\beta \mp \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\gamma}) / 2\gamma}, 0 \right)$ . Гладкая

сшивка решений полностью определяла равновесное распределение поляризации  $P(\rho)$ , используемое для нахождения критического радиуса зародыша  $R_{ct}(T)$  из уравнения

$F(T, R_{cr}) = 0$  (рис.1). Отсюда видно, что для частиц титаната бария с радиусом меньше  $167a \approx 67$  нм температура фазового перехода  $T_p$  опускается ниже 393 К, что говорит о смене механизма фазового перехода. Аналогичное изменение рода фазового перехода наблюдалось экспериментально [2] в частицах нитрита натрия  $NaNO_2$  с радиусом  $R=25$  нм, внедренных в матрицу пористого стекла. Дальнейшее уменьшение  $R_{cr}$  понижает температуру  $T_p$  и расширяет интервал  $\Delta T = T_g - T_p$  температурного гистерезиса.

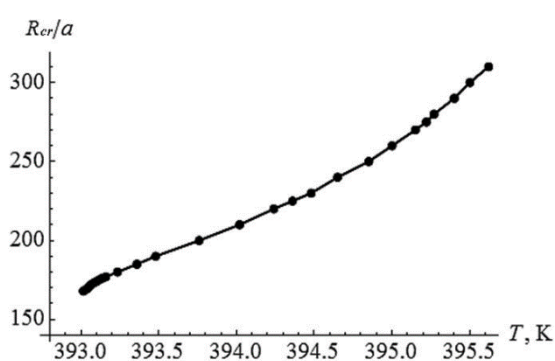


Рис. 1. Температурная зависимость нормированного критического радиуса зародыша  $BaTiO_3$

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред (М.: Физматлит), 656 (2005).
2. Beskrovny A., Golosovsky I., Fokin A. et al., Applied Physics A **74**, 1001 (2002).

## Смещение точки Лифшица в сегнетоэлектрических тонкопленочных образцах

В.Н. Нечаев, А.В. Шуба

*ВУНЦ ВВС «Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (г. Воронеж), 394064, Воронеж, Россия*  
 e-mail: [shandvit@rambler.ru](mailto:shandvit@rambler.ru)

Значительный интерес к исследованию низкоразмерных сегнетоэлектриков в настоящее время обусловлен как многообразием практических приложений, так и расширением фундаментальных знаний о физических свойствах композитных материалов на их основе. Причем особенности свойств могут быть связаны не только с конечным размером сегнетоэлектриков и наличием поверхности раздела между компонентами, но и с возможным присутствием модулированной промежуточной фазы между параэлектрической и соразмерной сегнетоэлектрической фазами. Точку Лифшица, характеризующую температуру перехода сегнетоэлектрика в несоразмерную фазу, можно определить как температуру, при которой обращается в нуль обратная обобщенная восприимчивость  $\chi^{-1}(k_0) = 0$ , описывающая отклик образца на неоднородное внешнее воздействие вида  $\exp(ik_0x)$ , где  $k_0 = 2\pi/L$ ,  $L$  – период несоразмерной структуры. Согласно [0] свободная энергия пленки толщиной  $l$  с вектором поляризации  $\mathbf{P}(0,0,P)$ , расположенной в плоскости  $(x, y), z \in [0, l]$ , имеет вид

$$F = \int_0^l \left( \frac{\alpha}{2} \mathbf{P}^2 + \frac{\beta}{4} \mathbf{P}^4 - \frac{\kappa}{2} \left( \frac{dP}{dz} \right)^2 + \frac{g}{2} \left( \frac{d^2P}{dz^2} \right)^2 - \mathbf{E}_{ext} \cdot \mathbf{P} \right) dz + \frac{\alpha_s}{2} \mathbf{P}^2 \Big|_{z=0,l}, \quad (2)$$

где  $\alpha = \alpha_0(T - T_C)$ ,  $\beta$  – коэффициенты разложения; температурнезависимые коэффициенты  $\kappa, g > 0$ ;  $\alpha_s$  – коэффициент при квадратичном слагаемом поверхностной энергии;  $\mathbf{E}_{ext}(0,0,E)$  – вектор внешнего электрического поля. Вариация функционала (1) определяет уравнение равновесия в линеаризованном виде с граничными условиями

$$g \frac{d^4P}{dz^4} + \kappa \frac{d^2P}{dz^2} + \alpha P = E \quad (3)$$

$$\kappa \frac{dP}{dz} \mp \alpha_s P \Big|_{z=0,l} = 0; \quad \frac{d^2P}{dz^2} \Big|_{z=0,l} = 0. \quad (4)$$

Общее решение неоднородного уравнения (3) в парафазе ( $T > T_C + \kappa^2 / (4g)$ ) имеет вид

$$P(z) = e^{qz} (C_1 \cos pz + C_2 \sin pz) + e^{-qz} (C_3 \cos pz + C_4 \sin pz) + \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}} \frac{E/g}{p^2 + q^2} \left( \cos^2 pz + \frac{p^2 - q^2}{4pq} \sin 2pz \right), \quad (5)$$

где  $p = \sqrt{a+b}/2$ ;  $q = \sqrt{b(a-b)/(a+b)}/2$ ;  $a = 2\sqrt{\alpha/g}$ ;  $b = \kappa/g$ . Определение констант интегрирования  $C_1, C_2, C_3, C_4$  из граничных условий (4) дает распределение поляризации во внешнем поле  $\mathbf{E}_{ext}$ , с помощью которого находятся температурные зависимости диэлектрической восприимчивости пленки как функции ее параметров.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Hornreich R.M., Luban M., and Shtrikman S., Phys. Rev. Lett. **35**, 1678 (1975).



Секция «Физические свойства  
сегнетоэлектриков»



## Низкочастотный диэлектрический и акустический отклики керамики на основе KNN с добавкой BaTiO<sub>3</sub>

С. Р. Аль Саиди, А.В. Сопит, Л.В. Жога.

Волгоградский государственный технический университет, 400005, Волгоград, Россия  
e-mail: [srs.noor69@mail.ru](mailto:srs.noor69@mail.ru), [sandrej74@mail.ru](mailto:sandrej74@mail.ru)

В работе исследованы низкочастотный диэлектрический и акустический отклики сегнетокерамики  $(K_{0.5}Na_{0.5})(Nb_{0.93}Sb_{0.07})O_{3-x}BaTiO_3+0.5\text{mol.}\%MnO_2$  (KNNS7-xBT), где  $x = 0 - 4$  мол.% в широком интервале температур. Образцы были изготовлены методом твердофазного синтеза [1], имели толщину 0.50 мм и серебряные электроды, нанесенные методом вжигания. Диэлектрические параметры измерялись мостовым методом в слабых синусоидальных полях. Для измерения акустических параметров: скорости -  $V$  и коэффициента поглощения -  $\alpha$  продольной акустической волны, использовался резонансный метод. Целью работы было исследование влияния добавки BaTiO<sub>3</sub> на диэлектрические и упругие свойства сегнетокерамики на основе KNNS7.

Из рисунка 1 видно, что в интервале температур -  $10 \div 100$  °С, наблюдается скачкообразное изменение  $\varepsilon'(T)$  и ступенчатое изменение  $\varepsilon''(T)$ . Исследования акустических свойств (рис.2) показали, что в том же интервале температур, на зависимостях  $V(T)$ , наблюдаются минимумы, что является характерным признаком перестройки структуры сегнетоэлектрического материала и позволяет сделать вывод о реализации структурного фазового перехода (СФП). Выявлено, что температура СФП, между орторомбической и тетрагональной фазами, для образцов KNNS7-xBT смещается в область комнатных температур с увеличением концентрации добавки BaTiO<sub>3</sub>.

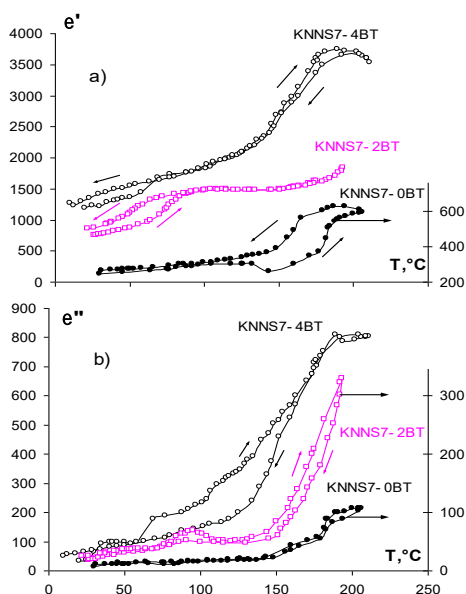


Рис. 1 Температурные зависимости диэлектрической проницаемости – (а) и диэлектрических потерь – (б), полученные в режиме нагрева и охлаждения в области СФП на частоте 1000 Гц для керамики KNNS7-xBT.

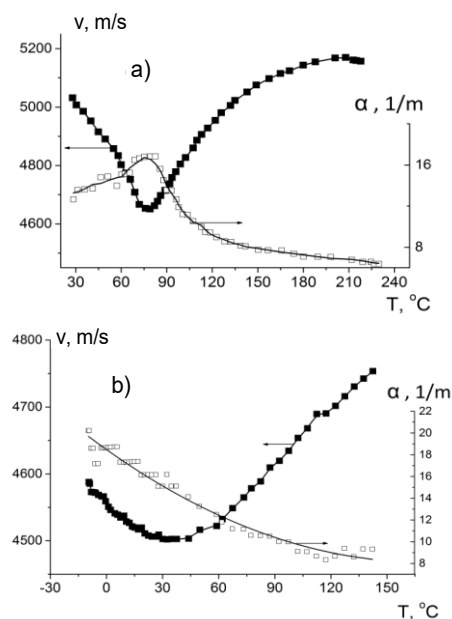


Рис. 2 Температурные зависимости скорости и коэффициента поглощения продольной звуковой волны для составов: KNNS7-2BT – (а); KNNS7-4BT – (б)

### ЛИТЕРАТУРА

1. Smeltere I. Summary of the doctoral thesis. Riga: RTU, p. 27 (2012).

## **Влияние титаната бария на фотоэлектрический отклик KNN**

**С. Р. Аль Саиди, А.В. Сопит, Л.В. Жога.**

*Волгоградский государственный технический университет, 400005 Волгоград, Россия*  
*e-mail: [srs.noor69@mail.ru](mailto:srs.noor69@mail.ru), [sandrej74@mail.ru](mailto:sandrej74@mail.ru)*

Среди известных бессвинцовых керамик на основе ниобатов щелочных металлов практический интерес представляют сегнетопъезокерамики на основе твердых растворов ниобат калия-натрия (KNN), состав которых соответствует морфотропной фазовой границе. Помимо диэлектрических и пьезоэлектрических свойств сегнетокерамики на основе KNN демонстрируют и фоточувствительные свойства, изучение которых позволит определить возможность их практического использования при создании устройств энергонезависимой памяти с неразрушающими методами считывания [1].

Целью данной работы было исследование влияния добавок  $\text{BaTiO}_3$  на поведение фотоотклика в короткозамкнутых образцах сегнетокерамики на основе KNN при освещении их светом оптического диапазона при комнатной температуре.

В работе исследованы образцы ( $\text{KNN}_{1-x}\text{BT}_x$ ) состава  $(1-x)(\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5})(\text{Nb}_{0.93}\text{Sb}_{0.07})\text{O}_3-x\text{BaTiO}_3+0.5\text{mol.}\% \text{MnO}_2$ , где  $x = 0; 2$  и  $4 \text{ mol}\%$ , изготовленные традиционным методом твердофазного синтеза [2]. Измерения фототока проводились после исследования петель поляризации на состаренных в течение полугода образцах. Перфорированные электроды были нанесены методом вжигания серебряной пасты. Методика измерения фототока описана в [3].

Из поведения кривых (рис.1) видно, что увеличение относительно малых концентраций титаната бария (BT), приводит к существенному увеличению фототока, как в переходной области, так и в области стационарного тока. При выключении света ток спадает до нуля, что характерно для сегнетоэлектрических материалов [4]. Анализ полученных результатов указывает на то, что величина фототока, в значительной степени определяется диэлектрическими свойствами и, в частности, остаточной поляризацией, которая при комнатной температуре растёт с увеличением добавки BT. Предполагается, что в переходной области временной зависимости фототока, наибольший вклад обусловлен пиротокком. Увеличение значений стационарного тока связано с увеличением добавки  $\text{BaTiO}_3$  за счет создания примесных уровней, обеспечивающих большую концентрацию носителей заряда.

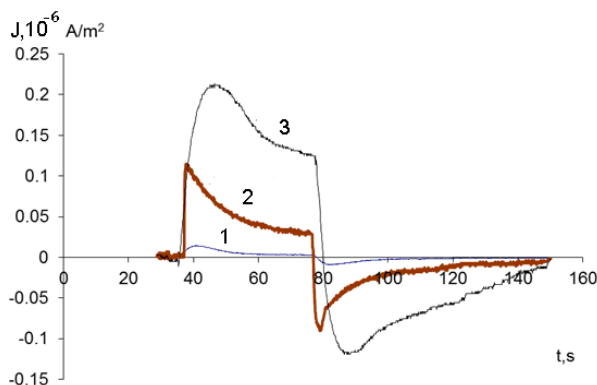


Рис. 1 Кинетика плотности фототока при комнатной температуре сегнетокерамики  $\text{KNN}_{1-x}\text{BT}_x$ , где 1 –  $x=0$ , 2 –  $x=2$  и 3 –  $x=4 \text{ mol}\%$ .

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Магомадов Р.М. Автореф. дис. д-р ф.-м. наук: 01.04.07. Грозный. 25 с. (2014).
2. Smeltere I. Summary of the doctoral thesis. Riga: RTU, p. 27 (2012.).
3. Ярмаркин В. К. ФТТ, **42.**, Вып. 3. 511 (2000).
4. Фридкин В.М. Фотосегнетоэлектрики (М.: Наука), 264 (1979)

## **Нелинейные диэлектрические свойства нитрата рубидия и нанокompозитов на его основе**

**С.В. Барышников<sup>1</sup>, А.Ю. Милинский<sup>1</sup>, Е.В. Стукова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Благовещенский государственный педагогический университет, 675000, Благовещенск,  
Россия

e-mail: [svbar2003@list.ru](mailto:svbar2003@list.ru)

<sup>2</sup> Амурский государственный университет, 675000, Благовещенск, Россия

В настоящей работе приводятся результаты исследований линейных и нелинейных диэлектрических свойств  $\text{RbNO}_3$  и нанокompозитов на его основе, полученных путем внедрения  $\text{RbNO}_3$ , в пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с диаметром пор 300 и 100 нм.

Нитрат рубидия имеет четыре устойчивые формы. При комнатной температуре  $\text{RbNO}_3$  имеет тригональную форму (фаза IV). Эта фаза является устойчивой вплоть до 437 К и по данным [1] является пирозлектрической с образованием 180-градусных пирозлектрических доменов. В температурном интервале 437 – 492 К нитрат рубидия существует в кубической парозлектрической фазе (фаза III). По данным [2] при фазовом переходе 437 К проводимость  $\text{RbNO}_3$  увеличивается на два порядка, и эта фаза обладает суперионной проводимостью. В интервале от 492 до 558 К  $\text{RbNO}_3$  находится в ромбоэдрической фазе (фаза II). Эта фаза определяется как антисегнетоэлектрическая. Выше фазового перехода 558 К  $\text{RbNO}_3$  снова переходит в кубическую фазу (фаза I), которая существует вплоть до температуры плавления 587 К.

В качестве объемных образцов использовались образцы  $\text{RbNO}_3$  в виде таблеток с диаметром 10 мм и толщиной 1.5 мм, полученные прессованием при давлении  $8 \cdot 10^3$  кг/см<sup>2</sup>. Для получения нанокompозитов использовался химически чистый  $\text{RbNO}_3$  и оксидные пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , изготовленные фирмой «TopMembranes Technology» с размерами ячеек 450 нм, диаметром пор 300 нм и толщиной 50 мкм и пленки с размерами ячеек 125 нм, диаметром пор 100 нм и толщиной 10 мкм. Нелинейные свойства определялись по генерации высших гармоник при подаче на образец переменного электрического поля.

Из температурной зависимости  $\epsilon'(T)$  для поликристаллического нитрата рубидия следует, что фазовый переход наблюдается в процессе нагрева при температуре 439 К и в ходе охлаждения – при 436 К. Из зависимости  $R(T)$  следует, что проводимость нитрата рубидия при фазовом переходе 439 К увеличивается почти на два порядка. Коэффициент третьей гармоники  $\gamma_{3\omega}(T)$  для объемного образца ниже фазового не превышает 0.2%, увеличиваясь выше перехода до 1%.

Как следует из графика,  $\epsilon_{\text{эфф}}(T)$  для  $\text{RbNO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$  с порами 300 нм температуры фазовых переходов снижаются до 433 К при нагреве и до 401 К – при охлаждении. Коэффициент третьей гармоники при этом вблизи фазового перехода увеличивается, достигая 1.5% выше фазового перехода. Для  $\text{RbNO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$  с порами 100 нм температуры фазовых переходов снижаются до 433 К при нагреве и до 427 К – при охлаждении. Коэффициент третьей гармоники при этом вблизи фазового перехода имеет ярко выраженную аномалию, увеличиваясь примерно в 2.5-3 раза, достигая 2.8%.

Увеличение коэффициента третьей гармоники для нанокompозита  $\text{RbNO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$  с порами 100 нм косвенно свидетельствует о том, что ограничение размеров частиц  $\text{RbNO}_3$  до нанометрового диапазона приводит к переходу нитрата рубидия из пирозлектрического в сегнетоэлектрическое состояние.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Krumin A.E., Ilyin U.I., and Dimza V.I., *Ferroelectrics* **22**, 695 (1978).
2. Dimza V.I., Strogis A.A., Kapenieks A.E. et al., *Ferroelectrics* **90**, 45 (1989).

## Влияние микроструктуры поверхности самополяризованных сегнетоэлектрических полимеров на величину поверхностного потенциала

Е.Л. Бурьянская<sup>1,2</sup>, В.В. Кочервинский<sup>1</sup>, Д.А. Киселев<sup>2</sup>, Т.С. Ильина<sup>2</sup>,  
Б.В. Лошкин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МГТУ Н.Э. Баумана, 105005, Москва, Россия

e-mail: [m1707925@edu.misis.ru](mailto:m1707925@edu.misis.ru)

<sup>2</sup>НИТУ МИСИС, 119049, Москва, Россия

<sup>3</sup>ИНЭОС РАН, 119334, Москва, Россия

Сегнетоэлектрические пленки поливинилиденфторида (ПВДФ) и его сополимеров обладают высокими значениями пьезо- и пироотклика, химической и термической стабильностью и являются биосовместимыми, поэтому представляют большой интерес в качестве материалов для гибкой электроники и биомедицины. Поверхностный потенциал может влиять на жизнедеятельность клеток организма, контактирующих с пленкой, поэтому практическое использование рассматриваемых материалов требует подробного изучения явления.

Методом кельвин-зондовой микроскопии получено распределение поверхностного потенциала для обеих сторон пленок поливинилиденфторида и его сополимеров с тетрафторэтиленом (ТФЭ) и гексафторпропиленом (ГФП). Пленки, рассмотренные в работе, получали в свободном состоянии. Метод зонда Кельвина основан на измерении контактной разности потенциалов между зондом и образцом [1].

Анализ показал, что значения поверхностного потенциала во всех пленках оказались отличными от нуля. Так как пленки не поляризовались внешним полем, был сделан вывод, что в ходе кристаллизации полимеров происходил процесс самополяризации. Значения поверхностных потенциалов заметно отличаются для разных сторон пленки до смены знака (характерно для образца П(ВДФ-ГФП) состава 96/4). Картины распределения поверхностного потенциала представлены на рисунке 1.

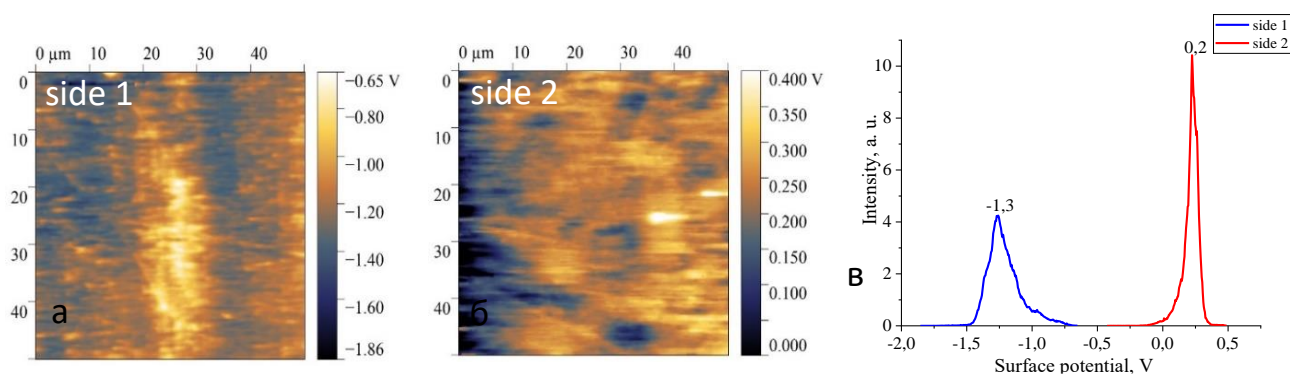


Рис. 1. Распределение поверхностного потенциала (а, б) образца П(ВДФ-ГФП) состава 96/4 с двух сторон и гистограмма распределения (в)

Микроструктура пленок исследовалась с помощью АТР ИК-спектроскопии, где поверхностный слой зондировался с обеих сторон. Обнаружено, что в случае различающихся поверхностных потенциалов микроструктура этих поверхностей также оказалась не идентичной: соотношение интенсивностей конформационно-чувствительных полос поглощения на обеих сторонах пленки различаются.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Nonnenmacher M., o'Boyle M.P., Wickramasinghe H. K. Applied physics letters **58**, 25, 2921-2923 (1991).

## **ИК спектры кристаллов ТГС и ТГС+Co<sup>2+</sup>, подвергнутых воздействию слабого постоянного магнитного поля**

О.М. Голицына, С.Н. Дрождин

*Воронежский государственный университет, 394018, Воронеж, Россия*

*e-mail: [golitsynaom@yandex.ru](mailto:golitsynaom@yandex.ru)*

В ряде работ, например [1-4], наблюдалось заметное изменение сегнетоэлектрических свойств (преимущественно диэлектрических) кристаллов триглицинсульфата (ТГС), стимулированное воздействием слабого ( $B \leq 1$  Т) магнитного поля. Объяснение физической природы этого эффекта, связываемое с трансформацией под влиянием магнитного поля дефектов структуры, наталкивается на полную неопределенность вида и природы этих дефектов. Вместе с тем, практически все авторы, так или иначе, предполагают, что значительная роль в наблюдаемых явлениях может принадлежать реконструкции водородных связей под действием магнитного поля, приводящей к образованию ориентационных дефектов, как в виде разорванных водородных связей, лишившихся протона ( $L$  – дефекты), так и в виде наличия двух протонов на одной водородной связи ( $D$  – дефекты). Кроме того, из-за присутствия молекул воды в кристалле в нем могут возникать также ионизационные дефекты  $H_3O^+$  и  $OH^-$  [5]. Однако, до последнего времени какие-либо исследования поведения водородных связей во внешнем магнитном поле для водородсодержащих сегнетоэлектриков не проводились.

Источником наиболее полной информации о водородных связях, а также наиболее распространенным методом их исследования является ИК спектроскопия. В настоящей работе исследовались ИК спектры пропускания кристаллов номинально чистого ТГС и примесного ТГС + Co<sup>2+</sup> методами ИК - Фурье спектроскопии в диапазоне волновых чисел 400÷4000 см<sup>-1</sup> с помощью спектрометра Bruker VERTEX 70 сначала до помещения образцов в постоянное магнитное поле ( $B = 0,3$  Т), а затем через 2 ч и 24 ч после получасовой экспозиции в магнитном поле. Поле  $B$  было направлено перпендикулярно  $P_S$  вдоль оси  $c$  элементарной ячейки.

Анализ полученных спектров показывает, что наблюдается их изменение после экспозиции образцов в магнитном поле практически во всем указанном диапазоне волновых чисел. Это проявляется (но в разной степени), как в изменении интенсивности отдельных спектральных линий, так и в их положениях. Действие магнитного поля носит отчетливый релаксационный характер, сильнее выраженный для чистого кристалла ТГС: через 24 ч (когда диэлектрический отклик на действие магнитного поля близок к максимальному [4]) наблюдается и максимальное изменение спектра.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Levin M.N., Postnikov V.V., Palagin M.Yu., Phys Sol State, **45**, 1763 (2003)
2. Yakushkin E.D., Jetp Lett. **99**, 415 (2014)
3. Ivanova E.S., Petrzhhik E.A., Gainutdinov R.V., et al, Phys Sol State. **59**, 569 (2017)
4. Golitsyna O. M., Drozhdin S.N. Ferroelectrics, **567:1**, 244 (2020)
5. Tonkonogov M. P., Phys. Usp., **168**, 29 (1998).

## Исследование теплового расширения и электромеханического отклика твердых растворов $(1-x)\text{Na}_{1/2}\text{Bi}_{1/2}\text{TiO}_3-x\text{BaTiO}_3$

М.В. Горев<sup>1,2</sup>, И.Н. Флёрв<sup>1,2</sup>, С.В. Сапожников<sup>2</sup>, К. Vormanis<sup>3</sup>, Е. Birks<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия  
e-mail: [gorev@iph.krasn.ru](mailto:gorev@iph.krasn.ru)

<sup>2</sup> Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, 660074 Красноярск, Россия

<sup>3</sup> Institute of Solid State Physics, University of Latvia, Riga LV-1063 Latvia

Одно из ведущих направлений современного материаловедения связано с исследованием активных диэлектриков, свойствами которых можно управлять внешними воздействиями (механическими, электрическим и магнитным полями), что позволяет использовать их в качестве эффективных рабочих элементов в устройствах функциональной электроники [1]. Ярким представителем таких весьма перспективных материалов является система твердых растворов  $(1-x)\text{Na}_{1/2}\text{Bi}_{1/2}\text{TiO}_3-x\text{BaTiO}_3$  (NBT-BT), которые вполне могут оказаться достойной альтернативой нашедшим широкое применение свинецсодержащим материалам, но нуждаются в дальнейших исследованиях [1,2]. В настоящей работе представлены результаты детального изучения концентрационной  $T-x$  фазовой диаграммы, поляризации, влияния электрического поля на деформацию в области фазовых переходов и определения пьезоэлектрических констант  $d_{33}^*$  твердых растворов NBT-BT с использованием высокочувствительного индукционного дилатометра.

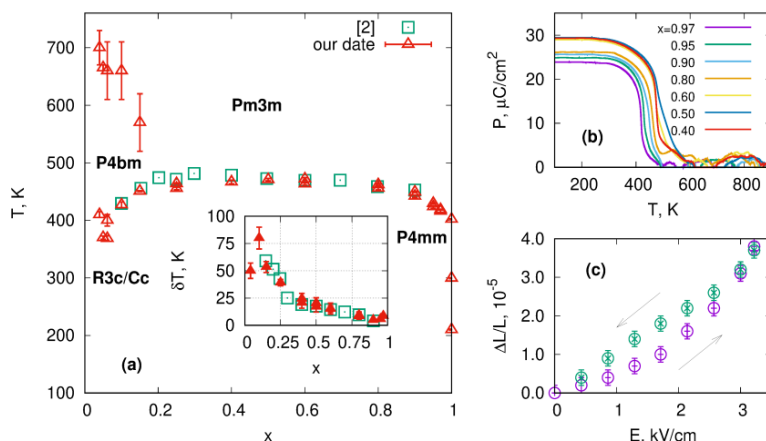


Рис. 1. (а) Концентрационная фазовая диаграмма системы твердых растворов  $(1-x)\text{NBT}-x\text{BT}$ . На вставке – концентрационная зависимость гистерезиса температуры переходов. (б) Температурные зависимости поляризации  $P_d$ . (с) Зависимости деформации от напряженности поля в составе с  $x = 0.40$ .

Установлено, что диапазон изменений  $d_{33}^*$  при варьировании температуры и концентраций компонентов (100–760 пм/В) сопоставим с величинами, характерными для других конкурентоспособных бессвинцовых пьезоэлектрических материалов [1]. Выполненные исследования показывают возможность практического применения и необходимость продолжения исследований твердых растворов NBT-BT, в частности, вблизи морфотропной фазовой границы между тетрагональной  $P4mm$  и ромбоэдрической  $R3c$  фазами ( $x \sim 0.1$ ).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Jigong H., L. Wei L., Jiwei Z., Haydn C., Mater. Sci. Eng. R Rep. **35**,1 (2019).
2. Duncе M., Birks E., Antonova A. et al., Ferroelectrics **447**, 1 (2013).

## Диэлектрические характеристики монокристаллов молибдата гадолиния

Н.Н. Большакова, А.Д. Дорогушина, Г.Г. Дунаева, Е.М. Семенова  
Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия  
e-mail: [dorogushina.an@yandex.ru](mailto:dorogushina.an@yandex.ru)

Монокристаллы молибдата гадолиния являются типичными представителями полных смешанных сегнетоэластиков и при  $T = 432\text{K}$  испытывают фазовый переход первого рода, близкий ко второму, который сопровождается движением фазовой границы. Целью настоящей работы явилось получение информации о процессах переключения и диэлектрических свойствах кристаллов молибдата гадолиния под воздействием переменных электрических полей.

Исследования проведены на монокристаллах молибдата гадолиния, выращенных в Институте кристаллографии РАН методом Чохральского. Из кристаллов перпендикулярно оси  $[001]$  вырезались образцы в виде плоскопараллельных пластин, которые подвергались оптической полировке. Измерения электрофизических характеристик проведены на образцах, толщиной порядка 1 мм и площадью  $40\text{ мм}^2$ . Температурные и частотные зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь кристаллов  $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$  получены с помощью измерителя иммитанса E7-20 при напряжённости переполяризующего поля  $42\text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ . На рисунке 1 представлены температурные и частотные зависимости диэлектрических характеристик для кристаллов  $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ .

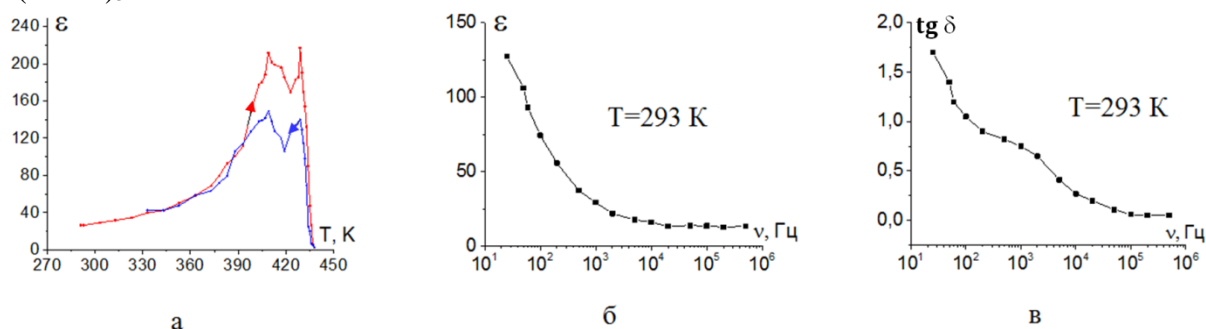


Рис. 1 Температурные (а), частотные (б) зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь (в), полученные для кристалла  $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ .

Установлено, что в процессе нагревания и охлаждения образца температурная зависимость диэлектрической проницаемости имеет две аномалии в районах температур 433 К и 408 К (а). Возникновение аномалии кривой  $\epsilon(T)$  вблизи  $T = 408\text{ K}$  можно связать с трансформацией доменной структуры кристалла, обусловленной изменением его температуры. Это согласуется с результатами исследований термоиндуцированных доменных процессов в кристаллах  $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$  методом теплового эффекта Баркгаузена, в которых обнаружена аномалия скорости следования скачков переключения в районе указанных температур.

Показано (рис.1 б,в), что с увеличением частоты измерительного поля в интервале частот от 25 Гц до  $5 \cdot 10^5\text{ Гц}$  величины диэлектрической проницаемости экспоненциально уменьшаются в диапазоне (130-13), а значения тангенса угла диэлектрических потерь от 1.7 до 0.05.



**Анализ вклада проводимости в диэлектрический отклик пористой керамики ниобата натрия-лития**  
 Е.В. Дьякова<sup>1</sup>, Н.Е. Малышева<sup>2</sup>, О.В. Малышкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [e-v-dyakova@yandex.ru](mailto:e-v-dyakova@yandex.ru)

<sup>2</sup> Военная академия воздушно-космической обороны имени Маршала Советского Союза Г.К. Жукова, 170100, Тверь, Россия

В работе проведен сравнительный анализ комплексной диэлектрической проницаемости пористой (10 объемных % пор) керамики ниобата натрия-лития (LNN10), измеренной на фазочувствительном измерителе иммитанса «ВЕКТОР-175» [1], с результатами компьютерного моделирования. Для расчета за основу бралась формула Коул-Коула [2], в которой учитывалось наличие разных механизмов релаксационных процессов в низкочастотной (линейная дисперсия) и среднечастотной области, для учета смешанной поляризации добавлялась дополнительное слагаемое из формулы Дебая [2,3], поляризации резонансного типа – слагаемое учитывающее фактор затухания [3]:

$$\varepsilon^* = \varepsilon(\infty) + (\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)) \left( \frac{1}{1 + (i\omega\tau_\beta)^{1-\lambda}} + \frac{1}{1 + (i\omega\tau_{\varepsilon 1})^{1-\lambda}} + \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\varepsilon 2}} + \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i\Gamma \frac{\omega}{\omega_0}} \right). \quad (1)$$

Поскольку, согласно [1], образцы LNN10 на высоких частотах, а при повышении температуры во всем частотном диапазоне, обладают значительной проводимостью, был проведен расчет комплексной диэлектрической проницаемости с учетом проводимости. Для этого в формулу (1) добавлялось еще одно слагаемое, получаемое из выражения:

$$\sigma^* = (\varepsilon'' + i\varepsilon')\varepsilon_0\omega, \quad \text{где} \quad \sigma^* = i\omega\varepsilon_0 \frac{1 - i\omega\tau_\sigma}{1 + (\omega\tau_\sigma)^2} \quad [2].$$

При моделировании использовались времена релаксации ( $\tau_\beta$ ,  $\tau_{\varepsilon 1}$ ,  $\tau_{\varepsilon 2}$ ,  $\tau_\sigma$ ), рассчитанные по диаграммам дисперсии [1]. Значения коэффициента затухания ( $\Gamma$ ), ширины спектра ( $\lambda$ ), которые из эксперимента определяются с большой погрешностью, а также  $\varepsilon(0)$  и  $\varepsilon(\infty)$ , варьировались для получения максимального совпадения расчета и эксперимента (рис. 1). Линейный участок частотной зависимости в диапазоне 50 Гц – 1 МГц одинаково хорошо описывается как с учетом проводимости, так и без (во втором случае только значительно, по сравнению с полученным из эксперимента, уменьшается значение  $\varepsilon(0)$ ). В тоже время высокочастотная область, в которой наблюдаются резонансные эффекты, значительно лучше описывается с учетом вклада проводимости в диэлектрический отклик системы.

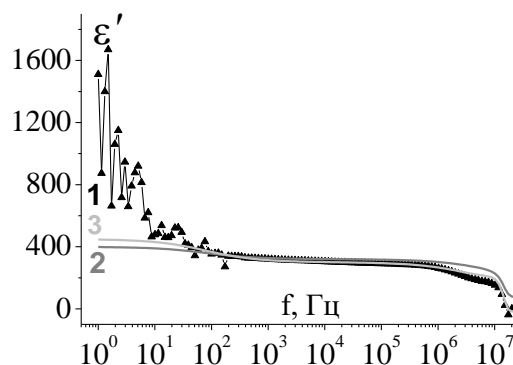


Рис. 1. Частотная зависимость действительной части комплексной диэлектрической проницаемости кривая 1 – эксперимент LNN10 (T = 30°C); 2, 3 – расчет. Кривая 3 с учетом проводимости, 2 – без.

Линейный участок частотной зависимости в диапазоне 50 Гц – 1 МГц одинаково хорошо описывается как с учетом проводимости, так и без (во втором случае только значительно, по сравнению с полученным из эксперимента, уменьшается значение  $\varepsilon(0)$ ). В тоже время высокочастотная область, в которой наблюдаются резонансные эффекты, значительно лучше описывается с учетом вклада проводимости в диэлектрический отклик системы.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Малышева Н.Е. Дисс. на соискание уч. степени канд. физ.-мат. н. ТвГУ Тверь, 2023.
2. Jonscher A.K. Dielectric relaxation in solids (London: Chelsea Dielectrics Press), 400 (1983).
3. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков (Киев: «Вища школа»), 400 (1980).

## **Оптические свойства кристаллов твердых растворов ниобата- танталата лития $\text{LiNb}_{(1-x)}\text{Ta}_x\text{O}_3$**

Е.В. Забелина<sup>1</sup>, А.А. Мололкин<sup>1,2,3</sup>, Н.С. Козлова<sup>1</sup>, В.М. Касимова<sup>1</sup>,  
Р.Р. Фахртдинов<sup>3</sup>, В.Е. Умылин<sup>1</sup>, А.В. Сосунов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», 119049,  
Москва, Россия

e-mail: [zabelina.ev@misis.ru](mailto:zabelina.ev@misis.ru)

<sup>2</sup>АО «ФОМОС-МАТЕРИАЛЫ», 107023, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,  
142432, Черноголовка Россия

<sup>4</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет, 614068, Пермь,  
Россия

В настоящее время получение и исследование свойств кристаллов твердых растворов  $\text{LiNb}_{(1-x)}\text{Ta}_x\text{O}_3$  (LNTx) промежуточных составов от  $\text{LiNbO}_3$  до  $\text{LiTaO}_3$  является перспективным и развивающимся направлением. Варьирование состава позволяет в значительной степени регулировать физические свойства материала и получать кристаллы с востребованными свойствами. Кристаллы LNTx относятся к точечной группе симметрии  $3m$  и пространственной группе симметрии  $R3c$ .

Целью данной работы является получение кристаллов из шихты  $\text{LiNb}_{0.95}\text{Ta}_{0.05}\text{O}_3$  и исследование их оптических свойств.

Модернизирована ростовая установка, оптимизированы технологические параметры выращивания и получены кристаллы твердых растворов промежуточных составов LNTx высокого качества: бесцветные, не содержащие видимых дефектов, пор, пузырей и трещин. Изготовлен образец в виде прямоугольного параллелепипеда 10.5x10.5x12.4 мм, ориентированный по кристаллофизическим осям координат ось X перпендикулярна плоскости  $m$ , ось Z параллельна оси 3-го порядка, XYZ образуют правую ортогональную тройку. Измерены спектральные зависимости коэффициентов пропускания  $T(\lambda)$  с учетом анизотропии и дихроизма в естественно-поляризованном свете в диапазоне длин волн (300-700) нм на спектрофотометре Cary-5000 фирмы Agilent Technologies с универсальной измерительной приставкой UMA в области состава  $\text{LiNb}_{0.915}\text{Ta}_{0.085}\text{O}_3$ . Построены спектральные зависимости показателей поглощения  $\alpha(\lambda)$  и степени дихроизма  $\Delta(\lambda)$ . На зависимостях  $\alpha(\lambda)$  независимо от направления распространения света наблюдается полоса поглощения при  $\lambda \sim 480$  нм. При распространении света перпендикулярно 3-го оси дополнительно наблюдаются полосы поглощения при  $\lambda \sim 563, 607, 624$  и  $656$  нм. Зависимости  $\Delta(\lambda)$  для X и Y-срезов характеризуются одними и теми же экстремумами, положения которых соответствуют полосам поглощения на зависимостях  $\alpha(\lambda)$ , дополнительно проявляются экстремумы при  $\lambda \sim 400, 445$  и  $464$  нм. Зависимости  $\Delta(\lambda)$  при распространении света вдоль оптической оси отличаются от нуля, характеризуются существенно меньшими величинами, чем в направлениях, перпендикулярных оптической оси, и наличием экстремумов при  $\lambda \sim 440, 560, 600, 620$  и  $640$  нм. Природа наблюдавшихся полос на зависимостях  $\alpha(\lambda)$  и  $\Delta(\lambda)$  требует дальнейших исследований.

Рост экспериментальных образцов кристаллов состава  $\text{LiNb}_{(1-x)}\text{Ta}_x\text{O}_3$  выполнен при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания № 075-01304-23-00. Исследования оптических свойств кристаллов  $\text{LiNb}_{(1-x)}\text{Ta}_x\text{O}_3$  проводились в аккредитованной лаборатории полупроводниковых материалов и диэлектриков «Монокристаллы и заготовки на их основе» НИТУ МИСиС при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам FSME-2023-0003.

## **Исследование статического флексоэлектрического эффекта в монокристаллах SrTiO<sub>3</sub>, KTaO<sub>3</sub> и BaTiO<sub>3</sub>**

В.Г. Залесский, Е.Д. Обозова

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург,*  
*e-mail: [vg.zallessky@gmail.com](mailto:vg.zallessky@gmail.com)*

Изучение флексоэлектрических материалов представляет очевидный практический интерес для создания новых устройств интегральной электроники и микроэлектромеханических систем. Флексоэлектричество достигает наибольшей величины в объектах наноскопического масштаба и в диэлектриках с высокой диэлектрической восприимчивостью, поэтому сегнетоэлектрики являются наиболее перспективными для практического использования эффекта [1]. Кристаллы со структурой перовскита SrTiO<sub>3</sub> и BaTiO<sub>3</sub> рассматриваются как модельные кристаллы, однако в настоящее время наблюдается значительный разброс в экспериментальных и теоретических оценках их флексоэлектрических коэффициентов. Предполагается, что расхождение связано с необходимостью учета структуры, механических свойств, химического состава и т. д. Нами исследованы прямой и обратный статический флексоэлектрический эффект в тонких монокристаллических пластинах SrTiO<sub>3</sub>, KTaO<sub>3</sub> и BaTiO<sub>3</sub>. При изучении флексоэлектрических свойств кристаллов мы сделали акцент на влиянии следующих факторов: 1) тип неоднородной деформации (сферические, цилиндрические изгибы) 2) гистерезисные явления, обусловленные пластическими свойствами и влиянием распределения пространственного заряда, которые наблюдаются в реальных кристаллах.

Серия исследований прямого и обратного флексоэлектрического эффектов, а также измерение зависимости неоднородной деформации от неоднородной механической нагрузки проводились на тонких монокристаллических пластинах толщиной порядка 100 мкм и площадью 1 см<sup>2</sup>. Индуцированную неоднородную деформацию пластин исследовали с помощью сканирующего интерференционного микроскопа с разрешением 10 нм. Такие свойства, как упругость и пластичность, характеризующие неоднородную деформацию, а также полярный отклик на градиент деформации исследовали с помощью приложения точечной механической нагрузки. В результате получены следующие данные: 1) в случае обратного эффекта определен тип неоднородной деформации и зависимость ее величины от кристаллографических направлений; 2) произведены оценки флексоэлектрических коэффициентов по данным измерений прямого и обратного статического флексоэлектрического эффекта; 3) изучено явление гистерезиса, сопровождающее флексоэлектрический отклик, и показана его связь с пластичностью кристалла и перераспределением объемного заряда.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Tagantsev A. K., Yudin P. V., Flexoelectricity in solids (World Scientific Publishing Co., Singapore), 412 (2017)

**Исследование процессов релаксации  
 в керамике  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$**

**В.В. Иванов, О.В. Малышкина, И.Л.Кислова, А.И. Иванова,**

*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*  
*e-mail: [vladislav\\_40@mail.ru](mailto:vladislav_40@mail.ru)*

В работе методом диэлектрической спектроскопии исследованы релаксационные процессы в керамике керамики  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$  (BST) с  $x=0.1; 0.2; 0.25; 0.3; 0.35; 0.4; 0.5$ . Образцы были получены методом твердофазного синтеза. Спектральные исследования комплексной диэлектрической проницаемости проводились на анализаторе частотного отклика ВЕКТОР–175 в диапазоне частот от 0.1 Гц до 30 МГц. В интервале частот 0.1 – 10 Гц у всех исследуемых составов наблюдался разброс значений, как диэлектрической проницаемости, так и тангенса угла диэлектрических потерь, характерный для сегнетоэлектрических керамик, что обусловлено присутствием объемных зарядов по границам зерен. Наибольшее значение диэлектрической проницаемости при комнатной температуре имеет состав  $Ba_{0.75}Sr_{0.25}TiO_3$ .

Тангенс угла диэлектрических потерь имеет максимум во всех образцах на частоте, которая соответствует резкому уменьшению значений диэлектрической проницаемости, что, как известно, что соответствует классическому Дебаевскому поведению релаксационных процессов. Данная частота зависит от соотношения Ba/Sr в составе керамики BST.

Для детального анализа релаксационных процессов были построены диаграммы дисперсии  $\epsilon''(\epsilon')$  в температурном диапазоне – от 0 до 170°C. Вид диаграмм  $\epsilon''(\epsilon')$  представляет собой дугу окружности на высоких частотах и прямую на низких. Это свидетельствует о присутствии двух различных релаксационных процессов. При увеличении содержания Sr граница области линейной дисперсии сдвигается в сторону высоких частот: от 30 Гц для состава с  $x = 0.1$ , до 260 Гц для состава с  $x = 0.5$ .

На более высоких частотах (больше 10 МГц) диаграммы  $\epsilon''(\epsilon')$  имеют вид несимметричной дуги полуокружности с центром ниже оси абсцисс. Это свидетельствует о наличии спектров времен релаксации. Для оценки наиболее вероятных времен релаксации и ширины спектра использовалась теория Коул-Коула. Полученные значения времен релаксации свидетельствуют о наличии механизма тепловой ионной поляризации в данных составах. При комнатной температуре среднее время релаксации ( $\tau_\epsilon$ ) увеличивается с увеличением концентрации Sr от  $10^{-6}$  с для  $Ba_{0.9}Sr_{0.1}TiO_3$  до  $10^{-5}$  с для  $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$ . При этом ширина спектров времен релаксации практически не зависит от концентрации стронция в образцах и варьируется около значений 0.22–0.24.

Таблица. Наиболее вероятные времена релаксации образцов керамики  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$

$Ba_{0.9}Sr_{0.1}TiO_3$		$Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$		$Ba_{0.75}Sr_{0.25}TiO_3$		$Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO_3$		$Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$		$Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$	
$T, ^\circ C$	$\tau, c$	$T, ^\circ C$	$\tau, c$	$T, ^\circ C$	$\tau, c$	$T, ^\circ C$	$\tau, c$	$T, ^\circ C$	$\tau, c$	$T, ^\circ C$	$\tau, c$
30	$2.1 \cdot 10^{-6}$	30	$6.1 \cdot 10^{-5}$	29	$2.4 \cdot 10^{-5}$	30	$8.01 \cdot 10^{-5}$	32	$3.5 \cdot 10^{-5}$	-11	$3.55 \cdot 10^{-5}$
88	$7.2 \cdot 10^{-5}$	71	$1.8 \cdot 10^{-5}$	80	$9.2 \cdot 10^{-6}$	66	$1.8 \cdot 10^{-5}$	51	$1.6 \cdot 10^{-5}$	9	$1.37 \cdot 10^{-5}$
91	$6.9 \cdot 10^{-5}$	81	$1.4 \cdot 10^{-5}$	110	$4.7 \cdot 10^{-6}$	80	$1.05 \cdot 10^{-5}$	68	$9.1 \cdot 10^{-6}$	25	$8.84 \cdot 10^{-6}$
101	$5.3 \cdot 10^{-5}$	91	$1.0 \cdot 10^{-5}$	126	$3.5 \cdot 10^{-6}$	91	$6.98 \cdot 10^{-6}$	130	$1.8 \cdot 10^{-6}$	65	$2.36 \cdot 10^{-6}$
134	$3.5 \cdot 10^{-5}$	129	$4.1 \cdot 10^{-6}$	170	$2.7 \cdot 10^{-6}$	131	$2.36 \cdot 10^{-6}$	139	$1.4 \cdot 10^{-5}$	73	$2.06 \cdot 10^{-6}$

## **Теоретическое исследование влияния механического напряжения на пьезоэлектрические коэффициенты сегнетоэлектрических HfO<sub>2</sub> пленок**

Е.Б. Калика, Е.А. Губерна, И.Г. Марголин, А.А. Чуприк

Московский физико-технический институт (НИУ), 141701, Долгопрудный, Россия  
e-mail: [kalika.eb@phystech.edu](mailto:kalika.eb@phystech.edu)

На сегодняшний день тонкие пленки оксида гафния (HfO<sub>2</sub>) являются одним из наиболее перспективных материалов для применения в электронике для разработки энергонезависимой памяти. Действительно, в отличие от классических сегнетоэлектриков на основе перовскитов, они идеально совместимы со современной кремниевой технологией [1] и демонстрируют сегнетоэлектрические свойства даже в нанометровом масштабе (4-30 нм), что позволяет достичь высокой масштабируемости ячеек памяти. С другой стороны, сегнетоэлектрические HfO<sub>2</sub> пленки также потенциально могут использоваться в пьезоэлектрических устройствах, таких как автономные источники питания, генераторы, актюаторы, отражатели и т.д. Поскольку конформные HfO<sub>2</sub> пленки могут быть выращены методом атомно-слоевого осаждения на трехмерных подложках, существует возможность проектирования пьезоэлектрических устройств новых типов, невозможных ранее.

Теоретические исследования ранее показали, что продольный пьезоэлектрический коэффициент отрицательный и составляет 1-2 пм/В [2-4], в то время как экспериментальные значения коэффициента – на порядок меньше [5]. Заниженная величина пьезоэлектрического коэффициента была получена независимо двумя способами: с помощью микроскопии пьезоотклика (piezoresponse force microscopy, PFM), и методом *in situ* синхротронной рентгеновской микродифрактометрии [5]. Более того, известно, что пьезоэлектрический отклик оксида гафния сильно варьируется в зависимости от толщины пленки, которая, в свою очередь, влияет на внутреннее механическое напряжение [4]. Это может свидетельствовать о том, что пленка HfO<sub>2</sub> после отжига, необходимого для формирования сегнетоэлектрической структурной фазы, находится в напряженном состоянии.

В данной работе изучается влияние механического напряжения на пьезоэлектрические свойства HfO<sub>2</sub>. Проведенные *ab initio* расчеты показали, механическое напряжение в пленке может приводить к уменьшению пьезоэлектрического коэффициента на порядок величины, что объясняет отличие экспериментальных данных от предсказанных теоретически.

Исследования выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 20-19-00370, <https://rscf.ru/project/20-19-00370/>.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Clima, S., Wouters D.J., Adelman C., Schenk T., Schroeder U., Jurczak M. and Pourtois G., Appl. Phys. Lett. **104**, 092906 (2014).
2. Falkowski M. and Kersch A., ACS Appl. Mater. Interfaces **12**, 32915–32924 (2020).
3. Starschich S., Schenk T., Schroeder U. and Boettger U., Appl. Phys. Lett. **110**, 182905 (2017).
4. Dutta S., Buragohain P., Glinsek S., Richter C., Aramberri H., Lu, H. Schröder U., Defay E., Gruverman A. and Íñiguez J., Nat. Commun. **12**, 7301 (2021).
5. Chouprik A., Kirtaev R., Korostylev E., Mikheev V., Spiridonov M. and Negrov D., Nanomat. **12**, 1483 (2022).

## **Изменения микроструктуры и сегнетоэлектрических свойств тонких пленок ЦТС при тонком варьировании состава в области морфотропной фазовой границы**

**Е.Ю. Каптелов<sup>1</sup>, М.В. Старицын<sup>2</sup>, В.П. Пронин<sup>3</sup>, И.И. Хинич<sup>3</sup>,  
С.В. Сенкевич<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [Kaptelov@mail.ioffe.ru](mailto:Kaptelov@mail.ioffe.ru)*

<sup>2</sup> *НИЦ «Курчатовский институт» - НИИ Конструкционных материалов «Прометей»  
им. И.В. Горынина, 191015 г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup> *Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена,  
191186 Санкт-Петербург, Россия*

Твердые растворы цирконата-титаната свинца (ЦТС) являются широко используемым сегнетоэлектрическим материалом для различных приложений как в виде керамики, так и в виде тонких плёнок. Наиболее востребованные составы соответствуют области морфотропной фазовой (МФГ) границы, разделяющей тетрагональную и ромбоэдрическую модификации сегнетоэлектрической фазы. Как показали исследования, проведенные в начале этого века, МФГ представляет собой узкую область, где сосуществуют две модификации сегнетоэлектрической фазы – моноклинная и тетрагональная [1-2]. Целью настоящей работы стало исследование фазового состояния и сегнетоэлектрических свойств тонких пленок ЦТС при тонком варьировании атомов Zr и Ti в области МФГ.

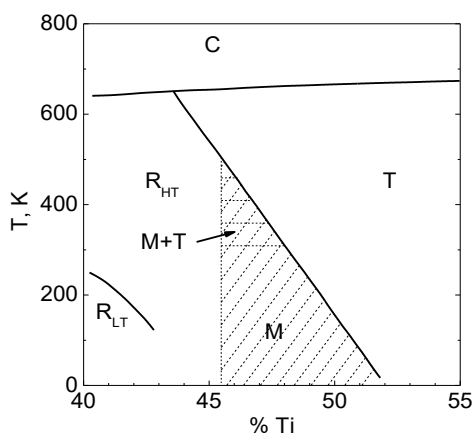


Рис. 1. Фазовая диаграмма ЦТС в области морфотропной фазовой границы [1].

Пленки изготавливались по двухстадийной технологии. Расстояние от мишени до подложки «*d*» варьировалось в диапазоне 30-70 мм. Толщина осажденных слоев составляла ~ 500 нм. Анализ состава осажденных (аморфных) пленок показал, что с увеличением расстояния мишень-подложка элементное соотношение атомов Zr и Ti монотонно менялось в сторону уменьшения количества атомов титана. Диапазон изменения состава составил ~ 1.5% - от  $x = 0.485$  до  $x = 0.47$ . Такое изменение состава покрывает значительную область МФГ. С ростом содержания атомов Zr наблюдались скачок параметра псевдокубической решетки, резкое изменение диэлектрической проницаемости и остаточной поляризации.

Особенности изменения структуры и физических свойств тонких пленок могут быть связаны с фазовой трансформацией из ромбоэдрической фазы ( $R_{HT}$ ) в фазовое состояние, характеризующееся сосуществованием моноклинной и тетрагональной фаз ( $M+T$ ).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Noheda B., Wu L., Zhu Y., Phys. Rev. B **66**, 060103(R) (2002).
2. Ke X.Q., Wang D., Ren X., Wang Y., Phys. Rev. B **88**, 214105 (2013).

## **Зависимость комплексных электромеханических параметров плотных и пористых пьезокерамических элементов от соотношения размеров**

М.Г. Константинова, П.А. Абрамов, Н.А. Швецова,  
И.А. Швецов, Е.И. Петрова, А.Н. Рыбняец

*Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*  
*e-mail: [mkonstantinova0305@gmail.com](mailto:mkonstantinova0305@gmail.com)*

Пьезоэлектрические материалы широко используются во многих приложениях, включая медицинские и ультразвуковые преобразователи, датчики и устройства сбора энергии. В большинстве приложений обычно используются плотные пьезокерамические материалы системы ЦТС, для которых соотношение размеров является критическим фактором, ограничивающим частотный диапазон и эффективность устройств. Поэтому значительный интерес представляет исследование анизотропных композиционных материалов, для которых соотношение сторон не столь критично.

В настоящей работе исследованы комплексные диэлектрические, электромеханические и упругие параметры плотных и пористых пьезокерамических элементов прямоугольной формы с целью установления оптимального соотношения сторон для оптимизации эффективности резонаторов, работающих на толщинной моде колебаний. В качестве объекта исследования выбрана плотная и пористая пьезокерамика системы ЦТС состава  $Pb_{0.95}Sr_{0.05}Ti_{0.4}Zr_{0.53}O_3 + 1\% Nb_2O_5$  с относительной пористостью от 0 до 40%. Были изготовлены и исследованы прямоугольные образцы пьезокерамик с соотношением сторон  $G = W_2 \times W_1$  в диапазоне от 1 до 6 при одинаковой толщине. Измерены зависимости действительной и мнимой частей пьезоэлектрических ( $e_{33}$ ), электромеханических ( $k_t$ ), упругих ( $C_{33}^D$ ,  $C_{33}^E$ ) и диэлектрических ( $\epsilon_{33}^S$ ) коэффициентов от соотношения сторон  $G$  на толщинной моде колебаний пористых и плотных пьезокерамических образцов с использованием анализатора импеданса Agilent 4294A и программы анализа пьезорезонансных спектров (PRAP). Измерения частотных зависимостей комплексных параметров в диапазоне частот до 40 МГц проводились с помощью PRAP-анализа резонансов высоких порядков колебаний толщинных мод пьезокерамических элементов с различным соотношением сторон.

Установлено, что зависимости комплексных электромеханических параметров пористых пьезокерамических элементов от соотношения размеров  $G$  имеет значительно менее выраженный колебательный характер, чем для плотной пьезокерамики типа ЦТС во всем диапазоне значений  $G$  от 1 до 6 из-за присущей анизотропии электромеханических параметров пористой пьезокерамики. Полученные зависимости позволяют подобрать оптимальные значения соотношения сторон пьезоэлементов для каждого измеряемого параметра и, соответственно, максимально увеличить эффективность и расширить частотный диапазон пьезоэлектрических и ультразвуковых преобразователей.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-11-00302, <https://rscf.ru/project/22-11-00302/> в Южном федеральном университете.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kim M., Kim J., Cao W., Appl. Phys. Lett. **87**, 132901 (2005).

## Температурная и полевая стабилизация характеристик многослойных пленок титанатов бария-стронция

А.В. Корбут, Е.А. Соснов, А.А. Малыгин

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [korbut.andrej@technolog.edu.ru](mailto:korbut.andrej@technolog.edu.ru)

Твердые растворы титанатов бария-стронция ( $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ , ТБС) хорошо известны как сегнетоэлектрики со структурой перовскитного типа и широко применяются в СВЧ радиоэлектронике вследствие высоких значений диэлектрической проницаемости ( $\epsilon \sim 10^3$ ), высокой нелинейности и при этом достаточно низкого тангенса угла диэлектрических потерь ( $tg\delta$ ). Легирование данного твердого раствора примесями Mn, Mg, La и других элементов позволяет изменять электрические характеристики ТБС в широком диапазоне [1-3].

В настоящей работе представлено исследование встречно-штыревых конденсаторов, изготовленных на основе многослойной пленки ТБС. Металлические электроды были нанесены фотолитографией с последующим жидкостным травлением. Ширина зазора составляет 5.6 мкм.

Экспериментальные зависимости емкости планарного сегнетоэлектрического конденсатора от управляющего напряжения и температуры представлены на рисунках 1 и 2. Сопоставление представленных данных свидетельствует, что применение многослойной структуры позволяет снизить температурную зависимость проницаемости ТБС, сохранив при этом полевую.

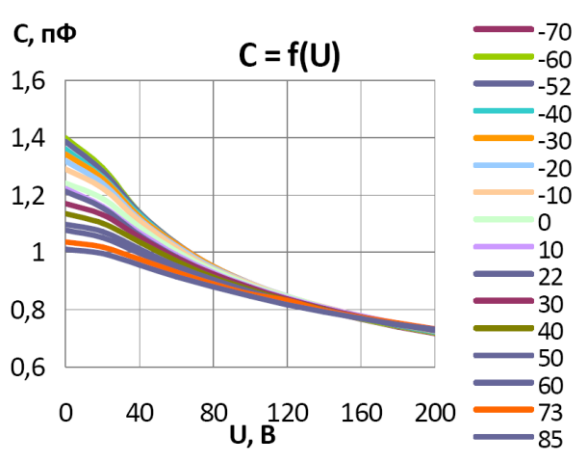


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики конденсатора на основе многослойной пленки ТБС в диапазоне температур  $-70...+85$  °C

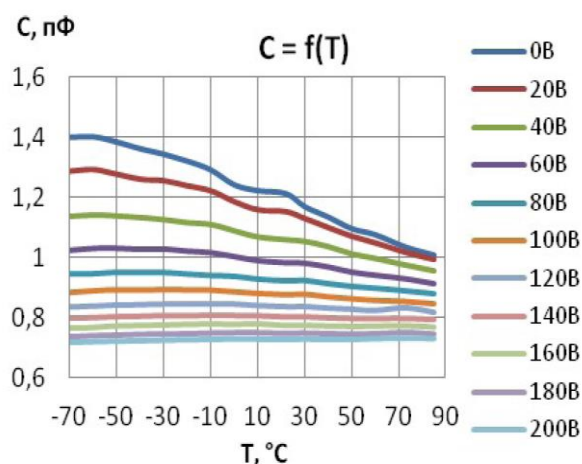


Рис. 2. Температурные зависимости емкости конденсатора на основе многослойной пленки ТБС в диапазоне управляющих напряжений  $0...200$  В

Работа подготовлена в рамках программы научных исследований Первого всероссийского инжинирингового центра технологии молекулярного наслаивания СПбГТИ(ТУ) (соглашение Министерства образования и науки России № 075-15-2021-028)

### ЛИТЕРАТУРА

1. Subramanyam G., Chen C., Dey S., Integrated Ferroelectrics **77**, 189 (2005).
2. Wu H.-D., Barnes F.S., Intergrated Ferroelectrics **22**, 291 (1998).
3. Dedyk A.I., Karmanenko S.F., Melkov A.A., et al., Ferroelectrics **286**, 267 (2003).



## **Фазовые состояния и эффект СВЧ резонанса в твёрдых растворах Ba(Zr,Ti)O<sub>3</sub>**

**А.С. Королькова<sup>2</sup>, Д.В. Волков<sup>1</sup>, П.А. Астафьев<sup>2</sup>, А.А. Павелко<sup>2</sup>, И.А. Вербенко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет,  
344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [dvvolkov@sfedu.ru](mailto:dvvolkov@sfedu.ru)*

<sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

В физике конденсированного состояния большое внимание уделяется разработке новых и совершенствованию существующих материалов для электронной компонентной базы. Среди приоритетных направлений выделяют экологичность, энергоэффективность и долговечность. Однако большинство высокоэффективных сегнетоэлектрических материалов для электронной компонентной базы представляют собой свинецсодержащие соединения. Такие материалы, в случае попадания в окружающую среду, ведут к её загрязнению и наносят вред здоровью человека. К значимым бессвинцовым сегнетоэлектрическим материалам относят BaTiO<sub>3</sub> который обладает высокой диэлектрической проницаемостью, характерной пирозлектрической активностью и низким коэффициентом диэлектрических потерь. Твёрдые растворы (ТР) на основе BaTiO<sub>3</sub> демонстрируют большой КПД, высокую плотность энергии и напряжение пробоя [1-3]. Однако аспекты, связанные с эффектами, возникающими в области сверхвысоких частот (СВЧ) в научной литературе освещены недостаточно. Таким образом целью данной работы стало установление закономерностей между фазовыми состояниями и эффектами резонанса, возникающими в СВЧ диапазоне в ТР системы BaZr<sub>x</sub>Ti<sub>1-x</sub>O<sub>3</sub>, где  $x=0, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.45$ . Объекты исследования были получены методом двухстадийного твердофазного синтеза. Фазовый состав и полноту синтеза контролировали с помощью рентгеновской дифракции на длине волны CoK $\alpha$  с помощью дифрактометра ДРОН-3. Определение плотности образцов проводили методом гидростатического взвешивания в н-октане. Диэлектрическую проницаемость измеряли в широком диапазоне температур ( $T=80\div 500$  К) и частот ( $f=10\text{-}10^6$  Гц). Измерения в СВЧ-диапазоне проводились при помощи P9375A «Keysight». Установлено, что в ТР при комнатной температуре, сосуществует две фазы со схожими параметрами элементарной ячейки. Обнаружено нелинейное изменение плотности в областях морфотропных фазовых переходов. Исследование диэлектрической проницаемости указало на концентрации, при которых происходит постепенное снижение температуры Кюри и области неустойчивого сегнетоэлектрического состояния. Измерения коэффициентов отражения и передачи, а также коэффициентов поглощения электромагнитных волн СВЧ диапазона цилиндрическими образцами материала показали наличие резонансного отклика в образцах, находящихся в параэлектрическом состоянии. Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(Г30110/23-11-ИФ).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Nitish K., Aleksey I., Troy A. et al., Appl. Phys. Lett., **106**. Art. No. 252901 (2015).
2. Zhongshuai L., Ming L., Chunrui M. et al., Mater. Chem. A. **6**, p. 12291-12297 (2018).
3. Maiti T., Guo R., Bhalla A.S., J. of the American Ceramic Society, **91**, 1769 (2008).

## **Дефекты решетки и магнитный отклик в субмикронном титанате бария**

Л.Н. Коротков<sup>1</sup>, Н.А. Толстых<sup>1</sup>, Т.Н. Короткова<sup>2</sup>, А.В. Белушкин<sup>3</sup>,  
Р.М. Еремина<sup>4</sup>, Н.А. Емельянов<sup>5</sup>  
e-mail: [l\\_korotkov@mail.ru](mailto:l_korotkov@mail.ru)

<sup>1</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

<sup>2</sup>Воронежский институт МВД РФ, Воронеж, Россия

<sup>3</sup>Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка, ОИЯИ, Дубна, Россия

<sup>3</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>3</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>4</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, Казань, Россия

<sup>5</sup>Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

Титанат бария ( $\text{BaTiO}_3$ ) – известный сегнетоэлектрик семейства перовскита, нашедший широкое применение в устройствах электронной техники. Электронная структура титаната бария [ $\text{Ba}^{2+}(6s^0)$ ,  $\text{Ti}^{4+}(3d^0)$ ,  $\text{O}^{2-}(2s^2 2p^6)$ ] характеризуется нулевым магнитным моментом и поэтому по магнитным свойствам его относят к диамагнетикам.

Вместе с тем, в известно о наблюдениях слабого ферромагнитного отклика в частицах  $\text{BaTiO}_3$  субмикронных размеров, а также в объемном  $\text{BaTiO}_3$  при условии, что в нем создана достаточно высокая концентрация определенных дефектов.

Считается, что к возникновению магнитного упорядочения приводит повышенное содержание вакансий атомов кислорода, вследствие чего происходит уменьшение степени окисления титана с  $\text{Ti}^{4+}$  до  $\text{Ti}^{3+}$ . Ионы  $\text{Ti}^{3+}$  обладают не скомпенсированными спинами, взаимодействующими друг с другом при достаточно высокой их концентрации.

Несмотря на сравнительно большое число публикаций, посвященных проблеме слабого ферромагнетизма в нанобъектах, закономерности этого явления и связь его с определенными типами нарушений кристаллической решетки до сих пор не установлена.

В связи с этим целью данной работы стало изучение влияния дефектов кристаллической решетки на величину ферромагнитного отклика в частицах  $\text{BaTiO}_3$  субмикронных и нано размеров.

Для экспериментов были использованы ультрадисперсные коммерческие порошки титаната бария и порошки, полученные помолом предварительно синтезированных материалов в планетарной мельнице. Размеры частиц варьировались в пределах 50 – 400 нм. Спрессованные образцы подвергались термическому отжигу при различных температурах в окислительной, восстановительной и инертной средах.

Для определения типов решеточных дефектов наночастиц  $\text{BaTiO}_3$ , использовались методы, комбинационного рассеивания света, ЭПР, ИК спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии аннигиляции позитронов.

Результаты исследований позволили установить связь между размерами наночастиц, концентрацией и типом решеточных дефектов, и намагниченностью насыщения наноструктурированного материала.

Полученные результаты обсуждаются.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания, проект № FZGM-2023-0006.

## Влияние диоксида кремния на структуру и диэлектрические свойства титаната бария

Л.Н. Коротков<sup>1</sup>, Н.А. Толстых<sup>1</sup>, Н.Н. Бородин<sup>1</sup>, М.А. Каширин<sup>1</sup>,  
Р.Г. Анисимов<sup>1</sup>, С.В. Попов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия  
e-mail: [l\\_korotkov@mail.ru](mailto:l_korotkov@mail.ru)

<sup>2</sup>Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина», Воронеж, Россия

Титанат бария ( $\text{BaTiO}_3$ ) – один из наиболее известных сегнетоэлектриков, интерес к которому не ослабевает до настоящего времени. Он образует твердые растворы с рядом оксидов, катионы которых входят либо в подрешетку Ba, либо в подрешетку Ti. В настоящее время большинство таких твердых растворов хорошо изучены. Среди них, пожалуй, наименее исследованными оказались твердые растворы  $\text{BaTi}_{1-x}\text{Si}_x\text{O}_3$ , несмотря на то что композиты  $\text{BaTiO}_3 - \text{SiO}_2$  достаточно широко используются на практике. Еще одним практическим аспектом, вызывающим интерес к системе титанат бария – оксид кремния являются устройства микро- и наноэлектроники, а также МЭМС в которых  $\text{BaTiO}_3$ , интегрирован в кремневый чип.

В связи с вышеизложенным целью данной работы стало получение твердых растворов титаната бария – диоксида кремния и исследование их кристаллической структуры и диэлектрических свойств.

В ходе эксперимента по керамической технологии были получены образцы модифицированного кремнием титаната бария  $\text{BaTi}_{1-x}\text{Si}_x\text{O}_3$  следующих составов:  $x = 0.0; 0.5; 1.0; 2.0$  и  $5.0$  %. Методом рентгенодифракционного анализа изучена их структура. В широком интервале температур на частотах 25 Гц - 1 МГц исследованы диэлектрические свойства синтезированных материалов.

Анализ результатов эксперимента показал, что параметры кристаллической ячейки (a и c), ее объем (V) и степень ее тетрагональных искажений ( $\alpha$ ) уменьшаются с увеличением содержания кремния при концентрациях  $x \leq 1$  %. Это позволяет предположить, что при малых концентрациях x ион  $\text{Si}^{4+}$  (ионный радиус 0.54 Å) замещает ион  $\text{Ti}^{4+}$  (ионный радиус 0.75 Å) в решетке титаната бария. С образованием твердого раствора  $\text{BaTi}_{1-x}\text{Si}_x\text{O}_3$ . При концентрациях  $x \geq 2\%$  замещение ионов титана ионами кремния, по-видимому, прекращается.

Модификация титаната бария кремнием обуславливает заметное уменьшению диэлектрической проницаемости материала и небольшое снижение температуры сегнетоэлектрического фазового перехода. При этом имеет место значительное уменьшение температуры и константы Кюри - Вейсса. Показано, что составы  $\text{BaTiO}_3 - \text{SiO}_2$  проявляют некоторые черты релаксорного сегнетоэлектрика: наблюдается размытие максимума диэлектрической проницаемости в окрестности  $T_C$  и появляется слабая зависимость его положения от частоты измерительного поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания, проект № FZGM-2023-0006.

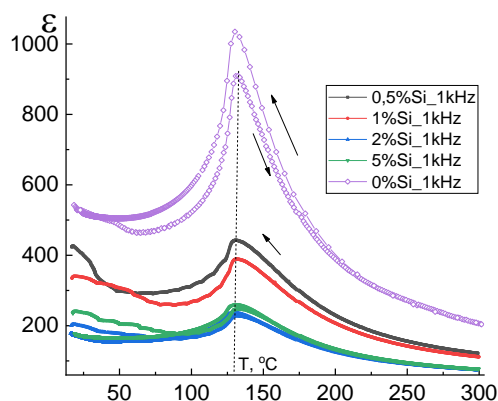


Рис. 1. Зависимости  $\varepsilon(T)$  для титаната бария с различными добавками кремния при нагреве и охлаждении образцов

## Пироэлектрический эффект в интегрально-оптических чипах на неполярном X-срезе кристаллов ниобата лития

С.М. Кострицкий<sup>1</sup>, А.В. Яценко<sup>2</sup>, В.А. Федоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ООО НПК Оптолинк, 124489, Зеленоград, Москва, Россия

e-mail: [skostritskii@optolink.ru](mailto:skostritskii@optolink.ru)

<sup>2</sup>Физико-технический институт, 295007, Симферополь, Россия

Кристалл ниобата лития (НЛ)  $\text{LiNbO}_3$  обладает пироэлектрическим эффектом, поэтому быстрое изменение температуры вызывает появление большого электрического поля из-за долгого времени характерного для компенсации пироэлектрических зарядов в кристаллах НЛ [1,2]. Появление этого поля может повлиять на распространение света в волноводах интегрально-оптических (ИО) чипов [1]. Поэтому нами исследованы изменения оптических потерь  $\alpha$  при быстрых изменениях температуры  $T$  ( $V = dT/dt \geq 4$  К/мин) в ИО Y-разветвителях как с Au/Cr-электродами копланарными с волноводами на  $-X$  поверхности (электрооптических модуляторов), так и без электродов (пассивных разветвителях  $1 \times 2$ ) (рис. 1).

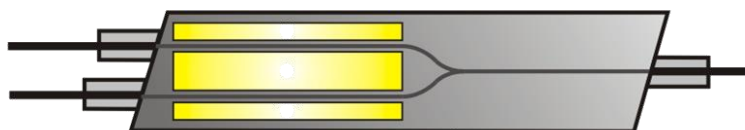


Рис. 1. Схема расположения электродов (показаны жёлтым) и канальных волноводов (чёрные линии внутри чипа) на главной поверхности ИО чипа модулятора. Au/Cr-электроды не напыляются на поверхность пассивных Y-разветвителей.

Для измерения пироэлектрического отклика, электроды модулятора подключались к входу электрометра. Чипы были изготовлены на пластинах НЛ X-среза, и содержали канальные протонообменные волноводы. Две компоненты пироэлектрического отклика наблюдались при изменении температуры: 1 – медленно меняющаяся компонента; 2 – мощные короткие ( $\leq 0.11$  мсек) импульсы [2].

Установлено, что временная зависимость увеличения оптических потерь ( $\Delta\alpha = 0.9 - 4.0$  дБ) при быстром и значительном изменении температуры коррелирует с динамикой медленной компоненты пироэлектрического отклика, как при нагревании, так и при охлаждении модуляторов. У пассивных разветвителей  $\Delta\alpha \leq 0.5$  дБ при таких же изменениях температуры, что указывает на меньшую величину напряжённости пироэлектрического поля по сравнению с модуляторами. Это обусловлено тем, что пироэлектрическое поле вызывает перераспределение свободных зарядов в металле и их скопление на краях электродов. Таким образом, в области краев электродов за счет коронного эффекта формируется высокий уровень напряженности электрического поля [3], намного превосходящий (в 5-7 раз) уровень пироэлектрического поля ( $E \approx 3.4 \cdot 10^4$  В/см), наблюдаемый при  $\Delta T = -1$  К и  $V = 4$  К/мин в ИО чипах без электродов.

Показано, что такое увеличение оптических потерь значительно уменьшается нанесением дополнительных электродов на поверхность чипа ИО модулятора.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ponomarev R.S., Shevtsov D.I., and Karnaushkin P.V., Appl. Sci. **9**, 4585 (2019).
2. Kostritskii S.M. et al., Ferroelectrics, **574**, 171 (2021).
3. Aksarin S.M., et al., J. Information Technologies, Mechanics and Optics, **21**, 361 (2021).

## **ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ И ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ**

С.М. Кострицкий<sup>1</sup>, О.Г. Севостьянов<sup>2</sup>, М.Н. Палатников<sup>3</sup>, Н.В. Сидоров<sup>3</sup>,  
Н.А. Теплякова<sup>3</sup>, И.М. Чиркова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НПК ООО Оптолинк, 124489, Зеленоград, Москва, Россия  
e-mail: [skostritskii@optolink.ru](mailto:skostritskii@optolink.ru)

<sup>2</sup>Кемеровский государственный университет, 650000, Россия

<sup>3</sup>ИХТРЭМС КНЦ РАН, Апатиты, 184209, Россия

Выполнены исследования композиционной однородности, фоторефрактивных и оптических свойств монокристаллов  $\text{LiNbO}_3:(\text{Mg}, \text{Mg}:\text{Fe}, \text{Fe}$  и  $\text{Zn})$ , выращенных методом прямого легирования из конгруэнтного расплава. Проведена запись и термическая фиксация фазовых голограмм в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:(5.0\text{-}5.3 \text{ мол.}\% \text{ MgO}, 0.005\text{-}0.03 \text{ мол.}\% \text{ Fe}_2\text{O}_3, 3.0\text{-}4.5 \text{ мол.}\% \text{ ZnO})$ , обладающих заметным фоторефрактивным эффектом. Установлено, что кристаллы двойного легирования  $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}:\text{Fe}$  позволяют получить большую эффективность голографической записи, чем кристаллы  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ , что имеет большое практическое значение. Это обусловлено тем, что фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС), подавляющее голографическую запись, в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}:\text{Fe}$  значительно меньше, чем в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ . Измерения нелинейного поглощения (НЛП) и нелинейного рассеяния (НЛР) проведены методом  $z$ -сканирования с открытой апертурой. Для детального исследования НЛР схема  $z$ -сканирования была модифицирована установкой дополнительных фотоприемников, регистрирующих световые потоки, рассеянные под небольшим углом ( $8^\circ\text{-}14^\circ$ ) к падающему пучку [1].

Показано, что НЛР, обусловленное фоторефрактивным эффектом, вносит доминирующий вклад в нелинейное ослабление пропускания непрерывного лазерного излучения в исследованных легированных кристаллах ниобата лития. Особый интерес представляет то, что эффекты пространственного самовоздействия световых пучков, вызывающие ФИРС, т.е. специфическое НЛР, могут наблюдаться даже при милливаттных световых мощностях в этих кристаллах [1]. Измерение параметров индикатрисы ФИРС позволило оценить величины фотоэлектрических полей (фотовольтаического  $E_{\text{pv}}$  и диффузионного  $E_{\text{d}}$ ) в исследованных кристаллах [2]. Установлено, что во всех исследованных кристаллах величина напряженности фотовольтаического поля больше напряженности диффузионного поля ( $E_{\text{pv}} > E_{\text{d}}$ ). Величины  $E_{\text{pv}}$  и  $E_{\text{d}}$  увеличиваются с ростом интенсивности света  $I$  и имеют значения от 0.5 до  $6.8 \times 10^3$  В/см в исследованных кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}:\text{Fe}$  при  $I \approx 11$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 514.5$  нм). Таким образом, в исследованных легированных кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ , как и в номинально чистых кристаллах, преимущественным механизмом фоторефракции является фотовольтаический механизм. Он же вносит преимущественный вклад и в ФИРС. Установлено, что существует узкий диапазон технологических условий легирования, позволяющий достичь наибольших значений дифракционной эффективности фазовых голограмм.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kostritskii S.M. et al, Opt. Quant. Electron. **52(2)**, 92 (2020).
2. Сидоров Н.В., Палатников М.Н. и др., Неорганич. мат. **54**, 611 (2018)

## Особенности поляризации сегнетоэлектрических полимеров

В.В. Кочервинский<sup>1</sup>, Е.Л. Бурьянская<sup>1,2</sup>, Д.А. Киселев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГТУ Н.Э. Баумана, 105005, Москва, Россия  
e-mail; [kochval@mail.ru](mailto:kochval@mail.ru)

<sup>2</sup>НИТУ МИСИС, 119049, Москва, Россия

С использованием модифицированной схемы Сойера-Тауера исследованы процессы поляризации при  $T=20^{\circ}\text{C}$  пленок статистического сополимера винилиденфторида с тетрафторэтиленом состава 94-6. Толщина пленок 60 мк, материал электродов Ag. Конфигурация внешнего электрода - биполярный прямоугольный импульс с длительностью десятки секунд. Схема установки предусматривала измерение как поверхностной плотности заряда ( $D$  – электрическое смещение), так и проводимости ( $\sigma$ ) возникающей при поляризации. Анализ временной зависимости  $D$  при подаче на образец поля  $E$  проводили с учетом соотношения (1). То есть учитывали вклад в  $D$  как связанных (третье слагаемое), так и квазисвободных (второе слагаемое) зарядов.

$$D = \varepsilon_0 E + \sigma t^m E + 2P_r \left[ 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_s}\right)^n\right) \right] \quad (1)$$

где  $t$  время,  $P_r$  остаточная поляризация,  $\tau_s$  время переключения остаточной поляризации, а  $n$  и  $m$  – эмпирические коэффициенты.

Проводимость  $\sigma$  считали как из зависимостей  $D-t$ , так и с использованием метода квазистационарных токов. В последнем случае для одномерного случая плотность тока  $j$

$$j = \sigma E \quad (2)$$

Анализ показал, что для последнего случая проводимость всегда оказывается ниже, чем в случае расчета из кривых  $D-t$ . Это оказалось справедливым и в случае, когда поле оказывалось в несколько раз ниже коэрцитивного, которое для таких систем составляет 50 МВ/м. Отмеченное мы связываем с тем, что аморфная фаза (а ее ~50%) может также давать вклад в наблюдаемый пьезоотклик. Такую гипотезу проверяли сравнением среднего размера домена  $R_d$ , который считали из корреляционной функции пьезоэлектрического отклика и среднего размера кристалла считали по соотношению (3) из данных рентгеновской дифракции

$$l_c = \frac{0,9k\lambda}{\cos\theta\sqrt{\beta^2 - \beta_s^2}} \quad (3)$$

где  $k$  – порядок дифракции,  $\lambda$  - длина волны излучения,  $\beta$  и  $\beta_s$  – ширина на половинной высоте соответственно анализируемой и эталонной линии.

Для рассматриваемого сополимера  $R_d$  составляет 66 нм, а для кристаллов  $\beta$ - фазы размеры  $1^{001}$  и  $1^{110,200}$  соответственно 2.8 и 6.3 нм. Таким образом, размер домена оказывается на порядок выше чем средний размер кристалла. Это означает, что в пьезоотклик дают вклад не только полярные кристаллы, но и участки аморфной фазы. Это соответствует общей концепции о том, механизм пьезоотклика в рассматриваемых полимерах носит не классический характер, где надо учитывать электрострикцию и так называемый «размерный эффект» [1-2].

### ЛИТЕРАТУРА

1. Asadi K. (Ed.). Organic ferroelectric materials and applications (Woodhead Publishing), 425 (2021)
2. Kochervinskii V.V. Crystallogr. **48**, 649–675 (2003)

## **Пироэлектрическая генерация электрических разрядов в кристаллах ниобата лития**

**К.М. Мамбетова<sup>1</sup>, С.М. Шандаров<sup>1</sup>, А.И. Аксенов<sup>1</sup>, Л.Н. Орликов<sup>1</sup>,  
Е.Н. Савченков<sup>1</sup>, Т.Д. Велиев<sup>1</sup>, К.К. Квичастый<sup>1</sup>, Н.И. Буримов<sup>1</sup>,  
В.Ф. Тарасенко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050,  
Томск, Россия

e-mail: [mambetova\\_ksenia@mail.ru](mailto:mambetova_ksenia@mail.ru)

<sup>2</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, Томск, Россия

Кристаллы ниобата лития успешно используются для реализации основанных на пироэлектрическом эффекте генераторов ускоренных потоков заряженных частиц, рентгеновского излучения и нейтронов [1–3]. В [4] было показано, что использование коаксиальной геометрии узла пироэлектрической генерации электронов кристаллом ниобата лития позволяет получить и зарегистрировать импульсные пучки в наносекундном диапазоне со значением тока в максимуме до 600 мА.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования импульсной пироэлектрической генерации электрических разрядов в устройстве с коаксиальным расположением кристалла ниобата лития цилиндрической формы с диаметром  $D = 17.0$  мм и толщиной  $h_{cr} = 12.2$  мм по полярной оси  $Z$  в медном цилиндре с внутренним диаметром 30 мм. Грани кристалла с оптическим качеством полировки, перпендикулярные оси  $Z$ , были параллельными с точностью, достаточной для наблюдения картин интерференции Фабри-Перо для лазерного излучения видимого диапазона. На расстоянии  $h_g = 3.6$  мм от верхней  $Z$ -грани кристалла размещался полупрозрачный заземленный электрод в виде пленки золота с толщиной  $\sim 10$  нм, напыленной на покровное стекло. Медный цилиндр устанавливался на управляемом программатором резистивном нагревателе, температура которого измерялась термопарой и могла изменяться в цикле нагрева со скоростью до 10 К/мин, в диапазоне до 110 °С. Охлаждение кристалла осуществлялось естественным образом.

В циклах нагрева и охлаждения кристалла экспериментально изучались согласованные во времени акустические импульсы и скачки в интенсивности отраженного от кристалла лазерного пучка с длиной волны 532 нм, сопровождающие спорадические электрические разряды. Акустические импульсы имели вид затухающих колебаний с основными частотами около 2 и 20 кГц, с длительностью  $\sim 2$  мс, что свидетельствует об искровом характере регистрируемых электрических разрядов. Скачки в интенсивности отраженного лазерного пучка, связанные с электрооптическим изменением показателя преломления кристалла вследствие уменьшения внутреннего электрического поля при разряде между верхней  $Z$ -гранью и полупрозрачным электродом, имели вид ступенчатой функции с плавным переходом между ступенями с длительностью около 50 мс.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-012 на 2023 г.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Rosenman G., Shur D., Krasik Y.F., and Dunaevsky A., J. Appl. Phys. **88**, 6109 (2000).
2. Brownridge J. D., Nature (London) **358**, 287 (1992).
3. Geuther J.A. and Danon G., Appl. Phys. Lett. **90**, 174103 (2007).
4. Mambetova K.M., Shandarov S.M., Arestov S.I. et al., JINST **17**, 04008 (2022).

## **Влияние замещения центрального атома на калорические эффекты в сегнетоэлектриках $\text{NH}_4\text{H}(\text{Se},\text{S})\text{O}_4$**

**Е.А. Михалева<sup>1</sup>, В.С. Бондарев<sup>1,2</sup>, М.В. Горев<sup>1,2</sup>,  
Е.В. Богданов<sup>1,3</sup>, И.Н. Флёров<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт Физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,  
660036, Красноярск, Россия  
e-mail: [katerina@iph.krasn.ru](mailto:katerina@iph.krasn.ru)*

<sup>2</sup> *Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, 660074, Красноярск, Россия*

<sup>3</sup> *Институт инженерных систем и энергетики, Красноярский государственный аграрный университет, 660049, Красноярск, Россия*

Анализ литературы, посвященной исследованиям калорических эффектов (КЭ) в твердых телах, свидетельствует о значительном росте интереса к этим явлениям в материалах разной физической природы [1,2]. Решаются вопросы, не только связанные с разработкой вариантов практического применения КЭ, но и относящиеся к поиску путей их оптимизации, в частности, за счет целенаправленного воздействия на физические свойства, определяющие суть этих эффектов. Содержание КЭ заключается в обратимых изменениях энтропии или температуры термодинамической системы (сегнетоэлектрической, ферромагнитной, сегнетоэластической) под воздействием сопряженного внешнего поля в изотермических или адиабатических условиях. В соответствии с природой эффектов различают электро- (ЭКЭ), магнето- (МКЭ), баро- (БКЭ) и пьезо-калорические (ПКЭ) эффекты. Последовательное чередование приложения и снятия внешнего поля позволяет реализовать обратимый цикл охлаждения. Немалый интерес представляет возможность одновременного приложения внешних полей электрического, магнитного и/или механических напряжений, что позволяет реализацию мультикалорических эффектов [2]. Очевидно, что среди всех материалов, подходящих для реализации значительных КЭ, наиболее перспективными являются материалы, испытывающие фазовые переходы, в частности, ферроидной и мультиферроидной природы.

Настоящая работа посвящена изучению КЭ в сегнетоэлектриках  $\text{NH}_4\text{HSeO}_4$  и  $\text{NH}_4\text{HSO}_4$ , которые вследствие значительного отличия ионных радиусов центральных атомов (Se – 0.28 Å, S – 0.12 Å) испытывают разные последовательности фазовых переходов. Однако общей особенностью обоих кристаллов является существование сегнетоэлектрического состояния в ограниченном интервале температур. Кислый сульфат аммония исследован нами подробно ранее. В настоящей работе проведены исследования теплофизических свойств  $\text{NH}_4\text{HSeO}_4$ : теплоемкости, энтропии, скрытой теплоты, линейного теплового расширения и чувствительности к гидростатическому и одноосному давлению. Построены фазовые диаграммы  $S - T$ ,  $T - p$ ,  $T - \sigma$ , анализ которых выполнен совместно с аналогичными данными для  $\text{NH}_4\text{HSO}_4$ .

Установлена степень влияния изменения химического давления, связанного с замещением центрального атома, на параметры БКЭ и ПКЭ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-10014, Красноярского краевого фонда науки, <https://rscf.ru/project/23-22-10014/>

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Амиров А.А., Тишин А.М., Пахомов О.В. ФТТ **64**, 395 (2022).
2. Fahler S., Roßler U.K., Kastner O. et al., Adv. Engineering Materials **14**, (2012).



## Влияние температуры спекания на величину температурного гистерезиса при термоциклировании керамических образцов титаната бария

И.Л. Мыльников<sup>1</sup>, А.И. Дедык<sup>1</sup>, А.С. Анохин<sup>2</sup>, А.В. Еськов<sup>2</sup>, Ю.В. Павлова<sup>1</sup>,  
А.А. Семёнов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
197022, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [mylnikov.il@gmail.com](mailto:mylnikov.il@gmail.com)

<sup>2</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Россия

Гистерезисные явления затрудняют использование охлаждающих устройств на электрокалорическом эффекте. Одним из негативных эффектов является температурный гистерезис  $\Delta T_{\text{гист}}$ . Он заключается в различном положении точки фазового перехода при нагреве и охлаждении и является одной из отличительных особенностей сегнетоэлектриков (рисунок 1) [1, 2]. Следует отметить, что значения электрокалорического изменения температуры в керамических материалах не превышают 2 К. Поэтому необходимы дальнейшие исследования влияния технологических факторов на  $\Delta T_{\text{гист}}$ . Для изучения явления температурного гистерезиса по стандартной технологии твердофазного синтеза были изготовлены керамические образцы титаната бария ВТ. Измерения осуществлялись в диапазоне частот 100 Гц – 1 МГц. Методика измерений заключалась в нагреве образца с заданной скоростью (0.02 К/с), выдерживании его при максимально возможной температуре в течение 1 часа и охлаждении с такой же скоростью. Исследовалась керамика, изготовленная при температурах спекания 1325 °С, 1350 °С, 1375 °С, 1400 °С и 1425 °С, результаты расчета величины  $\Delta T_{\text{гист}}$  представлены на рисунке 2.

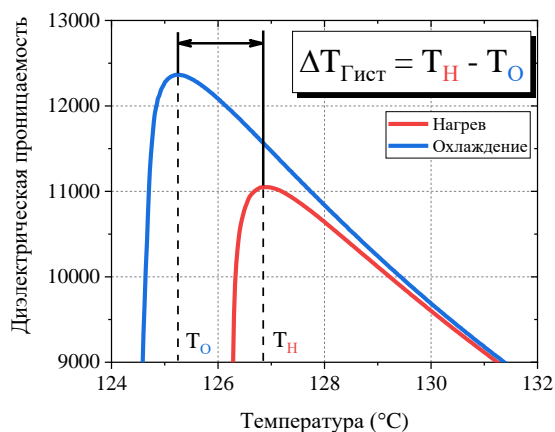


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости керамики ВТ в районе фазового перехода между тетрагональной и кубической фазами

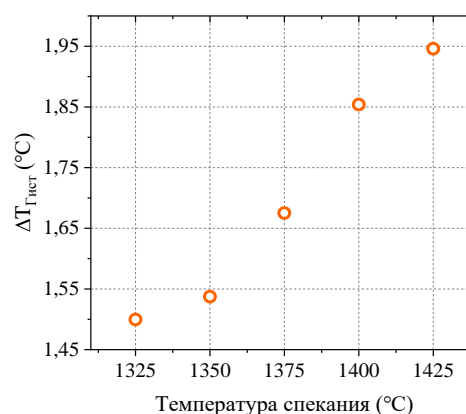


Рис. 2. Зависимость величины температурного гистерезиса от температуры спекания керамик ВТ

Обсуждаются причины возрастания  $\Delta T_{\text{гист}}$  в изготовленной керамике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-58-26015).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Yan F., Bao P., Wang Y., Chan H. L. et al., Applied Physics Letters **81**, 4384 (2022).
2. Ricinschi D., Tura V., Mitoseriu L. et al., Journal of Physics: Condensed Matter **11**, 1601 (1999)

## **Диэлектрические, пьезоэлектрические и пироэлектрические свойства керамических твердых растворов на основе PZT и PMN-PT**

А.А. Павелко, А.А. Мартыненко

*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [aapavelko@sfedu.ru](mailto:aapavelko@sfedu.ru)*

Поиск новых пироэлектрических материалов, обладающих совокупностью параметров (минимальные значения удельной теплоемкости, относительной диэлектрической проницаемости и диэлектрических потерь в сочетании с высоким значением пирокоэффициента), является важной задачей современного физического материаловедения, решение которой позволит улучшить характеристики существующих пироприемников. По совокупности параметров лучшими пироэлектрическими материалами, в большинстве случаев, являются сегнетоэлектрики, однако, на пути их создания могут возникнуть трудности, связанные с высокими технологическими требованиями при их синтезе и спекании. Перспективной основой для пироэлектрических материалов являются многокомпонентные твердые растворы на основе системы  $\text{PbZrO}_3\text{-PbTiO}_3$ , включающие релаксорные компоненты, такие как  $\text{PbNb}_{2/3}\text{Zn}_{1/3}\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$  и  $\text{PbNb}_{2/3}\text{Mg}_{1/3}\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ . Разработке и исследованию электрофизических и, в первую очередь, пироэлектрических свойств таких многокомпонентных твердых растворов и посвящена настоящая работа.

Объектами изучения стали керамические образцы твердых растворов на основе систем  $\text{PbTiO}_3\text{-PbZrO}_3\text{-PbNb}_{2/3}\text{Zn}_{1/3}\text{O}_3\text{-PbNb}_{2/3}\text{Mg}_{1/3}\text{O}_3$  и  $\text{PbTiO}_3\text{-PbZrO}_3\text{-PbW}_{1/2}\text{Cd}_{1/2}\text{O}_3$ . Образцы получены двухстадийным твердофазным синтезом со спеканием по обычной керамической технологии. Исследовались диэлектрические, пьезоэлектрические и пироэлектрические свойства полученных образцов в широком интервале температур. Диэлектрические и пьезоэлектрические параметры измеряли при помощи прецизионного LCR-метра Agilent E4980A, для изучения последних использовался метод резонанса-антирезонанса. Пироэлектрический отклик регистрировался, используя два метода: квазистатический и динамический (метод тепловой волны).

Результаты данной работы могут в будущем использоваться при разработке пироэлектрических детекторов, применяемых для дистанционного измерения температуры нагретых тел, в том числе, движущихся (прокатные станы, печи ТВЧ для закалки или отпуска стали; производство пластмасс; пищевая промышленность и др.); для измерения энергосистем; контроль перегрева трущихся деталей и др.); в системах защиты (от пожара, от проникновения злоумышленников), что определяет актуальность и значимость полученных в работе результатов.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 23-12-00351, <https://rscf.ru/project/23-12-00351/>.

## Твердые растворы $\text{SrTiO}_3$ - $\text{PbZrO}_3$ как перспективные материалы для альтернативных накопителей энергии Р.С. Пассет, Г.А.Гаврилов, Е.Г. Гук, Н.В. Зайцева, А.А. Капралов, Е.П.Смирнова, Г.Ю.Сотникова

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, г. Санкт-Петербург, Россия  
e-mail:rostislav.passet@mail.ru

В последнее время отмечен значительный рост интереса к созданию альтернативных накопителей энергии в том числе на базе диэлектрических материалов. Среди неорганических диэлектриков наибольший интерес представляют сегнетоэлектрики-релаксоры и антисегнетоэлектрики с максимально возможной поляризацией  $P_i$ , индуцированной электрическим полем, и минимальным гистерезисом. Особый интерес представляют твердые растворы, которые, в зависимости от соотношения компонент, проявляют свойства, как релаксоров, так и антисегнетоэлектриков.

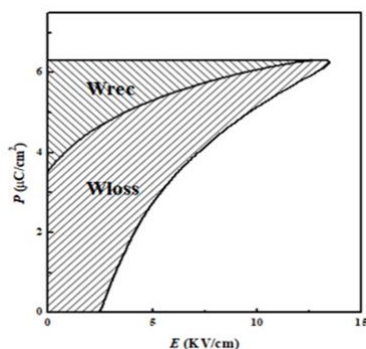


Рис.1.Петля диэлектрического гистерезиса  $P$ - $E$  для монокристалла  $\text{BaTiO}_3$  в

Исследована система  $(1-x) \text{SrTiO}_3 - x \text{PbZrO}_3$  демонстрирует эволюцию состояния от виртуального сегнетоэлектрика  $\text{SrTiO}_3$ , до релаксорного состояния (при  $x \sim 0.1$ ), область сосуществования фаз вблизи  $x \approx 0.7$  и антисегнетоэлектрическую фазу при  $x \geq 0.7$ . В докладе приведены основные параметры, характеризующие накопление энергии, исследованных твердых растворов ( $x = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9$ ), включая оценку эффективности их использования в качестве накопителей энергии. Способность к накоплению и запасанию энергии сегнетоэлектриков связана с наличием у них

поляризации и ее гистерезиса при приложении электрического поля. На рисунке 1 приведен пример экспериментальной зависимости поляризации  $P_i(E)$  для монокристалла  $\text{BaTiO}_3$ , типичной для сегнетоэлектрика, с указанием основных параметров используемых для оценки эффективности. Основными параметрами, определяющими эффект сохранения энергии в конденсаторе, являются:  $W_{loss}$  – плотность энергии, рассеянной в образце, которая определяется площадью внутри  $P$ - $E$  петли,  $W_{st}$  – суммарная плотность энергии, запасенной образцом – конденсатором, изготовленным из данного материала,  $W_{rec}$  – плотность запасенной полезной части энергии ( $W_{rec} = W_{st} - W_{loss}$ ) и коэффициент эффективности накопления энергии  $\eta = W_{rec} / W_{st}$ .

Петли наблюдались с использованием измерителя петель диэлектрического гистерезиса Easy Check TF300 (AixACCT, Germany) и источника высокого напряжения TРЕСК609Е-6. В качестве иллюстрации.

Показано, что максимальные величины  $W_{st}$  и  $W_{rec}$  при эффективности преобразования энергии  $\eta$  выше 90 % получены для состава ( $x = 0.7$ ), расположенного на морфотропной фазовой границе. Наибольшей эффективностью ( $\eta = 95.9\%$  при  $E = 7$  кВ/см) обладает релаксор с  $x = 0.6$  (стехиометричный состав). Падение  $\eta(E)$  для этого состава составляет около 5% при повышении  $E$  до 40 кВ/см, что свидетельствует о стабильности этого параметра. Отмечено, что нарушение стехиометрии (избыток PbO) приводит к снижению эффективности в несколько раз.

Учитывая возможность достижения высоких значений эффективности, составы системы  $\text{SrTiO}_3 - \text{PbZrO}_3$  рассматриваются как перспективные для разработки устройств накопления энергии.

**Модификация поверхности и связанных с ней свойств  
пьезоэлектрической керамики при воздействии импульсов  
водородной плазмы**

Р.С. Пассет<sup>1</sup>, А.В. Воронин<sup>1</sup>, Г.А. Гаврилов<sup>1</sup>, В.Ю. Горяинов<sup>1</sup>,  
Н.В. Зайцева<sup>1</sup>, А.А. Капралов<sup>1</sup>, В.Н. Климов<sup>2</sup>, Г.Ю. Сотникова<sup>1</sup>,  
Н.А. Уржумцев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, г. Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [rostislav.passet@mail.ru](mailto:rostislav.passet@mail.ru)*

<sup>2</sup>*НИЦ «Курчатовский институт» - ЦНИИ КМ «Прометей» 191015, г. Санкт-Петербург,  
Россия*

Представлены результаты исследования оптических и теплофизических свойств пьезокерамики ЦТСНВ-1 («Аврора-Элма», г. Волгоград, [avrora-elma.ru](http://avrora-elma.ru)), связанные с модификацией ее поверхности в результате воздействия струи водородной плазмы различной интенсивности.

Для измерений использовались образцы поляризованной керамики размерами ~ 15x15x3 мм<sup>3</sup>, вырезанные с сохранением поляризации из стандартных дисков диаметром 6 см. Эксперименты проводились на стенде плазменной пушки, разработанном и изготовленном в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. В состав стенда входит вакуумная камера, источник плазменной струи с коаксиальным ускорителем и ряд диагностических приборов для измерения параметров плазменной струи [1]. На выходе источника формируется водородная плазма со скоростью движения ионизационного фронта более 100 км/с и давлением до 1 МПа. Энергия потока регулируется напряжением на электродах ускорителя. Интенсивность воздействия плазменной струи на керамические образцы регулировалась изменением расстояния от источника до образца и количеством импульсов при постоянном напряжении 5 кВ на электродах ускорителя, что соответствует энергии потока ~175 Дж в импульсе длительностью ~ 20 мс. Образцы располагались на разных расстояниях от источника, при этом среднее давление плазменной струи на участке диаметром 20 мм изменялось от 0.025 до 0.15 МПа.

Первичные методы исследования непосредственно после воздействия плазменной струи включали электронную микроскопию с анализом элементного состава, рентгеновский структурный анализ и измерение профиля поверхности. Они выявили существенную модификацию структуры поверхности образца, что предполагает, в первую очередь, изменение его оптических и теплофизических характеристик. Измерение оптических характеристик образцов (излучательной способности, коэффициентов отражения, поглощения и пропускания), а также коэффициента теплообмена образцов керамики с окружающей средой проводилось с использованием разработанных ранее лазерных термоволновых методов в составе многофункциональной экспериментальной установки [2].

На основании экспериментальных результатов, полученных различными методами, анализируются возможные механизмы модификации поверхности пьезоэлектрической керамики струей водородной плазмы и связанные с этим изменения ее физических свойств.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Гусев В.К., *ЖТФ*, **90**, 1028 (2020).
2. Sotnikova G.Yu., Gavrilov G.A., Kapralov A.A., Muratkov K.L., Smirnova E.P., *Rev. Sci. Instrum.* **91**, 015119 (2020).

**Критический характер полевой зависимости гигантских значений обратного пьезоотклика в текстурированной керамике  $0.675\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0.325\text{PbTiO}_3$**

И.П. Раевский<sup>1</sup>, J. Zeng<sup>2</sup>, K. Zhao<sup>2</sup>, W. Ruan<sup>2</sup>, X. Ruan<sup>2</sup>, L. Zheng<sup>2</sup>, Shi Xue<sup>2</sup>, G. Li<sup>2</sup>,  
С.И. Раевская<sup>1</sup>, В.В. Титов<sup>1</sup>, М.А. Малицкая<sup>1</sup>, И.Н. Колосов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт физики и физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [igorraevsky@gmail.com](mailto:igorraevsky@gmail.com)

<sup>2</sup> Key Laboratory of Inorganic Functional Ceramics and Devices, Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences, 200050, Shanghai, China

Монокристаллы твердых растворов сегнетоэлектриков - релаксоров, характеризующиеся гигантскими значениями пьезоэлектрического, диэлектрического, электрострикционного, пироэлектрического и других откликов в широком диапазоне температур [1, 2]. Огромные значения различных откликов в релаксорах обусловлены наличием в них полярных нанодоменов, очень чувствительных даже к небольшому внешнему воздействию. Ранее было установлено, что в монокристаллах твердых растворов классического релаксора  $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$  (PMN) с сегнетоэлектриком  $\text{PbTiO}_3$  (PT) гигантский пьезоотклик (соответствующий прямому пьезоэффекту) имеет критическую природу [1, 2]. На  $x, E, T$ -фазовой диаграмме системы PMN-хРТ имеется линия критических точек, к которой приближаются составы из морфотропной области (МО) [1]. Позже была установлена возможность значительного увеличения пьезомодулей прямого пьезоэффекта (далее для краткости прямые пьезомодули) монокристаллов PMN-хРТ состав которых далек от МО, путем приложения электрического поля, которое «сдвигает» эти составы в сторону критической точки, и полевые зависимости максимальных значений пьезомодулей становятся критическими [2]. В отличие от кристаллов, в керамике PMN-хРТ пока не удается достичь гигантских значений пьезомодулей для прямого пьезоэффекта даже в сильно текстурированных образцах [3]. В то же время значения пьезомодуля при обратном пьезоэффекте (далее для краткости - обратный пьезомодуль) в образцах керамики PMN-хРТ и сегнетомягкой многокомпонентной пьезокерамике в определенном диапазоне полей сравнимы с таковыми для монокристаллов [4]. Это связано с тем, что, в отличие от обычных сегнетоэлектриков, для сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом (РФП) и релаксоров вклад микродоменов и полярных нанодоменов, а также электрострикции в общее значение пьезомодуля  $d$  велик, поэтому зависимость  $d(E)$  нелинейна и обратный пьезомодуль обычно намного больше прямого, что перспективно для практического использования. Максимум зависимости  $d(E)$  приблизительно соответствует критическому полю конечной критической точки, величина которого определяется другими методами

Выявление характера полевой зависимости обратного пьезомодуля на  $E, T$  - фазовой диаграмме позволит определить пути резкого увеличения пьезоотклика керамики PMN-хРТ. Это, в свою очередь, позволит значительно уменьшить габариты многих пьезоэлектронных устройств и расширить масштабы их применения.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 23-42-10024).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kutnjak Z., Petzelt J., and Blinc R., Nature, **441**, 956 (2006).
2. Raevskaya S.I., Emelyanov A.S., Savenko F.I., et al., Phys.Rev.B. **76**, 11580R (2007).
3. Zeng J., Zhao K., Ruan W., et al., Appl. Phys. Lett. **109**, 052905 (2016)
4. Turik A.V., Yesis A.A., and Reznitchenko L.A., J. Phys.: Condens. Matter. **18**, 4839 (2006).

## **Исследование пьезоэлектрической активности кристаллов ортованадата кальция**

**О.Н.Сергеева<sup>1</sup>, А.В.Солнышкин<sup>1</sup>,  
Л.И. Ивлева<sup>2</sup>, Е.Э. Дунаева<sup>2</sup>, И.С. Воронина<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Тверской государственный университет (ТвГУ), 170000, Тверь, Россия

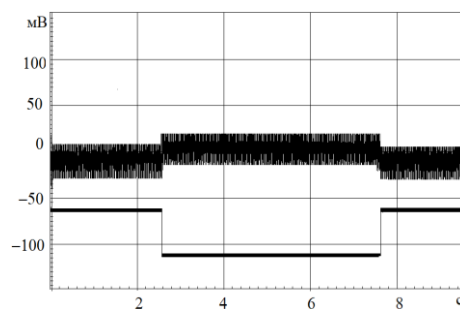
<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М Прохорова РАН, 2119991 ГСП-1, г. Москва, Россия  
[o.n.sergeeva@mail.ru](mailto:o.n.sergeeva@mail.ru)

В работе приведены результаты исследований пьезоэлектрических свойств монокристаллов ортованадата кальция (СВО) как номинально чистых, так и легированных ионами тулия. Образцы были выращены методом Чохральского из расплава в институте общей физики им. Прохорова РАН. Пьезоэлектрические свойства исследовались динамическим методом с использованием модуляции теплового потока импульсами прямоугольной формы в широком интервале частот. Для исследования использовались образцы, как полярного, так и неполярного срезов. На плоскопараллельные поверхности наносились серебряные электроды.

При облучении кристаллов полярного среза модулированным тепловым потоком возникает электрический отклик, фаза которого изменяется на 180 градусов при изменении стороны облучаемой поверхности, что доказывает его пьезоэлектрическую природу. По распределению пьезокоэффициента по толщине исследуемых образцов, можно судить об неоднородности в распределении поляризации, которая возможно возникает вследствие наличия клиновидных доменов в приповерхностных слоях образцов [1,2]. Особый интерес представляют исследования пьезоэффекта в кристаллах СВО+0.5% Тм неполярного среза. После травления его поверхностей в уксусной кислоте выявились 2 визуально различимые области с резко выраженной границей травления (рис.1 а). При облучении обеих областей модулированным тепловым потоком наблюдался пьезоэлектрический отклик (рис.1 б), фаза которого не менялась, в том числе и при изменении облучаемой стороны кристалла.



а



б

Рис.1. а - фрагмент изображения поверхности [010] кристалла СВО+0.5% Тм и границы травления; б – пьезоэлектрический отклик (верхняя кривая). Нижняя кривая воспроизводит форму модулированного теплового потока.

Полученные результаты обсуждаются в рамках предложенной модели. Предполагается, что одинаковое направление поляризации с разных сторон образца свидетельствует о положительном зарядовом состоянии границы, и наличии внутри кристалла области с нулевой поляризацией.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Shishkina E.V., Greshnyakov E.D., Zelenovskiy P. et al *Ferroelectrics* **576** (1), **85** (2021)
2. Tsilikh A.D., Solnyshkin A.V., Sergeeva O.N., et al *Ferroelectrics* **591**, 201 (2022)

## **Влияние легирования донорными и акцепторными примесями на зарядовое состояние атомов Co и Ni в SrTiO<sub>3</sub> и BaTiO<sub>3</sub>**

И.А. Случинская, А.И. Лебедев

*Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия*  
*e-mail: [irinasluch@gmail.com](mailto:irinasluch@gmail.com)*

Известно, что легирующие примеси 3*d*-элементов в титанатах стронция и бария могут иметь разное зарядовое состояние и замещать атомы в разных узлах решетки этих соединений [1–3]. Для практических применений необходимо уметь управлять расположением и зарядовым состоянием этих примесей. Одним из способов управления может быть дополнительное легирование донорными или акцепторными примесями.

В настоящей работе методами XAFS-спектроскопии исследовано зарядовое состояние и структурное положение 3*d*-примесей кобальта и никеля в образцах SrTiO<sub>3</sub> и BaTiO<sub>3</sub>, а также в тех же образцах, дополнительно легированных донорной примесью ниобия или акцепторной примесью индия и синтезированных в различных условиях.

Образцы SrTiO<sub>3</sub>, BaTiO<sub>3</sub>, SrTiO<sub>3</sub>(6% Nb), BaTiO<sub>3</sub>(6% Nb) и BaTiO<sub>3</sub>(6% In) с концентрацией примесей 3% Co или 3% Ni готовились методом твердофазного синтеза и отжигались при температурах 1100°C и 1500°C. Запись спектров флуоресцентного EXAFS и XANES проводилась на источнике синхротронного излучения BESSY на станции КМС-2 на *K*-краях Co и Ni при 300 К. Обработка спектров XAFS проводилась традиционным способом.

Анализ спектров XANES и EXAFS титаната стронция, легированного Co [1], показал, что в зависимости от условий получения атомы Co входят как в узлы *A*, так и узлы *B* решетки перовскита и находятся в них в разных зарядовых состояниях. Ионы Co<sup>3+</sup><sub>Ti</sub> занимают узловое положение в решетке и образуют комплексы с ближайшими вакансиями кислорода. Напротив, ионы Co<sup>2+</sup><sub>Sr</sub> оказываются нецентральными и смещены из узлов решетки в направлении [100] на ~ 1.0 Å. Перераспределением примесных атомов между двумя узлами можно управлять изменяя условия получения образцов. Анализ спектров XANES и EXAFS образцов SrTi<sub>0.97</sub>Ni<sub>0.03</sub>O<sub>3</sub>, отожженных при 1500°C, показывает, что атомы Ni находятся в зарядовых состояниях 4+ и 3+, оба замещают атомы Ti и являются центральными [2].

Анализ спектров XANES показал, что в образцах SrTiO<sub>3</sub>(3% Co, 6% Nb) и SrTiO<sub>3</sub>(3% Ni, 6% Nb) наблюдается сдвиг края поглощения в низкоэнергетическую область независимо от температуры отжига, что свидетельствует о реакции восстановления 3*d*-примесей. Результаты обработки спектров EXAFS показали, что атомы 3*d*-элементов входят в узлы Ti, являются центральными, а расстояния 3*d*-примесь – кислород в первой координационной сфере заметно увеличиваются. Исследования спектров XANES и EXAFS в образцах BaTiO<sub>3</sub>(3% Co, 6% Nb) привели к аналогичным результатам. В случае BaTiO<sub>3</sub>(3% Ni, 6% In) изменения спектров XANES и EXAFS не происходило.

Таким образом, дополнительное легирование образцов SrTiO<sub>3</sub>(3% Co или 3% Ni) и BaTiO<sub>3</sub>(3% Co или 3% Ni) донорной примесью ниобия приводит к изменению зарядового состояния 3*d*-примеси. Напротив, дополнительное легирование акцепторной примесью индия не приводит к изменению зарядового состояния 3*d*-примесей.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Sluchinskaya I.A., Lebedev A.I., J. Alloys and Compounds **820**, 153243 (2020)
2. Случинская И.А., Лебедев А.И., Ерко А., ФТТ, **56**, 442 (2014).
3. Lebedev A.I., Sluchinskaya I.A., Ferroelectrics, **501**, 1 (2016).

## **Особенности пироэлектрического эффекта в сегнетоэлектрических пленках**

**А.В. Солнышкин**, **А.С. Фоломеева**, **О.Н. Сергеева**  
*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*  
e-mail: [angelique.folomeeva@mail.ru](mailto:angelique.folomeeva@mail.ru)

Достижения в области синтеза и характеристики тонких сегнетоэлектрических пленок привели к созданию моделей, описывающих поляризацию, процессы переключения, роль доменных стенок в различных откликах на внешние воздействия и многого другого. Несмотря на значительный прогресс при экспериментальном исследовании и теоретическом моделировании диэлектрических, пьезоэлектрических и сегнетоэлектрических откликов, пироэлектрический эффект недостаточно изучен. Частично это связано со сложностью протекания этого эффекта в многослойных структурах, содержащих пироэлектрически активные слои, трудностью точного измерения и расчета как изменений температуры, так и анализа пироэлектрического отклика. В частности, при анализе пироэлектрической активности таких структур недостаточное внимание уделяется механическим напряжениям, которые связаны с тепловыми деформациями подложек, электродов и других подслоев. Это является весьма актуальным для тонких пленок, где несоответствие теплового расширения в плоскости с нижележащей подложкой вызывает дополнительные изменения поляризации за счет пьезоэлектрического эффекта. Чтобы охватить все эти связанные тонкости, рассматривается вклад вторичного пироэффекта, включающего свойства пироэлектрика и материала подложки, такие как пьезоэлектрический коэффициент, упругая жесткость и тензоры коэффициентов теплового расширения.

В настоящей работе проведен сравнительный анализ экспериментально полученных данных о кинетике пироэлектрического отклика поликристаллических пленок цирконата титаната свинца PZT, сформированных на кремниевых и металлических подложках, и результатов расчета временных зависимостей пироэлектрического тока при воздействии на тонкопленочную структуру излучением, модулированным импульсами прямоугольной формы. Толщина пироэлектрически активного слоя составляет ~1 мкм.

Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что в области частот модуляции теплового потока 10 – 100 Гц для пленок PZT, сформированных на кремниевых подложках, характерен пироэлектрический отклик с начальным выбросом тока и его быстрой релаксацией до нуля как в начальный момент воздействия теплового потока, так и по его окончании. Форма пироэлектрического отклика пленки PZT, сформированной на металлической подложке, при тех же условиях модуляции теплового потока близка к прямоугольной, т.е. воспроизводит форму теплового импульса.

Расчетные зависимости кинетики пироэлектрического тока с учетом скорости изменения температуры сегнетоэлектрического слоя, которая после прогрева пленки тепловым потоком в течение нескольких миллисекунд уменьшается до нуля, характеризуются наличием начального выброса тока с последующим релаксационным спадом до нулевого значения. Такой пироэлектрический отклик экспериментально наблюдается только для пленок PZT, сформированных на подложках из кремния, при этом расчетные формы пироэлектрических откликов для пленок PZT, сформированных на металлических подложках, значительно отличаются от экспериментально наблюдаемых. Различие кинетики пироэлектрического тока указанных пленочных структур связано с возникновением тепловых деформаций подложки, механически связанной с сегнетоэлектрической пленкой, что вызывает дополнительную деформацию сегнетоэлектрического слоя, обуславливая появление пьезоэлектрической компоненты отклика.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00224).



## **Диэлектрические свойства сегнетоэлектрического нанокompозита RbNO<sub>3</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**

**Е.В. Стукова<sup>1</sup>, С.В. Барышников<sup>2</sup>, А.В. Павлов<sup>1</sup>, А.Ю. Милинский<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Амурский государственный университет, 675000, Благовещенск, Россия*

<sup>2</sup> *Благовещенский государственный педагогический университет, 675000, Благовещенск, Россия*

*e-mail: [lenast@bk.ru](mailto:lenast@bk.ru)*

В настоящей работе приводятся результаты исследований диэлектрических свойств нитрата рубидия, внедренного наноразмерные матрицы пористого оксида алюминия с диаметром пор 300, 190 и 90 нм.

Нитрат рубидия при комнатной температуре имеет тригональную форму, которая устойчива до 164 °С и является пьезоэлектрической [1]. Кубическая паразитическая фаза нитрат рубидия соответствует температурному интервалу 164 °С – 219 °С. В интервале от 219 °С до 285 °С нитрат рубидия находится антисегнетоэлектрическом состоянии (ромбоэдрической фазе).

В качестве исследуемых образцов использовались пористые пленки оксида алюминия с внедренным нитратом рубидия: 1 – размерами ячеек 450 нм, диаметром пор 300 нм; 2 – размерами ячеек 450 нм, диаметром пор 190 нм; 3 – размерами ячеек 100 нм, диаметром пор. Толщина всех пленок составляла 50 мкм. В эксперименте использовались пленки, изготовленные фирмой «TopMembranes Technology». Внедрение нитрата рубидия в поры производилось из насыщенного водного раствора. Для измерения эффективной диэлектрической проницаемости применялся цифровой иммитанс-метр E7-25.

Из температурных зависимостей диэлектрической проницаемости нанокompозитных образцов следует, с уменьшением диаметра пор оксидных пленок алюминия происходит постепенное снижение температуры фазового перехода в нитрате рубидия до 160 °С при нагреве. Температура фазового перехода при охлаждении приблизительно одинакова для всех образцов – 28 °С. Помимо этого с уменьшением размера пор наблюдается снижение значений диэлектрической проницаемости в максимуме. Разница в значениях диэлектрической проницаемости между образцами с диаметром 300 нм и 190 нм трехкратная, а для образцов с диаметром пор 190 нм и 90 нм эта разница составляет около 35 процентов. Также наблюдается существенное размытие максимума диэлектрической проницаемости с уменьшением диаметра пор.

Уменьшение температуры фазового перехода в нитрате рубидия, внедренного в пленку Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, соответствует предсказаниям, выведенным из теоретических моделей Ландау и Изинга [2–4]. Эти модели основаны на концепции корреляционного объема, определяющего количество упорядоченных диполей, необходимых для возникновения сегнетоэлектричества. Сильные взаимодействия вдоль полярной оси и менее сильные перпендикулярно к ней ведут к анизотропии корреляционного объема.

Полученные экспериментальные данные для RbNO<sub>3</sub>, внедренного в пленку Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, доказывают правоту этих предсказаний. Такие результаты можно объяснить появлением анизотропии корреляционного объема ввиду того, что сильные взаимодействия направлены вдоль полярной оси, а менее сильные – перпендикулярно к ней.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Krumin A.E., Ilyin U.I., and Dimza V.I., *Ferroelectrics* **22**, 695 (1978).
2. Zhong W. L., Wang Y. G., Zhang P. L., Qu B. D. *Phys. Rev. B.* **50**, (1994).
3. Wang Y. G., Zhong W. L., Zhang P. L. *Solid State Commun.* **90**, 329 (1994).
4. Wang C. L., Xin Y., Wang X. S., Zhong W. L. *Phys. Rev. B.* **62**, 11423 (2000).

## **Магнетизм в немагнитных $ABO_3$ оксидах индуцированный $2p$ -примесями: С-допированный нано- $SrTiO_3$**

**В.А. Трепаков**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 197342, Санкт-Петербург, Россия*  
*e-mail: [trevl@mail.ioffe.ru](mailto:trevl@mail.ioffe.ru)*

Исследования магнитных свойств, возникающих в немагнитных материалах с немагнитными примесями и дефектами, привлекают особый академический, практический и технологический интерес. Развёрнутые теоретические и экспериментальные исследования объёмных и наноразмерных немагнитных оксидов [1-7] обнаружили, что основными эффективными дефектами приводящими к магнетизму являются кислородные вакансии [1-4], нестехиометрия [5.6] и немагнитные  $2p$  примеси (В, С и N), замещающие атомы кислорода [7]. Большой интерес подобные исследования приобретают для  $ABO_3$  перовскитоподобных  $d^0$  сегнетоэлектрических оксидов, особенно, в модельном квантовом параэлектрике  $SrTiO_3$ , в котором магнетизм индуцированный  $2p$  примесями экспериментально не наблюдался.

В представленной работе кратко описываются основные механизмы возникновения актуального магнетизма, особенности синтеза наночастиц  $SrTiO_3:C$  монофазной кубической перовскитоподобной структуры и первые результаты экспериментального наблюдения и исследования структурных, магнитных свойств и спектров ЭПР мелкодисперсных и «грубых» кристаллических нанопорошков титаната стронция допированного углеродом с размерами наночастиц (20 - 30 нм и  $\sim 100$  нм). Особое внимание уделяется идентификации, оценке и сравнению магнитных вкладов С- примесей и кислородных вакансий. Результаты исследований температурных зависимостей намагниченности и петель магнитного гистерезиса свидетельствуют о реализации состояния мягкого ферромагнетика с выраженным эффектом беспорядка, характерным для разбавленных магнитных полупроводников, что согласуется с теоретическими предсказаниями [7]. При этом, наблюдаемый при комнатной температуре магнетизм наиболее выражен в С-допированных и восстановленных мелкодисперсных порошках. Окисление и увеличение размера наночастиц приводят к уменьшению магнитных проявлений, демонстрируя важность вклада поверхностных дефектов и дефицита кислорода. Обнаружено, что легирование углеродом и кислородные вакансии производят одного порядка вклад в намагниченность. Взаимодополняющий анализ спектров ЭПР и поведения намагниченности, в сопоставлении с данными теоретических расчётов [8], показывает, что наиболее вероятным состоянием кислородных вакансий, дающих вклад в проявление магнитных свойств, являются заряженные кислородные вакансии с одним электроном ( $F^+$  центры), которые, как и С- примесные центры, имеют тенденцию к сегрегации на поверхности наночастиц.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Shein I.R., Ivanovskii A.L., Phys. Lett. A **371**, 155 (2007).
2. Sundaresan A., Rao C.N.R., Nano Today **4**, 96 (2008).
3. Altmeyer M., Jeschke H.O. et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 157205 (2016).
4. Brovko O.O., Tosatti E., Phys. Rev. Mat. **1**, 044405 (2017).
5. Guo Y.Y., Liu H.M., Yu D.P., Liu J.M., Phys. Rev. B **85**, 104108 (2012).
6. Maka F., Kudrnovsky J., Drchal V., Bouzerar G., App. Phys. Lett. **92**, 212503 (2008).
7. Bannikov V.V., Shein I.R., Kozhevnikov V.L., J. Magn. Magn. Mater. **320**, 936 (2008).
8. Alexandrov V.E., Kotomin E.A., Maier J., Evarestov R.A., Eur. Phys. J. **72**, 53 (2009).

## **Комплексные электромеханические параметры и особенности микроструктуры пористой пьезокерамики системы ЦТС**

**Н.А. Швецова, И.А. Швецов, Е.И. Петрова, Д.И. Макарев, А.Н. Рыбьянец**

*Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [nashvecova@sfedu.ru](mailto:nashvecova@sfedu.ru)*

Пористая пьезокерамика на основе различных пьезокерамических композиций в настоящее время широко используется в ультразвуковых преобразователях и датчиках различного технического назначения, таких как медицинские ультразвуковые приборы, средства неразрушающего контроля, гидроакустика и др. [1]. Однако, несмотря на многочисленные исследования влияния пористости на свойства материалов, многие аспекты связи особенностей микроструктуры с электромеханическими параметрами пористой пьезокерамики остаются неясными.

В данной работе изучены особенности микроструктуры и комплексные электромеханические параметры пористой пьезоэлектрической керамики на основе системы ЦТС. В качестве объекта исследования была выбрана пьезокерамика состава  $Pb_{0.95}Sr_{0.05}Ti_{0.4}Zr_{0.53}O_3 + 1\% Nb_2O_5$  с различной относительной пористостью в диапазоне 0 - 50% и средним размером пор 10 - 30 мкм. Экспериментальные образцы пористой пьезокерамики были получены модифицированным методом выжигания порообразователя. Микроструктурные исследования проводились на полированных и сколотых поверхностях образцов пористой пьезокерамики с помощью сканирующих электронных микроскопов (JEOL JSM-6390LA и TM-100, Hitachi). Комплексные упругие, диэлектрические и пьезоэлектрические параметры пьезокерамических элементов измерялись на стандартных образцах с помощью анализатора импеданса Agilent 4294A и программы анализа пьезоэлектрического резонанса (PRAP). Зависимости комплексных параметров экспериментальных образцов от частоты в диапазоне частот до 20 МГц исследованы путем анализа спектров импеданса для основного и высших резонансов моды толщинных колебаний.

В результате анализа микроструктуры и пьезорезонансных спектров было установлено, что комплексные электромеханические характеристики исследованной пористой пьезокерамики однозначно определяются ее микроструктурными особенностями, а именно наличием жесткого трехмерного пьезокерамического каркаса с непрерывной квазистержневой структурой в направлении остаточной поляризации пьезокерамики.

Показано, что причиной аномальной дисперсии упругих свойств пористой пьезокерамики является изменение с частотой соотношения длины упругой волны и масштаба пространственной неоднородности, приводящей к усилению влияния квазистержневой структуры пьезокерамического каркаса, а также изменением механических и электрических граничных условий для его структурных элементов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-11-00302, <https://rscf.ru/project/22-11-00302/> в Южном федеральном университете.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Rybyanets A.N., Makarev D.I., and Shvetsova N.A., *Ferroelectrics* **539** (1), 101 (2019).

**Эффект генерации ТГц-индуцированного постоянного напряжения в сегнетоэлектрических кристаллах**  
Н.Э. Шерстюк<sup>1</sup>, В.Р. Билык<sup>1</sup>, Е.Д. Мишина<sup>1</sup>, А.С. Сигов<sup>1</sup>, А. Кирилюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МИРЭА – Российский технологический университет, 119454, Москва, Россия  
e-mail: [nesherstuk@mail.ru](mailto:nesherstuk@mail.ru)

<sup>2</sup> FELIX Laboratory, Radboud University, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands

Одним из первых экспериментально обнаруженных нелинейно-оптических эффектов является эффект оптического выпрямления (ОВ), заключающийся в том, что при прохождении достаточно мощного лазерного импульса через нелинейно-оптический кристалл в нем образуется диэлектрическая поляризация, форма которой воспроизводит огибающую лазерного импульса [1]. Этот эффект широко используется в терагерцовой электронике [2], а также в ряде оптоэлектронных и фотонных приложений. Несмотря на кажущуюся простоту его практической реализации, эффект выпрямления в терагерцовом диапазоне до сих пор не изучен.

В данной работе представлены результаты наблюдения в монокристалле триглицинсульфата эффекта выпрямления в терагерцовом диапазоне. Аналогично ОВ, эффект заключается в появлении на гранях кристалла постоянного напряжения, индуцированного импульсом ТГц излучения. Эксперимент проводился с использованием лазерной системы на свободных электронах FLARE FELIX (Университет Радбауда, Нидерланды) на частотах 1.57 и 1.96 ТГц. Показано, что ТГц-индуцированное постоянное напряжение зависит от поляризации ТГц излучения и обеспечивает максимальную эффективность преобразования около 444 мВ/мВт на частоте 1.96 ТГц. Разработанный подход, основанный на известных фундаментальных нелинейно-оптических соотношениях, позволяет получать значения нелинейных восприимчивостей кристаллов непосредственно из аппроксимации экспериментальных поляризационных зависимостей ТГц-индуцированного напряжения. Полученные результаты дополняют растущее число публикаций, подчеркивающих перспективность ТГц методов для изучения свойств функциональных материалов, а также демонстрируют дополнительные возможности для практической реализации фотопреобразования в ТГц-диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования России (грант № 075-15-2022-1131).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ward J.F., Physical Review, **143**, 569 (1966)
2. Zhang Y., et al. Front. Optoelectron., **14**, 4 (2021)

Секция «Функциональные материалы и их применение: монокристаллы, керамика, композиты, жидкие кристаллы, новые материалы, наноматериалы и др.»



## **Оптимизация соотношения размеров пьезокерамических элементов для максимального преобразования энергии в устройствах сбора энергии**

**П.А. Абрамов, М.Г. Константинова, Н.А. Швецова,  
М.А. Луговая, А.Н. Резниченко, А.Н. Рыбняец**

*Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [pav3l.abramov@yandex.ru](mailto:pav3l.abramov@yandex.ru)*

Устройства сбора энергии, использующие пьезоэлементы работающие на различных модах колебаний, находят все большее применение. Для оценки эффективности преобразования энергии используются различные показатели качества, определяемые электрофизическими параметрами пьезоэлектрического материала [1]. Электромеханические, упругие и диэлектрические коэффициенты пьезокерамики существенно зависят от формы и размеров пьезокерамических элементов. Правильный выбор и оптимизация соотношения сторон пьезокерамических элементов позволяют максимизировать эффективность преобразования энергии в устройствах сбора энергии.

В данной работе исследованы зависимости комплексных параметров прямоугольных пьезокерамических элементов от соотношения их сторон. В качестве объекта исследования были выбраны плотная и пористая пьезокерамика системы ЦТС состава  $Pb_{0.95}Sr_{0.05}Ti_{0.4}Zr_{0.53}O_3 + 1\% Nb_2O_5$ . Были изготовлены и исследованы пьезокерамические образцы с соотношением сторон  $G = W_2 \times W_1$  в диапазоне от 1 до 6 при одинаковой толщине. Зависимости комплексных пьезоэлектрических ( $d_{31}$ ), электромеханических ( $k_{31}$ ), упругих ( $S_{11}^E$ ) и диэлектрических ( $\epsilon_{33}^T$ ) коэффициентов от соотношения сторон  $G$  были измерены на продольной моде колебаний с использованием анализатора импеданса Agilent 4294A и проанализированы с помощью программы анализа пьезорезонансных спектров (PRAP).

В результате исследований установлено, что зависимости комплексных электромеханических параметров плотных пьезокерамических элементов прямоугольной формы от соотношения сторон  $G$  в диапазоне значений  $G$  от 1 до 2 носят сильно осциллирующий характер. В свою очередь, пористые пьезокерамические элементы демонстрируют более плавные и менее выраженные зависимости из-за присущей анизотропии электромеханических параметров пористой пьезокерамики. Полученные зависимости имеют нелинейный характер и позволяют выбрать оптимальные соотношения сторон для каждого измеряемого параметра и, соответственно, для каждого показателя качества для достижения максимальной эффективности преобразования энергии в устройствах сбора энергии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ [Государственное ассигнование в сфере научной деятельности № FENW-2023-0010/(GZ0110/23-11-IF)].

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Xu R., Kim S.G., Conference Proceedings of Power MEMS **464** (2012).

## Структура $\text{KN}_2\text{PO}_4$ , внедренного в нанопористое стекло со средним размером пор 7 нм

О.А. Алексеева<sup>1</sup>, А.А. Набережнов<sup>1</sup>, М.О. Еникеева<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [alekseeva.oa@mail.ioffe.ru](mailto:alekseeva.oa@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Россия

Рост интереса к исследованию влияния размерного эффекта на макроскопические физические свойства, наблюдаемых в наноструктурированных системах с различной топологией, вызван интенсивным развитием нанотехнологий, так как такие материалы демонстрируют ряд уникальных свойств. Одним из наиболее интересных и перспективных подобных объектов являются нанокompозитные материалы (НКМ), в частности, сегнетоэлектрики, внедренные в нанопористые среды с разветвленной системой сквозных пор, например, в матрицы на основе пористых щелочно-боросиликатных стекол (ЩБС), при заполнении которых внедряемым материалом из его водного раствора или расплава, в поровом пространстве формируется сложная дендритная сеть наночастиц.

В настоящей работе проведено исследование при комнатной температуре кристаллической структуры сегнетоэлектрика  $\text{KN}_2\text{PO}_4$  (KDP), а также твердого раствора  $85\% \text{KN}_2\text{PO}_4 + 15\% \text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (KDP-15ADP), внедренных из водного раствора в ЩБС со средним диаметром пор 7 нм. Измерения проводились на рентгеновском дифрактометре ДРОН-8Н на длине волны  $\text{K}\alpha$ -линии  $\text{Cu } \lambda = 1.54 \text{ \AA}$ .

Анализ дифракционных данных показал, что структура наночастиц чистого KDP в НКМ не соответствует структуре массивного KDP при комнатной

температуре (пространственная группа I-42d), положения брэгговских рефлексов лучше всего описываются структурной моделью моноклинной сингонии с пространственной группой P2/c. Отметим, что ранее такая структура была обнаружена у высокодегидрированного DKDP [1], а также у монокристаллов KDP, выращенных путем медленного выпаривания водного раствора, содержащего  $\text{KN}_2\text{PO}_4$  и  $\text{K}_4\text{P}_2\text{O}_7$  в молярном соотношении 1 : 1 [2,3].

При этом кристаллическая структура наночастиц твердого раствора KDP-15ADP тетрагональная (пространственная группа I-42d), соответствующая структуре массивного вещества при комнатной температуре.

Для обоих материалов наблюдалось значительное уширение дифракционных пиков по сравнению с инструментальной линией. Анализ показал, что основной вклад вносит размерное уширение, из которого мы оценили средний диаметр частиц: 17 (2) нм для образца с 15% ADP и 20 (1) для НКМ с чистым KDP.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-00260, <https://rscf.ru/project/23-22-00260/>.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Nelmes R, Phys. Stat. Sol. (b) **52**, K89 (1972).
2. Mathew M., Wong-Ng W., J. Solid State Chem. **114**, 219 (1995)
3. Fukami T., Chen R.-H., Journal of the Physical Society of Japan **75**, 074602 (2006).

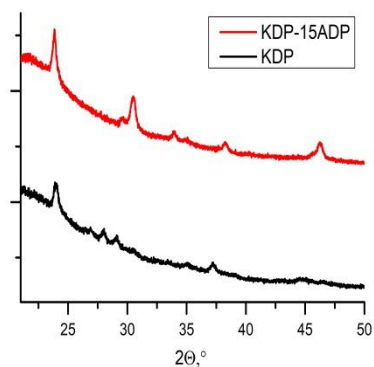


Рис. 1 Дифрактограммы НКМ, содержащих чистый KDP и твердый раствор KDP-15ADP.

## Структурные и диэлектрические характеристики микропористых боросиликатных стекол с модифицированным интерфейсом

О. Алексеева<sup>1</sup>, Ю. Горшкова<sup>2</sup>, Е. Лукин<sup>2</sup>, Е. Королева<sup>1</sup>, А. Молоков<sup>1</sup>,  
А. Набережнов<sup>1</sup>, А. Сысоева<sup>1</sup>, А. Фокин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [alekseeva.aa@mail.ioffe.ru](mailto:alekseeva.aa@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им.  
И.М. Франка, 141980, Московская обл., Дубна

Несмотря на пристальное внимание к развитию нанотехнологий влияние интерфейса на свойства нанокompозитных материалов (НКМ) на основе нанопористых матриц практически не исследовано. В данной работе приведены первые результаты характеризации свойств пористых боросиликатных стекол с модифицированным интерфейсом «матрица-пористое пространство». Для изготовления этих матриц использовалось исходное стекло со средним диаметром каналов (пор) 7 нм (PG7). Внутренняя поверхность пор модифицировалась углеродом (PG7+C), оксидом титана (PG7+TiO<sub>2</sub>) и оксидом алюминия (PG7+Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). В дальнейшем эти матрицы предполагалось использовать для получения НКМ нового типа (т.е. с модифицированным интерфейсом), содержащие внедренные сегнетоэлектрики. Исследование свойств этих матриц проводилось с привлечением методов диэлектрической спектроскопии (в интервале температур 300 – 450 К и в частотном диапазоне 0.1 - 3×10<sup>6</sup> Гц), дифракции рентгеновского излучения и малоуглового рассеяния рентгеновского излучения (МУРР) для получения информации об изменении пространственной организации (фрактальных характеристик) и о фазовом состоянии введенных модификаторов. На рисунке 1 приведена эволюция спектров МУРР для всех типов исследованных образцов, включая реперный пустой PG7. Черная прямая  $Q^{-4}$  соответствует закону Порода, ожидаемому в области больших переданных импульсов  $Q$  для гладкой поверхности канала. Для всех образцов наклон зависимости  $I(Q)$  при больших  $Q$  несколько отличается от (-4) и находится в пределах (-3.7) – (-3.8) и практически не зависит от модификатора. Из совместного анализа всех результатов, включая и данные адсорбционной порометрии (адсорбции-десорбции азота), было установлено, что модификаторы находятся в аморфном состоянии и в основном образуют слои на поверхности пор, т.е. на самом деле произошла модификация интерфейса. Были также получены данные о поведении диэлектрического отклика данных матриц, который необходимо в дальнейшем учитывать при исследовании свойств сегнетоэлектрических НКМ, изготовленных на основе этих стекол с модифицированным интерфейсом.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 23-22-00260, <https://rscf.ru/project/23-22-00260/>.

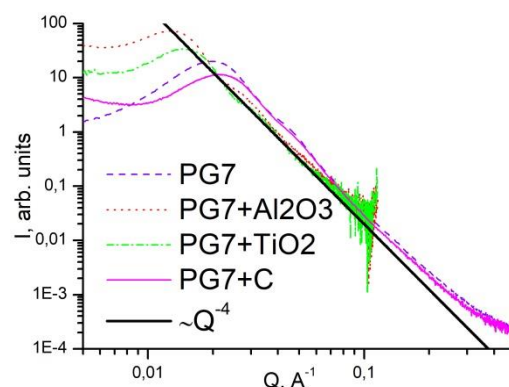


Рис. 1 Зависимость интенсивности МУРР от переданного импульса для пористых стекол PG7, PG7+C, PG7+TiO<sub>2</sub> и PG7+Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> от переданного импульса  $Q$



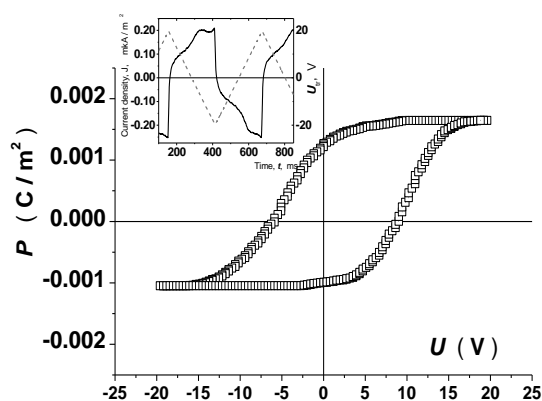
## Фото- и сегнетоэлектрические свойства пленок смесового композиционного материала: фталоцианин цинка (ZnPc)-фуллерен (C<sub>60</sub>)-сегнетоэлектрик (сополимер P(VDF-TrFE))

В.В. Боднарчук, А.Р. Гейвандов, В.В. Лазарев, С.П. Палто

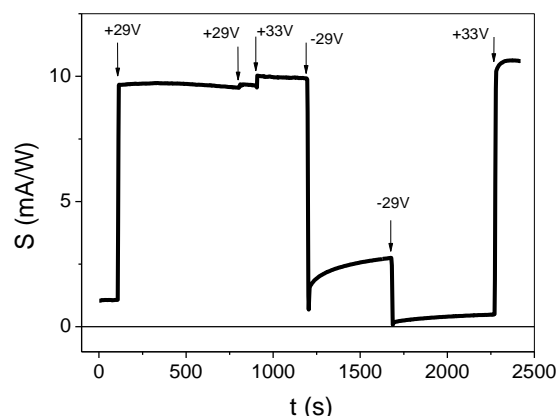
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333, Москва, Россия

e-mail: [bodnarchuk\\_viktoriya@mail.ru](mailto:bodnarchuk_viktoriya@mail.ru)

В настоящей работе изучается композиционный материал на основе органических полупроводников фуллерена C<sub>60</sub> и фталоцианина цинка ZnPC, смешанных с сегнетоэлектрическим сополимером винилиденфторида с трифторэтиленом P(VDF-TrFE). Исследованы фото- и сегнетоэлектрические свойства тонких пленок композиционного материала, полученных совместным напылением в вакууме порошков исходных веществ. Показано, что наряду с выраженными фотоэлектрическими свойствами, характерными для фуллерен-фталоцианиновых смесей, данному материалу присущи и сегнетоэлектрические свойства (рис. 1). Обнаружено, что сегнетоэлектрическое переключение поляризации приводит к бистабильному переключению фотоэлектрического эффекта с существенным ростом ампер-ваттной чувствительности в одном из заполяризованных состояний (рис. 2).



**Рис. 1.** Петля сегнетоэлектрического переключения поляризации для образца с ZnPC:C<sub>60</sub>:P(VDF-TrFE) -композиционной пленкой, полученная в результате интегрирования кривой токового отклика (вставка на рис.) по периоду прикладываемого электрического напряжения треугольной формы с частотой 2 Гц.



**Рис. 2.** Эволюция ампер-ваттной чувствительности во времени (для  $\lambda=610$  нм) при различных состояниях после поляризации ZnPC:C<sub>60</sub>:P(VDF-TrFE) пленочной композиции коротким импульсом напряжения (длительность импульса  $\tau = 1$  с; стрелками показаны моменты поляризации). Знак поляризующего электрического напряжения определяется по отношению к электроду SnO<sub>2</sub>.

Дано объяснение эффекта [1] бистабильного переключения ампер-ваттной чувствительности композиционного материала в рамках модели множества объемных гетеропереходов, образуемых молекулами ZnPC и C<sub>60</sub>, которые находятся в переключаемом встроенном локальном поле, зависящем от поляризации сегнетоэлектрической компоненты P(VDF-TrFE), входящей в состав смесовой композиции.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Палто С.П., Лазарев В.В., Гейвандов А.Р., Юдин С.Г., ЖЭТФ **160**(2), 223 (2021).

## **Моделирование распределения температуры в керамических сегнетоэлектриках при пироэлектрических измерениях**

**А.П. Буровихин, А.И. Дедык, А.А. Семёнов, П.Ю. Белявский**

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
им. В.И. Ульянова (Ленина), 197022, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [antonburovihin@mail.ru](mailto:antonburovihin@mail.ru)*

Использование сегнетоэлектриков в электрокалорических преобразователях предполагает изменения температуры с частотой  $\sim 10-1000$  Гц [1]. При максимальном значении электрокалорического эффекта  $\Delta T_{\text{экэ}} = 1,2$  К (для титанатов бария-стронция) скорость изменения температуры может превышать 100 К/с. Величина  $\Delta T_{\text{экэ}}$  определяется значением пироэлектрического коэффициента  $p$ . Для определения пирокоэффициентов существуют множество методов измерения [2]. Однако, существующие методы позволяют измерять пирокоэффициенты либо при постоянной температуре, либо при небольшой скорости её изменения (0.01-0.1 К/с).

Исследования [3-4] показали, что на зависимости поляризации от напряжённости поля  $P(E)$  влияет скорость изменения температуры, а значит большинство методов измерения пирокоэффициентов не позволяют оценить свойства пироэлектриков, которые они проявляют в условиях высоких скоростей изменения температуры.

Нами был предложен метод измерения пироэлектрических свойств материалов при быстрых процессах изменения температур ( $\sim 100$  К/с) с помощью импульсов лазерного излучения [5]. Однако при быстром нагревании материала, распределение температуры в образцах может быть неравномерным, что затрудняет корректный расчёт пирокоэффициентов.

В работе приведены результаты моделирования процесса распространения тепла в плоскопараллельных керамических образцах титаната бария различной геометрии при быстром нагревании лазерным излучением. Моделирование показало, что:

- при увеличении мощности лазерного пучка (0.25-1 Вт) распределение температуры становится более неравномерным по объёму материала, вследствие большей разности температур между верхней (область нагрева) и нижней поверхностями;
- увеличение толщины металлических электродов (1-4 мкм), приводит к более равномерному распределению температуры, как по поверхности, так и по толщине образца, вследствие увеличения температуропроводности поверхности;
- распределение температуры становится более равномерным при уменьшении толщины образца (0.5-1 мм).

Полученные результаты позволили сделать вывод, что для измерения пирокоэффициентов объёмных образцов при быстрых изменениях температуры следует использовать керамику толщиной  $\leq 0.5$  мм, а также целесообразно использовать тонкоплёночные структуры.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Pandya S. et al., Phys. Rev. Appl. **7**(3), 034025 (2017).
2. Jachalke S., Mehner E., Stoecker H. et al., Appl. Physics Rev. **4**, 021303 (2017).
3. Yan F. et al. Appl. Phys. Lett. **81**(24), 4580 (2002).
4. Mylnikov I.L., Semenov A.A., Dedyk A.I. et al., J. Phys.: Conf. Ser. **1400**, 077006 (2019).
5. Burovikhin A.P., Mylnikov I.L., Dedyk A.I. et al., J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012085 (2021).

## **Структура и свойства гидроксиапатита, модифицированного различными замещениями**

**В.С. Быстров<sup>1</sup>, Е.В. Пармонова<sup>1</sup>, А.В. Быстрова<sup>1</sup>, С.В. Филиппов<sup>1</sup>, И. Лихачев<sup>1</sup>,  
Л.А. Авакян<sup>2</sup>, Д.А. Толчина<sup>2</sup>, Д.Д. Исаев<sup>3</sup>, С.В. Макарова<sup>3</sup>, Н.В. Булина<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> ИМПБ РАН - филиал ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 142290, Пущино, Россия  
e-mail: [vsbys@mail.ru](mailto:vsbys@mail.ru), [bystrov@impb.ru](mailto:bystrov@impb.ru)

<sup>2</sup> Физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия

<sup>3</sup> Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, 630128, Новосибирск, Россия

Гидроксиапатит ( $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ , ГАП) широко используемый многофункциональный нано-биоматериал в различных медицинских применениях [1], благодаря своей естественной биосовместимости с костными тканями организма человека и являясь их основным минеральным компонентом (до 70 %) [1-4]. В последнее время ГАП все шире применяется и в других областях: очистка окружающей среды, фотокатализ, средство адресной доставки лекарств [1, 3]. Развивается использование магнитных Fe-ГАП-наночастиц для магнитно-резонансной томографии и локальной гипертермии при лечении рака [5]. Но прежде всего ГАП применяется в костной и стоматологической хирургии как наполнитель и покрытие для имплантатов [3]. Чистый синтетический ГАП хрупкий материал, его стойкость к разрушению ниже, чем у кости человека [4]. Поэтому, имплантаты изготавливаются из более подходящего материала (титан и т.п.), а его поверхность покрывается слоем ГАП [3], который и обеспечивает тут адгезию и приживаемость с формирующейся живой костной тканью на его поверхности [1-3]. Кроме того, биологический костный ГАП отличается от синтетических соединений своим стехиометрическим дисбалансом и наличием большого числа примесных ионов и ионных групп [1-4]. Все фосфаты кальция обладают способностью легко включать в свою кристаллическую решётку разные ионы, которые и влияют на их физико-химические и биологические свойства. Концентрация этих примесей не превышает 3-5%, но они определяют свойства ГАП. Среди них Mg является одним из важнейших ионов, влияющих на свойства ГАП, также важны Sr, Mn и Fe. Такие биогенные и синтетические апатиты, содержащие примесные атомы в позициях структуры ГАП, могут рассматриваться как твердые растворы замещения. Для решения задач по их изучению, наряду с экспериментальными исследованиями, применяются методы моделирования и расчетов из первых принципов, в частности, методы теории функционала плотности (ТФП) [5-7].

В данной работе представлены результаты ТФП расчетов по исследованию Mg/Ca, Mn/Ca замещений в разных позициях Ca1 и Ca2 при различном числе замещающих Ca ионов Mg и Mn. Полученные результаты по изменению параметров ячейки, расстояний между атомами в кристаллической решетке, энергии формирования замещений и др., в зависимости от концентрации замещений, проанализированы в сравнении с экспериментальными данными. Рассмотрены также замещения Fe/Ca. Эти результаты и их анализ позволяют сделать заключения по улучшению технологии изготовления различных синтетических ГАП для медицинских целей. Работа поддержана грантом РФФИ № 21-12-00521.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Bystrov V.S. *Math. Biol. Bioinform.* **12**, 14–54 (2017).
2. Bulina N.V., Makarova S.V., Baev S.G. et al., *Minerals*, **11**, 1310 (2021).
3. Baltacis K., Bystrov V., Bystrova A. et al., *Materials* **13**, 4575 (2020).
4. Tite T., Popa A.-C., Balescu L.M. et al., *Materials* **11**, 2081 (2018).
5. Avakyan L., Paramonova E., Bystrov V. et al., *Nanomaterials*, **11**, 2978 (2021).
6. Bystrov V., Paramonova E., Avakyan, L. et al., *Nanomaterials* **11**, 2752 (2021).
7. Bystrov V.S., Paramonova E.V., Bystrova A.V. et al., *Ferroelectrics* **590**, 41–48 (2022).

## **Исследование процессов диффузии ионов кобальта в кристаллах ортованадата кальция**

И.С. Воронина, Е.Э. Дунаева, Л.Д. Исхакова, А.Г. Папашвили, М.Е. Дорошенко, Л.И. Ивлева

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,  
119991, Москва, ул.Вавилова, 38  
e-mail: [irina.voronina.78@list.ru](mailto:irina.voronina.78@list.ru)*

Ортованадат кальция – перспективный твердотельный материал, обладающий высокой лучевой прочностью, хорошими нелинейно-оптическими и фоторефрактивными свойствами. Кристалл обладает разупорядоченной структурой (витлокит) и заметной ионной проводимостью, что указывает на высокую эффективность диффузионных процессов. Ранее было показано, что легированный марганцем кристалл можно получить путем диффузионного отжига за 24-48 часов [1].

Кобальт в качестве иона-активатора представляет интерес, так как может менять степень окисления  $\text{Co}^{2+}/\text{Co}^{3+}/\text{Co}^{4+}$  и благодаря небольшому ионному радиусу занимать в кристаллической структуре тетраэдрические и октаэдрические позиции, что позволит регулировать люминесцентные свойства. Кристаллы, легированные  $\text{Co}^{2+}$ , могут использоваться как пассивные модуляторы добротности лазерного излучения и насыщающиеся поглотители. Кристаллы  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2:\text{Co}$  были получены методом Чохральского, однако, эффективный коэффициент распределения кобальта в них составляет  $\sim 0.15$ , а концентрация не превышает  $7 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$ . В настоящей работе изучено получение  $\text{CVO}:\text{Co}$  путем высокотемпературного диффузионного отжига.

Образцы для диффузионного отжига были вырезаны из номинально чистых оптически совершенных кристаллов, выращенных методом Чохральского из расплава. Диффузионный отжиг проводился в двух режимах: в открытом объеме кристалл установлен на слой порошкообразного диффузанта и находится на воздухе; в закрытом объеме кристалл полностью погружен в порошок диффузанта и не контактирует с воздухом. Температура отжига варьировалась от 1150 до 1300°C, время - от 24 до 48 ч. В качестве диффузантов использовались  $\text{Co}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Ca}_{10}\text{Co}_{0.5}(\text{VO}_4)_7$  и закристаллизованный расплав  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2:2\text{вес.}\% \text{Co}_3\text{O}_4$ . Химический состав образцов после отжига контролировался методом вторичной ионной масс-спектропии.

Концентрационные зависимости основных элементов и кобальта по длине образца свидетельствуют, что кобальт в  $\text{CVO}$  замещает только кальций, практически не влияя на концентрацию ванадия. Были определены коэффициенты диффузии кобальта по закону Фика при различных температурах и рассчитана энергия активации процесса диффузии. Показано, что энергия активации практически не зависит от направления диффузии и составляет  $2.58 \pm 0.5$  и  $2.63 \pm 0.5$  эВ для направлений  $[100]$  и  $[001]$ , соответственно. При диффузии из  $\text{Co}_3\text{O}_4$  и  $\text{Ca}_{10}\text{Co}_{0.5}(\text{VO}_4)_7$  концентрация кобальта в кристалле составляет до  $2 \cdot 10^{20}/\text{см}^3$ , но поверхность образцов в обоих случаях сильно повреждается. При отжиге в  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2:2\text{вес.}\% \text{Co}_3\text{O}_4$  поверхность кристаллов нарушается незначительно, концентрация кобальта не превышает  $1 \cdot 10^{20}/\text{см}^3$ .

Работа выполнена в рамках поддержанного Российским Научным Фондом Проекта №23-23-00383. (<https://rscf.ru/project/23-23-00383/>)

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Voronina I.S., Dunaeva E.E., Papashvili A.G., Iskhakova L.D., Doroshenko M.E., Ivleva L.I., *J. of Crystal Growth*, **563** (2021).

## **Электронное и атомное строение полтитанатов калия интеркалированных ионами меди**

**О.Ю. Грапенко<sup>1</sup>, А.В. Козинкин<sup>1</sup>, Н.О. Морозова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [grapenko@sfnu.ru](mailto:grapenko@sfnu.ru)

<sup>2</sup>Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., 410054, Саратов,  
Россия

Полититанаты калия (ПТК) представляют собой группу соединений имеющих слоистую структуру, сформированную спаренными титан-кислородными октаэдрами. Синтезированные голандитоподобные твердые растворы по методике [1], модифицированные в водных растворах солей переходных металлов, обладают уникальными функциональными свойствами (CDC – диэлектрики, обладающие колоссальной диэлектрической проницаемостью и фотокаталитическими свойствами) что определяет актуальность исследования их электронного и атомного строения. Конкретно были исследованы следующие составы: ПТК-Cu, представляющий собой модифицированный в водном растворе соли двух валентной меди  $\text{CuSO}_4 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$  и ПТК-Holl-Cu – продукт термической обработки порошка ПТК-Cu при 900 °С в течение 2 ч. Благодаря данным XRD удалось уточнить состав модифицированного ПТК с внедренными ионами меди –  $\text{K}_{1.53}\text{Cu}_{0.76}\text{Ti}_{7.24}\text{O}_{16}$ .

Рентгеновские фотоэлектронные  $2p$  – спектры титана, меди и  $1s$  – спектры кислорода ПТК с внедренными ионами меди были получены на многофункциональном рентгеновском микронзонде ESCALAB 250 с Al K $\alpha$  - излучением (1486.6 эВ). Энергии связи уточнялись по линии  $1s$  углерода (285 эВ). Абсолютное энергетическое разрешение 0.6 эВ определено по линии серебра  $3d$  ( $5/2$ ). XANES спектры CuK-края поглощения получены на станции структурного материаловедения НИЦ «Курчатовский институт» г. Москва в режиме флуоресценция с энергией электронного пучка 2.5 ГэВ и ток до 130 мА.

РФЭС ПТК с медью свидетельствует о том, что в  $2p$  – спектрах титана присутствуют пики, как соответствующие состоянию Ti (4+) (более интенсивный пик), так и состоянию Ti (3+) для обоих соединений.

В  $\text{O}1s$  – спектрах в отличие от немодифицированных ПТК проявляется только кислород, принадлежащего соединениям ПТК (вклад от  $\text{TiO}_2$ ).

Спектры  $\text{Cu}2p$  по своей форме и энергетическому положению, а также по наличию сателлита переноса заряда, указывают на тот факт, что ионы меди при внедрении в матрицу ПТК находятся близко к состоянию атомов меди в  $\text{CuO}$ .

Рассмотрены нормированные XANES CuK-края поглощения полтитаната калия интеркалированного ионами меди и стандартов  $\text{CuSO}_4$ ,  $\text{CuO}$ . Положение рентгеновского края поглощения свидетельствует, что в исследуемом ПТК степень окисления атомов кобальта близко к  $\text{CuO}$ .

Отличие между парашками ПТК-Cu и ПТК-Holl-Cu состоит в уменьшении интенсивностей линий кислорода и увеличении концентрации меди в структуре модифицированного ПТК, что подтверждается как данными РФЭС так и XANES. Таким образом, термическая обработка после модификации позволяет упорядочить структуру ПТК.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности, проект № FENW-2023-0014).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Gorokhovskiy A., Morozova N., Yurkov G. et al., *Molecules* **28**(13), 4945 (2023)

## **Сканирующая обработка материалов высокочастотными импульсными лазерами с использованием акустооптических дефлекторов**

**А.С. Гук<sup>1,2</sup>, Л.С. Гликин<sup>3</sup>, В.Е. Роголин<sup>1</sup>, С.А. Филин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,

<sup>2</sup>Публичное акционерное общество «Красногорский завод им. С.А. Зверева,

<sup>3</sup>ООО НПО "КВАНТРОН"

*e-mail:* [gookas@mail.ru](mailto:gookas@mail.ru), [v-rogalin@mail.ru](mailto:v-rogalin@mail.ru), [kv@mail.ru](mailto:kv@mail.ru), [safilin@mail.ru](mailto:safilin@mail.ru)

С момента появления лазера одной из самых перспективных прикладных задач стала обработка материалов лазерным излучением. До сих пор рассматриваются разные варианты комбинации источников излучения и систем сканирования [1].

В ряде задач требуется устройство управления импульсным лазерным излучением, быстродействие которого составляет 20-50 кГц для обработки материала в «поимпульсном» режиме. Для работы с такими частотами можно воспользоваться акустооптическими дефлекторами с типовыми характеристиками быстродействия (15 мкс), при апертуре акустооптического кристалла из парателлурита ( $\text{TeO}_2$ ) в 1 см. Однако у акустооптического дефлектора есть недостатки такие, как сравнительно небольшой угол сканирования (как правило, не более  $3^0 \times 3^0$ ), требование к линейной поляризации лазерного излучения, потери порядка 20% при использовании двухкоординатного дефлектора и температурная зависимость [2].

Предложены схемы построения сканирующей системы для обработки материала при использовании перспективного газового лазера ЛМП-15 компании ООО НПО «КВАНТРОН». Данный лазер обладает рядом отличительных параметров, важных с точки зрения построения высокоскоростных сканирующих систем: высокая частота повторения импульсов (16.5 кГц), энергия в импульсе 1.5 мДж, две длины волны (510.6 нм и 578.2 нм), случайно поляризованное излучение.

Сканирующие системы проектировались с возможностью управления положением каждого импульса лазерного излучения с частотой повторения импульсов вплоть до 50 кГц. Данная технология позволяет подобрать необходимый режим обработки материала и контролировать параметры воздействия в каждом импульсе в течение всего времени процесса.

Рассмотрены варианты комбинации электромеханического сканера и акустооптического дефлектора. В данном случае удастся использовать положительные характеристики электромеханических сканеров и акустооптических дефлекторов и получить сравнительно большой угол сканирования в десятки градусов и сравнительно большую скорость переключения положения в узком поле сканирования  $3^0 \times 3^0$ .

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Гликин Л.С. Способ и устройство для лазерной резки материалов Патент RU 2634338 С1, 23.05.2016.
2. Гук А.С., Гуляев Ю.В., Евстигнеев В.Л., Казарян М.А., Мокрушин Ю.М., Талалаев М.А., Шакин О.В. Температурные эффекты в акустооптических дефлекторах на парателлурите. (М.:РАН), 10 (2017)

## Процессы переключения в керамике твердых растворов на основе ниобата кальция–бария

О.С. Гусева, О.В. Малышкина

Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [Olga.Malyshkina@mail.ru](mailto:Olga.Malyshkina@mail.ru)

В работе проведены сравнительные исследования в широком температурном интервале (от 30 до 300 °С) процессов переключения (по петлям диэлектрического гистерезиса) образцов керамики состава  $\text{Ca}_{0,3}\text{Ba}_{0,7}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (CBN) чистого и с добавками (5%)  $\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{KTaO}_3$  или  $\text{LiTaO}_3$ , полученных методом твердофазного синтеза, как описано в работе [1].

Исследования температурных зависимостей петель диэлектрического гистерезиса образцов керамики на основе CBN30 проводились на неполяризованных образцах. В качестве примера, на рисунке 1 показано изменение петель диэлектрического гистерезиса с увеличением температуры образца для образца керамики CBN30+5%KTaO<sub>3</sub>. Как можно видеть изначально, при комнатной температуре петля практически не раскрыта. Затем, в процессе нагрева образца, происходит формовка петли, сопровождающаяся увеличением переключаемой поляризации ( $P_r$ ) (рис. 2а) и ростом коэрцитивного поля ( $E_c$ ) (рис. 2б). С дальнейшим увеличением температуры поведение остаточной поляризации и коэрцитивного поля керамики твердых растворов на основе CBN30 аналогично соответствующим монокристаллам CBN30 [2]: с ростом температуры коэрцитивное поле уменьшается. При приближении температуры, к точке Кюри монокристаллов CBN30 (~ 217 °С) начиналось «округления» петли диэлектрического гистерезиса, что, по всей видимости, связано с резким ростом диэлектрических потерь. Данное предположение подтверждено температурными исследованиями комплексной диэлектрической проницаемости с помощью фазочувствительного измерителя иммитанса ВЕКТОР-175. Согласно температурной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (рис. 2в), с температур 160°С, для твердых растворов на основе CBN30, и со 130°С, для чистого CBN30, начинается резкий рост диэлектрических потерь. Это объясняет плавный переход петли диэлектрического гистерезиса в эллипс потерь, наблюдаемый в эксперименте при высоких температурах, не позволяющий определить температур исчезновения спонтанной поляризации.

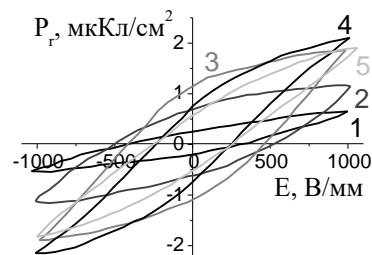


Рис. 1. Петли диэлектрического гистерезиса керамики CBN30+KTaO<sub>3</sub> кривая 1 – 27, 2 – 70, 3 – 110, 4 – 170 и 5 – 210 °С.

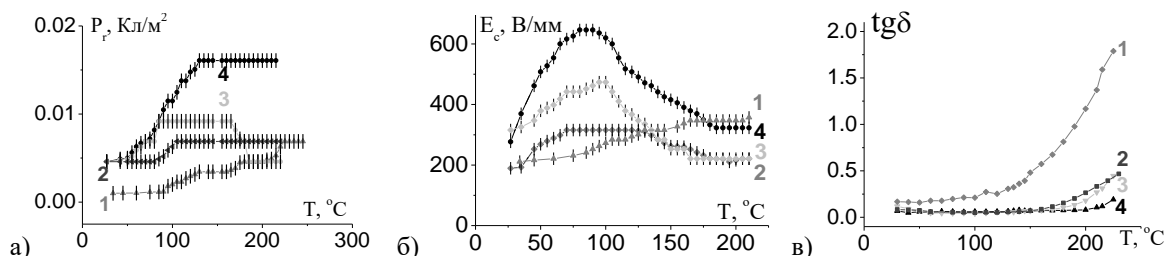


Рис.2. Температурные зависимости остаточной поляризации (а), коэрцитивного поля (б) и тангенса угла диэлектрических потерь (в) образцов керамики CBN30 (кривая 1), CBN30+5%SrTiO<sub>3</sub> (кривая 2), CBN30+5%KTaO<sub>3</sub> (кривая 3) и CBN30+ LiTaO<sub>3</sub> (кривая 4).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гусева О.С., Малышкина О.В., Митченко А.С. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов **14**, 572 (2022).
2. Малышкина О.В., Лисицын В.С., Dec J., Łukasiewicz T. ФТТ **56**, 1763 (2014).

## **Электрофизические параметры 1–3-композиата на основе кристаллического модифицированного SbSI**

**Л.А. Дыкина<sup>1</sup>, В.Ю. Тополов<sup>2</sup>, П.А. Борзов<sup>1</sup>, А.Е. Панич<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*  
*e-mail: [diykinala@mail.ru](mailto:diykinala@mail.ru)*

<sup>2</sup>*Физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

В настоящей работе анализируются свойства и электрофизические параметры композиата со связностью типа 1–3 на основе кристаллического модифицированного халькогалогенида сурьмы SbSI (МХГС). Выбор данного бессвинцового сегнетоэлектрического компонента в качестве основного обусловлен его уникальными диэлектрическими, пьезоэлектрическими и прочностными свойствами. Полученные в НКТБ «Пьезоприбор» ЮФУ композитные образцы имеют форму прямоугольного параллелепипеда и представляют собой систему однонаправленных кристаллических стержней МХГС в протяженной эпоксидной матрице. Поляризация образцов осуществлялась на воздухе при приложении внешнего электрического поля напряженностью  $E = 1$  кВ/мм вдоль полярной оси кристалла МХГС. Измерения электрофизических параметров поляризованных образцов проведены на экспериментальных установках НКТБ «Пьезоприбор» ЮФУ.

1–3-композит при объемной концентрации МХГС  $m = 0,85$  характеризуется следующими свойствами: диэлектрическая проницаемость механически свободного образца  $\epsilon_{33}^{*\sigma}/\epsilon_0 = 734$ , тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta^* = 0.020$ , продольный пьезомодуль  $d_{33}^* = 578$  пКл/Н, гидростатический пьезомодуль  $d_h^* = 505$  пКл/Н, продольный пьезокоэффициент  $g_{33}^* = 89.0$  мВм/Н и его гидростатический аналог  $g_h^* = 77.7$  мВм/Н. На основании этих данных получаем гидростатический параметр приема  $d_h^* g_h^* = 39.2 \cdot 10^{-12}$  Па<sup>-1</sup>, что выгодно отличает данный материал от известных 1–3-композитов на основе сегнетоэлектрических кристаллов [1]. Достигнутое высокое значение пьезокоэффициента  $g_h^*$  связано с компромиссным влиянием высокой гидростатической чувствительности по заряду  $d_h^*$  и относительно низкой диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{33}^{*\sigma}$  вследствие ощутимого эффекта комбинирования свойств в 1–3-композитах [1].

При внешнем воздействии (механическом или тепловом) на исследуемый композиит, происходят изменения его электрофизических параметров, которые могут быть объяснены вариацией доменной структуры кристаллических стержней МХГС и дрейфом эпоксидной матрицы. В работе исследованы необратимые изменения электрофизических параметров композиата при внешнем гидростатическом давлении  $p_{hyd} = 10; 30$  и  $60$  МПа. Установлено немонотонное поведение электрофизических параметров композиата с течением времени  $t$  после гидростатического воздействия (спустя  $t = 24$  ч и  $t = 168$  ч). Кроме того, наблюдается возврат исследованных электрофизических параметров к значениям, которые близки к исходным, это означает, что повторная переориентация механических двойников (не 180°-ных доменов) в начальное состояние внутри стержней МХГС не происходит.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Topolov V.Yu., Bowen C.R., and Bisegna P., Piezo-active Composites. Microgeometry – Sensitivity Relations (Cham: Springer International, 2018).



## **Магнитоэлектрический композитный филамент из поливинилиденфторида с частицами $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ для 3D-печати**

**П. Ершов<sup>1</sup>, А. Омелянчик<sup>1,2</sup>, П. Воронцов<sup>1</sup>, К. Амиров<sup>1</sup>, А. Жанситов<sup>3</sup>,  
Х. Мусов<sup>3</sup>, С. Хаширова<sup>3</sup>, И. Виндокуров<sup>4</sup>, М. Ташкинов<sup>4</sup>, В. Родионова<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта, 236000, Калининград, Россия  
e-mail: [fofan89@gmail.com](mailto:fofan89@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Department of Chemistry and Industrial Chemistry (DCIC), University of Genova, 16146, Genova, Italy*

<sup>3</sup>*Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, Нальчик, Россия*

<sup>4</sup>*Пермский национальный исследовательский политехнический университет, 614990, Пермь, Россия*

Новый класс «умных» материалов, известных как мультиферроики, в которых наблюдается выраженная, в частности, взаимосвязь магнитной и электрической подсистем, активно изучается и имеет перспективы практического применения в энергетике, сенсорике, микроэлектронике и биомедицине [1, 2]. Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в индуцировании электрической поляризации (P), индуцированной магнитным полем (H). Одной из технологий создания магнитоэлектрических материалов является внедрение магнитных частиц в пьезоэлектрическую матрицу. Композиты, полученные из пьезополимера поливинилиденфторида (ПВДФ) с внедренными магнитными наночастицами (МНЧ) [1, 2], демонстрируют коэффициент МЭ  $\alpha_{33}$  в диапазоне  $5\text{--}20 \text{ мВ} \times \text{см}^{-1}\text{Э}^{-1}$ .

В данной работе мы исследуем возможности технологии 3D-печати композитом ПВДФ-МНЧ, поскольку аддитивные технологии позволяют оптимизировать производство и сократить количество необходимых этапов изготовления деталей и устройств с МЭ-эффектом. Композитные филаменты для печати методом наплавления (FDM) (последовательно снизу вверх путем нагревания и экструзии) изготавливались путем экструзии пленок, полученных из полимеров с разной молекулярной массой (~80 к и ~500 к), а также с различным содержанием МНЧ CFO ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ) (5-15 мас.%).

Мы обнаружили, что оптимальное содержание частиц в 10% улучшает кристалличность образца, не оказывая негативного влияния на механические свойства композита. Кроме того, использование полимера с более низкой молекулярной массой снижает температуру плавления, увеличивает долю электроактивной фазы полимера и уменьшает модуль Юнга. В результате, определены оптимальный для реализации 3D печати МЭ-композитом состав и требования к полимеру-прекурору.

Работы выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-30032).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ueberschlag, P. *Sensor Review*, 21(2), 118–126. (2001).
2. Supriya, S., Kumar, L., & Kar, M., *Polymer Composites*, 40(3), 1239–1250. (2018)

## Термодинамические подходы к прогнозированию поверхностной сегрегации в бинарных металлических наночастицах

Д.В. Жигунов, В.М. Самсонов, А.А. Романов, И.В. Талызин, А.В. Луцай  
Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия  
e-mail: [dmitry-jigunow@ya.ru](mailto:dmitry-jigunow@ya.ru)

Термодинамическое моделирование имеет определенные преимущества перед атомистическим. Его результаты относятся к равновесному, т.е. наиболее стабильному состоянию. Нами были использованы два разных подхода к термодинамическому моделированию сегрегации в металлических наносплавах, включая наночастицы Pt-Pd и Ni-Cu:

1. На основе решения уравнения Батлера. [1, 2]. В задачу моделирования входит нахождение мольной доли сегрегирующего компонента  $\chi_{Pd}^{(s)}$  как функции средней мольной доли  $\overline{\chi_{Pd}}$ . На Рисунке 1 а представлены полученные зависимости  $\chi_{Pd}^{(s)}(\overline{\chi_{Pd}})$ ;
2. На основе решения уравнения Ленгмюра-Маклина, распространенного на наночастицы:

$$\frac{\chi_{Pd}^{(s)}}{1-\chi_{Pd}^{(s)}} = \frac{\chi_{Pd}^{(c)}}{1-\chi_{Pd}^{(c)}} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right), \quad (1)$$

где  $\chi_{Pd}^{(c)}$  – мольная доля сегрегирующего компонента в ядре наночастицы,  $Q$  – теплота сегрегации,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – температура. На Рисунке 1 б представлены результаты моделирования на основе решения уравнения (1). Оба метода моделирования согласуются, предсказывая поверхностную сегрегацию Pd и ее уменьшение с ростом температуры.

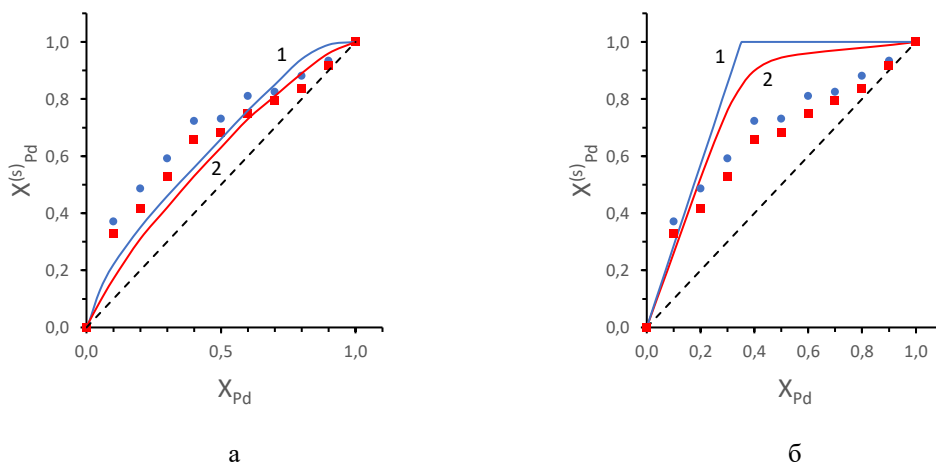


Рис. 1. Зависимости  $\chi_{Pd}^{(s)}(\overline{\chi_{Pd}})$ , найденные решением уравнения Батлера (а) и уравнения Ленгмюра-Маклина (б): кривые 1 отвечают  $T = 300$  К, кривые 2 –  $T = 1000$  К. Точки отвечают результатам наших МД экспериментов, полученных с помощью программы LAMMPS [3] ● (300 К) и ■ (1000 К).

Работа выполнена при поддержке Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственной программы в области научно-исследовательской деятельности (проект № 0817-2023-0006).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Samsonov V.M., Bembel A.G., Kartoshkin A.Y. et al., Journal of Thermal Analysis and Calorimetry **133**, 1207 (2018).
2. Samsonov V.M., Talyzin I.V., Kartoshkin A.Yu. et al., Computational Materials Science **199**, 110710 (2021).
3. Samsonov V.M., Romanov A.A., Kartoshkin A.Y. et al., Applied Physics A. **128**, 826 (2022).

**Высокочастотные диэлектрические потери в тонких  
поликристаллических сегнетоэлектрических пленках и  
композитах с сегнетоэлектрическими включениями**

**С.П. Зубко, Н.Ю. Медведева, П.А. Петрова, В. Орлов**

*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, Россия*

*e-mail: [spzubko@etu.ru](mailto:spzubko@etu.ru)*

Одной из основных проблем, ограничивающих применение сегнетоэлектриков в устройствах обработки высокочастотных сигналов, является высокий уровень диэлектрических потерь. В работе исследован вклад в диэлектрический отклик сегнетоэлектрика основных механизмов диэлектрических потерь, а также проанализированы методы их снижения с сохранением нелинейности материала.

К фундаментальным механизмам потерь в сегнетоэлектриках со структурой перовскита относят низкочастотную релаксацию, нелинейное взаимодействие между колебаниями мягкой сегнетоэлектрической моды и фононами кристаллической решетки, квазидебаевский механизм потерь, связанный с релаксацией функции распределения фононов кристалла, рассеяние сегнетоэлектрической моды на заряженных дефектах [1].

В сегнетоэлектрических высокочастотных устройствах помимо фундаментальных механизмов потерь необходимо учитывать вклад электрострикционного механизма, обусловленного резонансными явлениями гиперзвука на характерных рабочих областях устройства [2,3]. Действие данного механизма потерь приводит к появлению дополнительных резонансных пиков на частотных зависимостях фактора диэлектрических потерь. Как показали проведенные исследования и численное моделирование, использование композитных пленок с контролируемым размером сегнетоэлектрических включений или поликристаллических пленок с возможностью технологического контроля формы и размера зерен, позволяет эффективно управлять частотами дополнительных резонансных пиков, смещая их за пределы рабочего диапазона устройства.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Vendik O.G., Zubko S.P. Theory and Phenomena of Metamaterials (Handbook of Artificial Materials) (Oxford, UK: Taylor and Francis Group), edited by F. Capolino (2009).
2. Вендик О.Г., Рогачев А.Н., ПЖТФ **17** (1999).
3. Петрова П.А., Орлов В.С. XI Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ». Сборник докладов. Санкт-Петербург. 30 мая - 3 июня 2022 г. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ». С. 406-408.

## **Структурные и функциональные свойства монокристаллов ортованадата кальция при гетеровалентном замещении кальция ТМ(RE) ионами**

Л.И.Ивлева<sup>1</sup>, Г.М.Кузьмичева<sup>2</sup>, М.Е.Дорошенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.  
e-mail: [ivleva@lst.gpi.ru](mailto:ivleva@lst.gpi.ru)

<sup>2</sup>МИРЕА, Российский технологический университет, пр-т Вернадского 78, Москва 119454, Россия

Ортованадат кальция  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  (CVO) с ацентрической структурой типа витлокита (пространственная группа  $R\bar{3}c$ ,  $Z=21$ ) представляет собой разупорядоченную кристаллическую среду, кристаллохимическая формула которого включает шесть возможных положений кальция и три структурных позиции ванадия. Легирование кристалла ионами переходных металлов или редкоземельных элементов обычно используется для изменения и/или улучшения его характеристик. Внедрение в матрицу ионов легирующей примеси вызывает структурные изменения материала, что в свою очередь приводит к модификации функциональных параметров оптической среды.

В данной работе легирование кристаллов CVO проводилось двумя независимыми методами. Кристаллы CVO:TM (Mn,Co,Cr) и CVO:RE(Tm,Tm+Ho) были выращены методом Чохральского, легирующая примесь вводилась в расплав сверх стехиометрии в виде соответствующих оксидов. Метод высокотемпературного диффузионного легирования был использован для введения примесей в номинально чистые кристаллы CVO, полученные методом Чохральского, при использовании оксидов легирующих элементов в качестве твердотельных диффузантов. Для исследования кристаллов были привлечены методы рентгеноструктурного анализа, ЭПР, адсорбционной и оптической спектроскопии. Проведенные исследования позволили определить локальную структуру легирующих ионов, их местоположение в матричной решетке и специфический формальный заряд. Получены реальные составы кристаллов в форме  $(\text{Ca},\text{TM}(\text{RE}))[(\text{V}^{5+},\square)\text{O}_4]_2$  ( $\square$ -вакансии). Поливалентное состояние примесных ионов в этом материале определяется смешанными положениями в структуре, заселенность которых определяется внешними факторами, включая условия кристаллизации и дополнительную термическую обработку. Рассматривается влияние способа изготовления на спектрально-люминесцентные характеристики легированного кристалла. Образование различных оптических центров ионов с неодинаковым локальным окружением приводит к модификации спектров поглощения и флуоресценции.

## **Математическое моделирование магнитоэлектрического отклика композитных пленок на основе ПВДФ**

А.А. Игнатов<sup>1</sup>, Ю.Л. Райхер<sup>1,2</sup>, О.В. Столбов<sup>1,2</sup>, В.В. Родионова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,  
Калининград 236004, Россия  
e-mail: [artem.ignatov98@gmail.com](mailto:artem.ignatov98@gmail.com)*

<sup>2</sup> *Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь 614018, Россия*

В магнитоэлектрических материалах может наблюдаться прямой магнитоэлектрический эффект (возникновение электрической поляризации под действием магнитного поля) и обратный (изменение намагниченности под действием приложенного электрического поля). В композитах данный эффект является следствием взаимодействия ферромагнитной и пьезоэлектрической фаз через механическое напряжение. Такие материалы обладают преимуществами перед однофазными магнитоэлектриками: на порядки большая величина магнитоэлектрического эффекта [1] и возможность варьировать состав фаз, а, следовательно, подбирать свойства композита под определенные приложения. Большая величина магнитоэлектрического эффекта позволяет использовать подобные композиты в качестве чувствительных элементов датчиков магнитного или электрического поля [2, 3], устройств накопления энергии [3], а возможность изменения фаз позволяет подбирать, например, биосовместимые компоненты для конструирования каркасов для тканевой инженерии [4].

«Умный» каркас, способный индуцировать поверхностные заряды в ответ на приложенное магнитное поле, позволяет не только увеличить скорость преципитации остеогенных стволовых клеток из окружающей среды, но и создать более благоприятные условия для клеточной дифференцировки, а затем и пролиферации. Полимеры, предназначенные для создания «умных» каркасов, например, для регенерации костей животных/человека, должны соответствовать требованию биосовместимости. Таким требованиям соответствует поливинилиденфторид (ПВДФ).

При подборе размера, состава, концентрации ферромагнитных частиц и дополнительных пьезоэлектрических филлеров, эффективно использовать метод компьютерного эксперимента [5]. В докладе будут представлены результаты исследований методом компьютерного эксперимента магнитоэлектрического отклика композитной пленки на основе ПВДФ с магнитными наночастицами и сравнение полученных результатов с результатами эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках гранта РНФ № 21-72-30032.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Pereira N., Lima A.C., Lanceros-Mendez S., Martins P., *Materials* **13**, Art. no. 4033 (2020).
2. Vidal J.V., Turutin A.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M., Kiselev D.A., Malinkovich M.D., Parkhomenko Y.N., Kobeleva S.P., Sobolev N.A., Kholkin A.L., *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **67**, 1219 (2020).
3. Pereira N., Lima A.C., Correia V., Perinka N., Lanceros-Mendez S., Martins P., *Materials* **13**, Art. no. 1729 (2020).
4. Omelyanchik V., Antipova C., Gritsenko V., et al. *Nanomaterials* **11**, Art. no. 1154 (2021).
5. Stolbov O., Ignatov A., Rodionova V., Raikher Yu., *Soft Matter* **19**, 4029 (2023)

## **Термоэлектрические композиты на основе перовскитов**

**Ю.В. Кабиров<sup>1</sup>, Е. Н. Сидоренко<sup>1</sup>, А.Г. Рудская<sup>1</sup>,  
Н.В. Пруцакова<sup>2</sup>, Е.В. Чебанова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физический факультет, Южный федеральный университет,  
344090, Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [salv62@mail.ru](mailto:salv62@mail.ru)*

<sup>2</sup>*Донской государственный технический университет, площадь Гагарина, 1, 344000, г. Ростов-на-Дону, Россия*

Применение твердотельных термоэлектрических преобразователей весьма перспективно для получения и преобразования энергии, в том числе в сфере энергосберегающих технологий. Одной из причин, ограничивающих широкое применение термоэлектрических преобразователей энергии, является их низкая термоэлектрическая добротность и фактор мощности [1]. Материалы для эффективных термоэлектрических преобразователей энергии должны обладать высоким коэффициентом Зеебека, хорошей проводимостью и низкой теплопроводностью. С целью достижения высокой проводимости и фактора мощности перспективным представляется исследование композитных материалов на базе перовскитов, где появление примесных уровней в запрещенной зоне приводит к росту числа носителей заряда, коэффициента Зеебека и фактора мощности. Подавленная фоновая компонента теплопередачи в композитах дает надежду на невысокий рост значения теплопроводности в таких составах. Следует отметить, что в дефектных перовскитах вдали от фазовых переходов знак носителей заряда не изменяется. Так, в работе [1] изучались термоэлектрические свойства композитов, состоящих из перовскита  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , оксида меди  $\text{CuO}$  и кобальтита лития  $\text{LiCoO}_2$ . Достигнутые значения коэффициента Зеебека составили величины порядка 500 мкВ/К при факторе мощности порядка 2 мкВт·м<sup>-1</sup>·К<sup>-2</sup>.

Исследуемая область температур – от комнатной до 250 °С.

В настоящей работе предложен путь использования простых перовскитов, не имеющих фазовых переходов в соответствующей области температур, для создания недорогих, эффективных термоэлектрических материалов.

В нашей работе в качестве таких материалов приготовлены и экспериментально исследованы двухкомпонентные композиты на основе заранее приготовленных модельных перовскитов  $\text{CaTiO}_3$  и  $\text{SrTiO}_3$ , при этом процентное содержание компонентов изменялось с шагом 5%. Компоненты перемешивались и далее прессовались под давлением 300 МПа, затем синтезировались при температуре 1100 °С в течение трех часов. Фазовый состав полученных образцов изучен методами рентгеновской дифракции. Синтезированные композиты имеют повышенную проводимость, и, соответственно, высокие значения коэффициента Зеебека.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Kabirov Yu.V., Belokobylsky M.V., Popov V.R., et al., Letters on Materials **13**, 2 (2023).

## Модели сверхпроводящего спинового клапана

А.А. Камашев<sup>1</sup>, Н.Н. Гарифьянов<sup>1</sup>, А.А. Валидов<sup>1</sup>, Я.В. Фоминов<sup>2,3</sup>,  
 И.А. Гарифуллин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029, Казань, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 109028, Москва, Россия

e-mail: [kamandi@mail.ru](mailto:kamandi@mail.ru)

В данной работе были приготовлены 2 серии образцов: серия А —  $HA^{hot}(20\text{nm})/Al(4\text{nm})/HA^{RT}(d_{HA^{RT}})/Al(1.2\text{nm})/Pb(60\text{nm})$  с варьируемой толщиной  $HA^{RT}$ -слоя от 1 до 5 нм; серия В с изоляционными слоями в интерфейсах Ф1/С и С/Ф2 —  $CoO_x(3.5\text{nm})/Co(3\text{nm})/Pb(d_{Pb})/Co(3\text{nm})$  с варьируемой толщиной Pb-слоя от 60 до 120 нм. Для серии А мы исследовали зависимость  $T_c$  от угла  $\alpha$  между направлением замороженного поля и внешним магнитным полем, приложенных вдоль плоскости образца. Максимальная разница в  $T_c$  между Р и РР ориентациями намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев составляет  $\Delta T_c^{trip} \sim 1.1$  К для образца  $HA^{hot}(20\text{nm})/Al(4\text{nm})/HA^{RT}(5\text{nm})/Al(1.2\text{nm})/Pb(60\text{nm})$  (рис. 1).

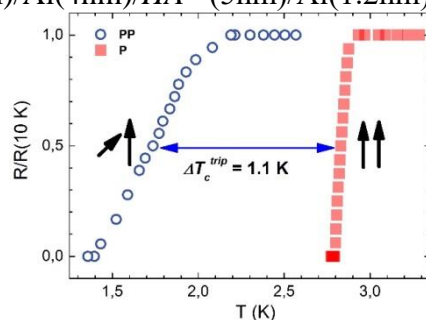


Рис. 1. Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, во внешнем магнитном поле  $H_0 = 4$  кЭ для образца  $HA^{hot}(20\text{nm})/Al(4\text{nm})/HA^{RT}(5\text{nm})/Al(1.2\text{nm})/Pb(60\text{nm})$ .

Для серии В мы исследовали кривые сверхпроводящих переходов при параллельной (Р) и антипараллельной (АР) ориентации намагниченностей Ф-слоев. Для всей этой серии наблюдался эффект ССК. Наиболее интересный результат был получен для образца  $CoO_x(3.5\text{nm})/Co(3\text{nm})/Pb(60\text{nm})/Co(3\text{nm})$  (рис. 2). Величина эффекта ССК составила  $\Delta T_c \sim 0.2$  К.

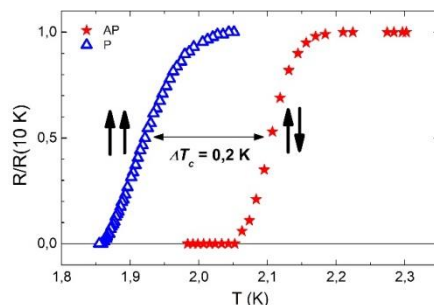


Рис. 2. Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев для образца  $CoO_x(3.5\text{nm})/Co(3\text{nm})/Pb(60\text{nm})/Co(3\text{nm})$  с изоляционными слоями в интерфейсах Co/Pb и Pb/Co. Для изменения взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев прикладывалось внешнее магнитное поле  $H_0 = 1$  кЭ.

## Влияние неоднородности структуры тонкой пленки ZnO на диэлектрические свойства

А. А. Камынин, А. А. Половинкин, А. В. Костюченко

Воронежский государственный технический университет, 394006, Воронеж, Россия

e-mail: [silentcurve@gmail.com](mailto:silentcurve@gmail.com)

Оксид цинка со структурой вюрцита обладает одним из наибольших пьезо-откликов среди аналогичных соединений. Свойства тонких пленок зависят от морфологии структуры. Поэтому, целью данной работы стало исследование влияния структурных неоднородностей тонких пленок ZnO на диэлектрические свойства. Тонкие пленки ZnO были получены методом высокочастотного магнетронного распыления на подложках ситалла с ВШП структурой. Частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  изучена методом импедансной спектроскопии. Результаты исследования показали, что имеет место частотная дисперсия  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ , что связывается с релаксационным процессом накопления заряда на неоднородностях. Для объяснения полученных данных был рассмотрен механизм, согласно которому на свойства полученных пленок оказывает влияние анизотропия диэлектрической проницаемости, связанная с процессом зарождения кристаллической структуры, при котором новые зерна начинают расти на поверхности уже существующих, что подтверждается проведенными структурными исследованиями. Это приводит к наличию локальных областей в структуре с различными значениями  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ . Показано, что зависимости  $\epsilon'(\omega)$  и  $\epsilon''(\omega)$  могут быть описаны уравнением для импеданса:

$$Z(\omega, R_0, R_1, \tau_1, \dots, R_N, \tau_N) = \sum_{i=1}^{N-1} R_{0i} + \sum_{i=1}^N Z_i = R_0 + \sum_{i=1}^N \frac{R_i (1 - i\omega\tau_i)}{1 + (\omega\tau_i)^2}, \quad (1)$$

где первое слагаемое определяет межзеренную прослойку между «кластерами» с разной ориентацией зерен; второе слагаемое – характеризует свойства самих кластеров;  $N$  – число кластеров. На рисунке, видно, что уравнение (1) достаточно точно, описывает экспериментальные данные (ошибка  $\sim 0,8\%$ ). Расчет дал значение параметра  $R_0 \sim 10^{-50} \approx 0$ , что говорит об отсутствии межзеренной прослойки между зернами с разной ориентацией. Это также подтверждает, что зерна с одной ориентацией начинают расти на поверхности зерен с другой ориентацией. Расчет показал, что значение количества зерен с разной ориентацией  $N = 3$ . Если  $N > 3$ , то расчетный параметр  $R$ , для вновь введенных групп зерен, будет близок к нулю ( $< 10^{-250}$ ), что позволяет сделать предположение том, что такие состояния в изучаемой неоднородной структуре невозможны. Можно сделать предположение о том, что особенности симметрии кристалла и анизотропия диэлектрической проницаемости, накладывают ограничения на возможности роста одних зерен на поверхности других с возможной ориентацией отличной от первых трех.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № FZGM-2023-0006)

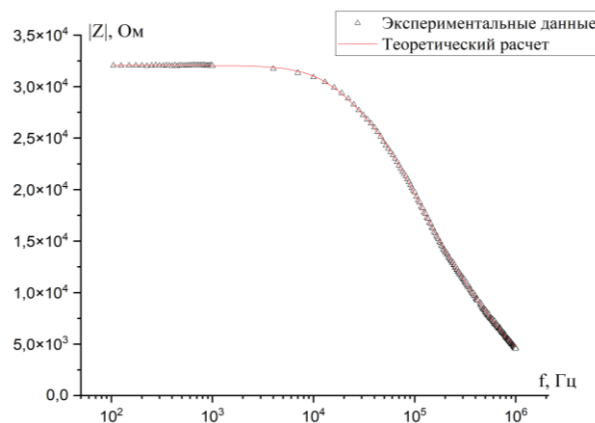


Рис. 1. Частотная зависимость импеданса при комнатной температуре.



## Отражение и поглощение излучения в УФ диапазоне монокристаллического парателлурита

И.А. Каплунов<sup>1</sup>, Г.И. Кропотов<sup>2</sup>, В.И. Роголин<sup>3</sup>, А.А. Шахмин<sup>2</sup>, С.А. Третьяков<sup>1</sup>,  
В.С. Степанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия  
e-mail: [kaplunov.ia@tversu.ru](mailto:kaplunov.ia@tversu.ru)

<sup>2</sup>ООО «Тидекс», 194292 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, 191186 Санкт-Петербург, Россия

Одним из наиболее востребованных материалов для создания акустооптических устройств, работающих в широком спектральном диапазоне (край УФ, видимый, ближний ИК) является парателлурит. Монокристаллы парателлурита обладают рядом уникальных для диэлектриков физических свойств, удачное сочетание которых и создает этим кристаллам большие преимущества перед многими другими акустооптическими материалами. Промышленные твердотельные лазеры с диодной накачкой, работающие на УФ длине волны 355 нм являются мощными и компактными приборами, что предопределяет их широкое прикладное использование и представляется актуальным создание акустооптических двухкоординатных дефлекторов на парателлурите для данной длины волны.

На рисунке 1 представлены спектры отражения и пропускания, полученные на образцах с поверхностями, соответствующими кристаллографическим плоскостям (001), (100) и (110) в ультрафиолетовом спектральном диапазоне. На спектре отражения (рис. 1 а) наблюдается пиковый рост отражения, максимум приходится на 0.275 мкм. Коротковолновый край оптического пропускания (рис. 1 б) характеризуется резким ростом пропускания и с длины волны 0.345 мкм пропускание превышает 60%. Для длины волны 355 мкм (длина волны излучения УФ лазера) пропускание достигает 64%.

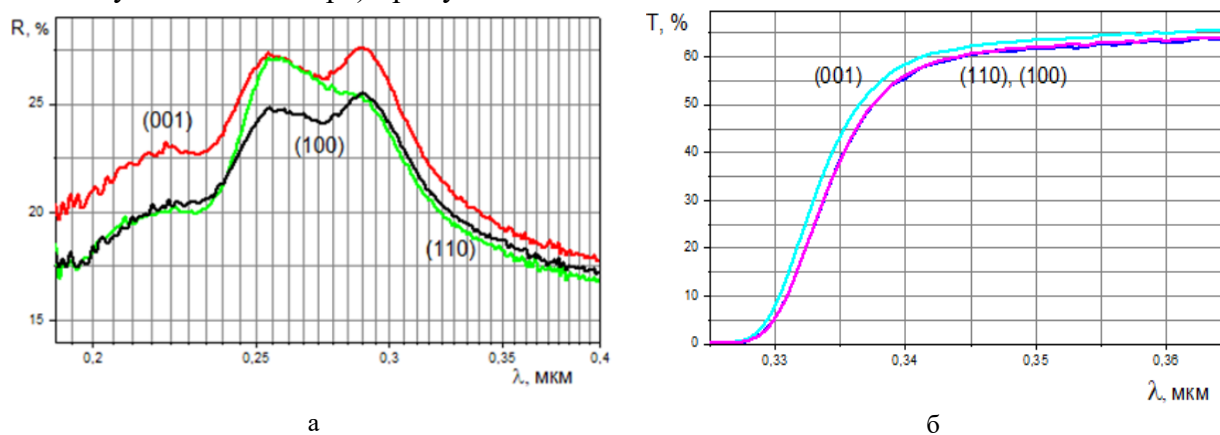


Рис.1. Спектр отражения (а) и пропускания (б) в УФ диапазоне образцов парателлурита с разной кристаллографической ориентацией

Рассчитанный коэффициент ослабления (поглощения) для коротковолновой границы оптического пропускания в УФ области для длины волны 0.355 мкм составляет  $0.092 \text{ см}^{-1}$ . Порядок величины говорит о достаточно большом поглощении, не позволяющим применять материал для управления мощным лазерным излучением, однако материал пригоден для использования в импульсных источниках малой и средней мощности.

Работа выполнена в рамках государственного задания по научной деятельности № 0817-2023-0006 и №75-03-2022-056 с использованием ресурсов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета и ресурсов ООО «Тидекс».

## Особенности пропускания излучения в терагерцовом диапазоне изотопов германия

И.А. Каплунов<sup>1</sup>, Г.И. Кропотов<sup>2</sup>, В.И. Рогалин<sup>3</sup>, А.А. Шахмин<sup>2</sup>, А.Д. Буланов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [kaplunov.ia@tversu.ru](mailto:kaplunov.ia@tversu.ru)

<sup>2</sup>ООО «Тидекс», 194292 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, 191186 Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup>Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Десятых РАН, Нижний Новгород, Россия

Германий, как кристаллы, так и его соединения, широко используется в науке и технике разного назначения. Направления исследований изотопически чистых кристаллов Ge обусловлено новыми применениями материала в микро- и нанoeлектронике, инфракрасной оптике, оптике терагерцового диапазона, нанofотонике и других областях. Моноизотопный Ge может быть перспективен для создания элементов спинтроники, квантовых компьютеров и других задач нанoeлектроники. Монокристаллы изотопа <sup>76</sup>Ge используются как материал детекторов для исследований процессов двойного бета-распада и ряда фундаментальных физических процессов.

В работе исследование оптического пропускания в терагерцовом спектральном диапазоне выполнено для всех пяти стабильных изотопов германия (<sup>70</sup>Ge, <sup>72</sup>Ge, <sup>73</sup>Ge, <sup>74</sup>Ge, <sup>76</sup>Ge). Спектральное пропускание образцов в диапазоне 0.185 – 670 мкм изучалось с использованием фурье-спектрометра Vertex 70 (Bruker); в спектральном диапазоне 150 – 3000 мкм - с использованием прибора TeraK8 (MenloSystems).

На рисунке 1 представлены спектры пропускания и поглощения для изотопов германия в диапазоне 100-3000 мкм. максимальное пропускание и минимальным коэффициентом поглощения обладают монокристаллы в диапазоне 200-800 мкм. Рассчитанный коэффициент поглощения для этого диапазона составляет менее 1 см<sup>-1</sup> для основной массы образцов.

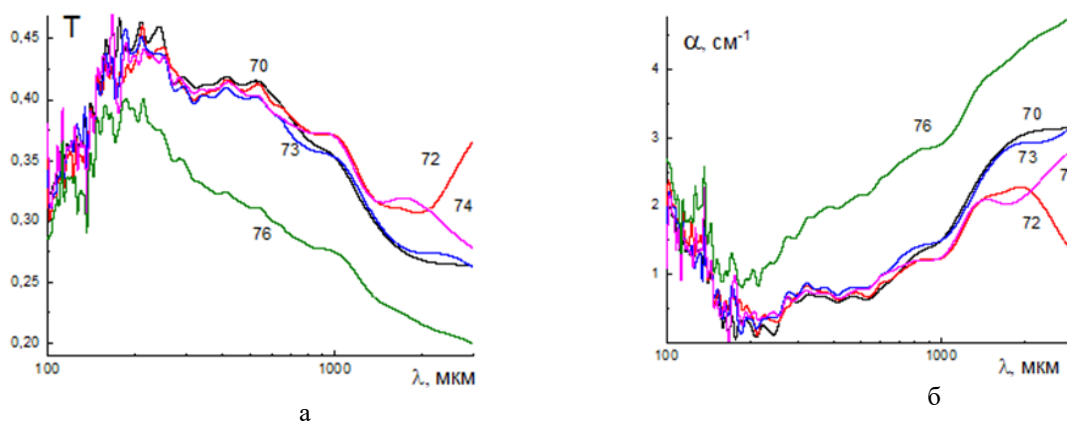


Рис. 1. Спектры пропускания (а) и поглощения (б) изотопов германия

Работа выполнена в рамках государственного задания по научной деятельности № 0817-2023-0006, №75-03-2022-056 и № 122031000234-2 с использованием ресурсов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета и ресурсов ООО «Тидекс».

**Влияние высокотемпературных изотермических отжигов на  
оптические свойства кристаллов группы  $Gd_3Al_xGa_{5-x}O_{12}$  ( $x=1\div 3$ ) и  
 $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$**

Н.С. Козлова<sup>1</sup>, В.М. Касимова<sup>1</sup>, Е.В. Забелина<sup>1</sup>, А.С. Быков<sup>1</sup>, О.А. Бузанов<sup>2</sup>,  
А.В. Таргонский<sup>3,4</sup>, А. В. Рогачев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет “МИСИС”, 119049,  
Москва, Россия

e-mail: [kozlova\\_nina@mail.ru](mailto:kozlova_nina@mail.ru)

<sup>2</sup>АО “ФОМОС-МАТЕРИАЛЫ”, 107023, Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182, Москва,  
Россия

<sup>4</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ФНИЦ “Кристаллография и фотоника”  
Российской академии наук, 119333, Москва, Россия

В области сцинтилляционного материаловедения монокристаллических оксидных диэлектрических материалов наблюдается интерес к кристаллам группы гадолиний-алюминий-галлиевого граната  $Gd_3Al_xGa_{5-x}O_{12}$  ( $x=1\div 3$ ) и легированных церием  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ . Эти кристаллы являются перспективными для создания детекторов высокоэнергетического излучения. Гадолиний-алюминий-галлиевые гранаты (GGAG) относятся к кубической сингонии, точечная группа симметрии  $m\bar{3}m$ . В работе определялось влияние послеростовых высокотемпературных изотермических отжигов на оптические свойства и элементный состав кристаллов  $Gd_3Al_xGa_{5-x}O_{12}$  ( $x=1\div 3$ ) и  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ ; и на степень окисления церия в  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ .

Кристаллы были выращены в компании АО “ФОМОС-МАТЕРИАЛЫ” в иридиевых тиглях методом Чохральского в атмосфере Ar с (1-2) %  $O_2$  из исходной шихты составов  $Gd_{2.97}Al_2Ga_3O_{12}:Ce_{0.03}$  и  $Gd_3Al_xGa_{5-x}O_{12}$  ( $x=1\div 3$ ). Образцы представляли собой пластины с двухсторонней полировкой. Исследования оптических свойств образцов проводились в аккредитованной испытательной лаборатории «Монокристаллы и заготовки на их основе» (ИЛМЗ) НИТУ МИСИС. На спектрофотометре Cary-5000 с приставкой UMA проведены измерения спектральных зависимостей коэффициентов пропускания  $T$  (отн.ед.) при нормальном падении света естественной поляризации и спектрально-угловые зависимости коэффициентов отражения  $R$  (отн.ед.)  $p$ -поляризованного света для оценки коэффициента преломления  $N$  по методу Брюстера. Элементный анализ образцов до и после отжигов проводился методом рентгенофлуоресцентного анализа на спектрометре ARL Perform'X в Центре коллективного пользования «Материаловедение и металлургия» НИТУ МИСИС.

Впервые установлено влияние высокотемпературных отжигов на воздухе (8 часов при температуре 1173 К и 10 часов при 1523 К) и в вакууме (30 минут при температуре 1273 К) на оптические свойства кристаллов: для всех кристаллов отжиги в указанных условиях не приводят к изменению окраски; отжиг на воздухе при 1173 К приводит к увеличению коэффициентов преломления  $N$  кристаллов Al:Ga=2:3 и Al:Ga=3:2 в диапазоне длин волн 300-650 нм, для  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce^{3+}$  – увеличению  $N$  в диапазоне длин волн до 500 нм и Al:Ga=3:2 и уменьшению – для Al:Ga=1:4.

Исследования оптических свойств кристаллов  $Gd_3Al_xGa_{5-x}O_{12}$  ( $x=1\div 3$ ) и  $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$  проводились при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУзам FSME-2023-0003. Исследования элементного состава образцов методом РФА выполнялись при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-696).

## **Особенности спектров комбинационного рассеяния света бистабильных металлоорганических каркасов**

**С.Н. Крылова<sup>1</sup>, А.С. Крылов<sup>1</sup>, И. Юшина<sup>2</sup>, А.Н. Втюрин<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>ИФ СО РАН, Красноярск, 660036, Академгородок, 50/38, Россия

e-mail: [slanky@iph.krasn.ru](mailto:slanky@iph.krasn.ru)

<sup>2</sup>ЮУрГУ, НОЦ “Нанотехнологии”, Челябинск, 454080, В.И. Ленина, 76, Россия

<sup>3</sup>СФУ, ИИФирЭ, Красноярск, 660074, Куренского, 28, Россия

Пористые материалы играют ключевую роль в разделении газовой и жидкой фаз, накоплении энергии, катализе, оптических и химических датчиках. В последние годы было обнаружено несколько классов новых пористых твердых тел на основе подходов модульных блоков: лигандов, связывающих кластеры координационными связями и образующих пористые кристаллические твердые тела. [1] Металлоорганические каркасы выделяются среди традиционных пористых материалов своей кристаллическостью в сочетании с чрезвычайно высокой пористостью, модульной перестраиваемостью пор и функциональностью поверхности, а также гибкостью.

Хотя потенциал применения этих соединений широко изучен, исследования, касающиеся колебаний решетки и их роли в свойствах этих материалов, довольно редки. Например, Ryder и его коллеги сообщили, что колебания решетки, включая мягкие моды, имеют решающее значение для понимания индуцированного адсорбцией структурного перехода в цеолитных имидазольных каркасах ZIF-4, ZIF-7 и ZIF-8. [2] Авторы утверждают, что ТГц-моды неразрывно связаны не только с аномальной упругостью, но и с сдвиговыми фазовыми переходами и возникновением структурной нестабильности, приводящей к аморфизации. Поскольку фононы имеют решающее значение для анализа динамической стабильности материалов, особенно если присутствуют мягкие моды, исследование природы и роли решеточных колебаний и фононов в металлоорганических каркасах имеет решающее значение для понимания и разработки новых чувствительных материалов.

В данной работе представлены результаты исследований спектров колебаний различных металлоорганических каркасов в закрытой и открытой фазах методом комбинационного рассеяния света. Наблюдались различия в спектрах открытой и закрытой фаз спектров комбинационного рассеяния света этих соединений. Эти различия связаны с наличием двух полос в низкочастотной области до ста обратных сантиметров. Моделирование колебательных спектров методом теории функционала плотности проводилось в рамках периодических граничных условий. Теоретические расчеты позволили интерпретировать колебательные моды в том числе в области низких частот. Низкочастотные моды включают движение ароматических линкеров. В закрытой фазе линкеры расположены друг на другом на достаточно близком для возникновения взаимодействий расстоянии, поэтому соответствующая полоса для закрытой фазы сдвинута в сторону больших частот, чем в случае открытой фазы с изолированным расположением линкеров по сторонам поры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта 21-52-12018.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Horike S., Shimomura S., and Kitagawa S. *Nature Chem.* **1**, 695 (2009).
2. Ryder M.R., Civalieri B., Bennett T.D., Henke S., Rudić S., Cinque G., Fernandez-Alonso F. and Tan J.-C., *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 215502 (2014).

## Скачкообразные процессы перемагничивания в соединении GdCo<sub>4</sub>Cu

Ю.В. Кузнецова, О.Б. Дегтева, А.Ю. Карпенков, Е.М. Семенова,  
М.А. Белявский, Е.Б. Митина

Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [kuznetsova.yv@tversu.ru](mailto:kuznetsova.yv@tversu.ru)

Процессы намагничивания и перемагничивания в высококоэрцитивных сплавах R(Co,Cu)<sub>5</sub> сопровождаются магнитным последствием, что связано с особенностями их наноструктуры [1]. В монокристаллах сплавов GdCo<sub>4</sub>Cu обнаружены скачки намагниченности в полях, близких к коэрцитивной силе, которые происходят вследствие затруднения образования и роста доменов обратного знака на дефектах кристаллической структуры. Исследования микроструктуры и магнитных свойств образцов сплавов GdCo<sub>4</sub>Cu в состоянии после выплавки и после отжига проведены с помощью современных прецизионных методик. Петли гистерезиса образца сплава GdCo<sub>4</sub>Cu в состояниях после выплавки и после отжига были измерены в интервале температур 300-600 К (рис.1). Обнаружено, что величина коэрцитивной силы изменяется от 0,3 Тл при 292 К до 0,002 Тл при 600 К и при повышении температуры убывает по экспоненциальному закону, что указывает на термоактивационный характер механизма перемагничивания. Методом вибрационного магнетометра измерены скачки намагниченности при различных значениях размагничивающих полей (рис.2).

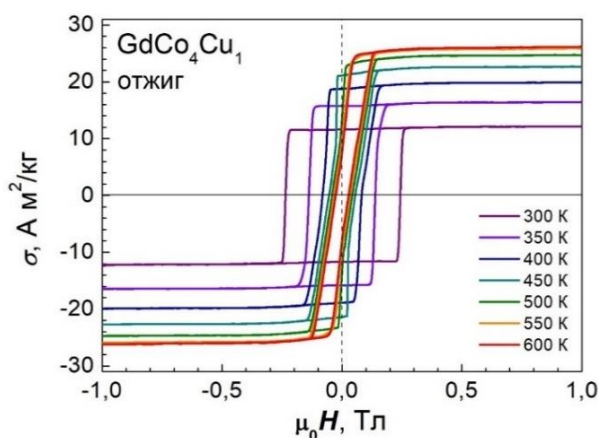


Рис. 1. Петли гистерезиса монокристалла сплава GdCo<sub>4</sub>Cu после отжига, измеренные методом вибрационного магнетометра в диапазоне температур 300-600 К

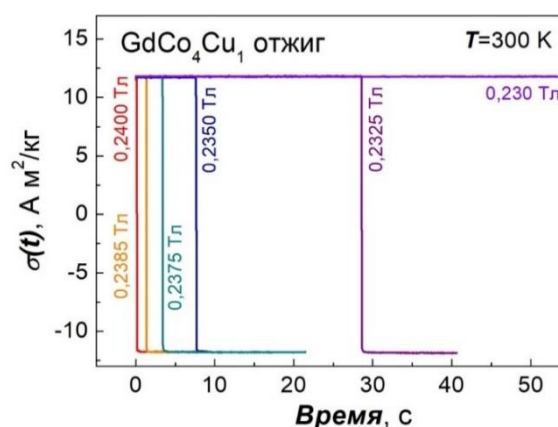


Рис. 2. Временные зависимости скачков удельной намагниченности монокристаллов GdCo<sub>4</sub>Cu после отжига, измеренные методом вибрационного магнетометра при комнатной температуре

Наличие скачков намагниченности свидетельствует о высокой степени однородности микроструктуры образцов после отжига и в работе обсуждается механизм перемагничивания соответствующий данному процессу.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Kuznetsova Y.V., Suponev N.P., Degteva O.B., Salev P.S J. Surf. Investig. **5**, 1107–1111 (2011).

## **Синтез структурированного твердого раствора SBN:61**

**П.А. Лыков, Л.И. Ивлева, Л.В. Бадьянова, В.В. Воронов, К.А. Прохоров**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38.  
e-mail: [ivleva@lst.gpi.ru](mailto:ivleva@lst.gpi.ru)*

Монокристаллы твердых растворов ниобата стронция-бария с общей формулой  $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ , где  $0.25 \leq x \leq 0.75$  (сокращенно SBN) являются широко известными сегнетоэлектриками ( $0.25 \leq x \leq 0.50$ ) и сегнетоэлектриками – релаксорами ( $0.60 \leq x \leq 0.75$ ), привлекательными для важных применений в электрооптике и фоторефрактивных устройствах. Ограничения в их использовании связаны с высокой стоимостью и сложностью выращивания крупных монокристаллов оптического качества. Поэтому в последние годы внимание направлено на получение керамики SBN, поскольку она проще и дешевле для изготовления образцов больших размеров и сложных форм. Перспективно также использование пленочных структур на основе SBN. Однако случайно ориентированные зерна часто ухудшают электрические свойства керамики SBN. Получение структурированных кристаллических пленок определяется в числе прочего и структурой мишени. Проведенные исследования показали, что использование в качестве исходной шихты текстурированного твердого раствора SBN позволяет изготовить керамику и получить пленки SBN с характеристиками, близкими к свойствам монокристаллических образцов.

В настоящей работе структурированные образцы SBN:61 ( $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ ) были получены методом MSS (molten salt synthesis) из  $SrCO_3$ ,  $BaCO_3$  и  $Nb_2O_5$ , в которые добавляли NaCl в массовом соотношении 1:2. Навески были помещены в пластиковые колбы, залиты этанолом и перемешивались на вихревой мешалке в режиме  $V=2500$  об/мин,  $t=10$  мин. Сушка взвеси осуществлялась в стеклянных бюксах при температуре 90 С в течение ~5 часов. Последующий высокотемпературный синтез проводился в платиновом тигле в печи сопротивления в течение 6 часов при температурах: 850, 950, 1050, 1150 °С. После этого образцы были промыты дистиллированной водой, отфильтрованы и высушены на фильтре. Для изучения состава, структуры и морфологии полученных образцов были использованы методы SEM, XRD и КР спектроскопии. РФА образцов показал, что при температуре 850 °С формируется двухфазная шихта: тетрагональная фаза SBN:61 +  $SrNb_2O_6$ . С ростом температуры содержание второй фазы снижается и при  $T=1050^\circ\text{C}$  формируется однофазный продукт SBN:61. При повышении температуры до 1150°С в порошке наблюдаются незначительные включения посторонней фазы, которая может быть идентифицирована как  $Ba_4Nb_2O_9$ . Полученный порошок характеризуется многочисленными «rod-like» структурами, размеры которых варьируются в пределах нескольких микрон с различным соотношением сторон. Содержание «rod-like» структур в общей массе образца достигает 80%. КР анализ порошков показал его очень высокую чувствительность к технологическим условиям синтеза керамики.

Полученный твердый раствор SBN:61 с порошкообразной морфологией, малым размером структурных единиц и высокой поверхностной площадью может представлять интерес в качестве фотокаталитического материала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-29-00757.

## **Закономерные связи между составом, структурой и физическими свойствами кристаллов-суперпротононов**

И.П. Макарова<sup>1</sup>, Е.В. Селезнева<sup>1</sup>, А.Л. Толстихина<sup>1</sup>, Р.В. Гайнутдинов<sup>1</sup>,  
В.А. Коморников<sup>1</sup>, А.Л. Васильев<sup>1</sup>, И.А. Малышкина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»  
РАН, 119333, Москва, Россия  
e-mail: [makarova@crys.ras.ru](mailto:makarova@crys.ras.ru)

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия

Знания о закономерных связях между составом, атомным строением, реальной структурой и физическими свойствами кристаллических материалов являются необходимым условием для создания научных основ для модификации известных или получения новых функциональных соединений.

Внимание к кристаллам-суперпротононам  $M_mN_n(АO_4)_{(m+n)/2} \cdot yH_2O$  ( $M = K, Rb, Cs, NH_4$ ;  $AO_4 = SO_4, SeO_4, HPO_4, HAsO_4$ ) связано, прежде всего, с регистрируемой в диапазоне умеренных температур до 500 К высокой протонной проводимостью порядка  $10^{-3} - 10^{-1} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . К настоящему времени это семейство объединяет соединения  $MNAO_4$ ,  $M_3N(АO_4)_2$ ,  $M_4N_2(АO_4)_3$ ,  $M_5N_3(АO_4)_4 \cdot yH_2O$ ,  $M_9N_7(АO_4)_8 \cdot H_2O$ , а также твердые растворы и композиты на их основе. Проводимость кристаллов-суперпротононов обусловлена их структурными особенностями – формированием при структурных фазовых переходах динамически разупорядоченной системы водородных связей, обеспечивающей дополнительные позиции и возможность перемещения протонов [1], что делает эти материалы уникальными в классе протонных проводников.

Для понимания процессов, протекающих в кристаллах-суперпротононах, требуются детальные исследования структурных аспектов изменений их физических свойств, в том числе при изоморфных замещениях, фазовых переходах, изменении температуры, внешних условий. Существенным образом влияет на свойства и измеряемые параметры реальная структура кристаллических материалов, включая их поверхностные слои, которые формируются в процессе роста или при воздействии окружающей среды и могут иметь значительные отличия от «идеального» строения. С точки зрения практических применений монокристаллов или порошков наряду со знанием их атомной структуры данные о строении их поверхности и происходящих процессах на границах разделов имеют несомненную важность.

Применение комплекса физических методов, включающего структурный анализ с использованием рентгеновского, синхротронного излучений и нейтронов, оптическую, атомно-силовую и электронную микроскопию, диэлектрическую спектроскопию, способствует получению надежных экспериментальных данных и решению задач по установлению закономерных связей между составом, строением, и свойствами кристаллов-суперпротононов [2-5].

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Макарова И.П., Физика твердого тела **57**, 432 (2015).
2. Makarova I., Selezneva E., Grebenev V. et al. Ferroelectrics **500**, 54 (2016).
3. Makarova I., Selezneva E., Canadillas-Delgado L. et al., Acta Cryst. B **77**, 266 (2021).
4. Selezneva E., Makarova I., Gainutdinov R. et al., Acta Cryst. B **79**, 46 (2023).
5. Gainutdinov R.V., Selezneva E.V., Makarova I.P. et al., Solid State Ionics **392**, 116150 (2023).

## **Влияние проводимости полимерно-металлической матрицы на пьезосвойства композитов системы**

### **«пористая пьезокерамика - полимер - металл»**

**Д.И. Макарьев, А.Н. Резниченко, Н.А. Швецова, А.Н. Рыбьянец**

*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [dmakarev@rambler.ru](mailto:dmakarev@rambler.ru)*

Применение аддитивных технологий при изготовлении пьезоэлементов открывает перспективы перехода на новый технологический уклад. Подобный переход позволит отказаться от ряда трудоемких и затратных операций и существенно расширить номенклатуру производства. Для осуществления такого перехода нужно, во-первых, провести анализ уже существующих аддитивных технологий и отобрать среди них наиболее подходящие, и, во-вторых, разработать соответствующий пьезоматериал, при помощи которого можно будет производить пьезоэлементы методом объемной печати.

По ряду причин мы в качестве опорного метода выбрали технологию послойного склеивания порошков. Согласно этой технологии, изделие изготавливается из слоев порошка, который склеивается в нужных местах клеем. При этом клей доставляется в нужную точку при помощи программируемой трех (или более) координатной системы. В качестве порошка мы использовали смесь полимерного порошка на основе акрила и частиц пористой пьезокерамики, в качестве клея - жидкий компонент полимерной связки. В итоге получается композит системы «пьезокерамика - полимер».

Но если просто создавать композит таким образом, то он не будет обладать пьезосвойствами из-за наличия неустраняемых полимерных прослоек между пьезочастицами и огромной разницы диэлектрических проницаемостей компонентов. Влияние полимерных прослоек можно снизить, если сделать их проводящими [1]. Такие прослойки будут обладать эквипотенциальной поверхностью и не будут препятствовать электрическому полю проникать в частицы пьезокерамики. Однако полимерная матрица при этом должна быть проводящей только в тонком слое, примерно равном нескольким толщинам прослоек, и не должна быть проводящей в толстом слое, равном толщине пьезоэлемента, чтобы не закоротить его электроды. Этого можно добиться, если внести в полимерную связку частицы металла определенного размера и концентрации.

Нами были проведены эксперименты по изучению проводимости полимерно-металлических смесей с различной концентрацией и размерами частиц. Были определены соотношения размеров и концентраций, при которых состав обладал высоким удельным сопротивлением в толстом слое и низким - в тонком. Для медных частиц размером 10 - 40 мкм в полимерной связке на основе акрила эти концентрации составили 28 - 50% объемной доли. Композиты системы «пористая пьезокерамика - полимер - металл» с такой полимерной связкой обладали пьезосвойствами.

Работа выполнена при поддержке научного проекта № Г30110/22-01-ЭП в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Makarev D.I., Lugovaya M.A., Rybyanets A.N., *Ferroelectrics* **539** (1), 79 (2019).



## **Влияние соотношения характерных размеров компонентов и геометрии образцов на диэлектрическую проницаемость композитов системы «пористая пьезокерамика-полимер»**

**Д.И. Макарьев, А.Н. Резниченко, Н.А. Швецова, А.Н. Рыбьянец**

*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [dmakarev@rambler.ru](mailto:dmakarev@rambler.ru)*

Аддитивные технологии в последнее время довольно активно развиваются, поэтому возникает возможность напечатать пьезоэлемент на 3D-принтере. В качестве опорной мы выбрали технологию послойного склеивания порошков. Суть этой технологии заключается в следующем: при помощи специального разравнивающего устройства на рабочий слой наносится слой порошка, который склеивается в нужных местах при помощи картриджа с клеем, который доставляется в нужную точку при помощи трёхкоординатного программируемого устройства; после затвердевания клея наносится новый слой порошка и цикл начинается сначала до появления готового изделия, после чего излишки порошка удаляются. В качестве порошка мы использовали частицы пористой пьезокерамики, в качестве клея – двухкомпонентный полимер на основе акрила, один из компонентов которого был твёрдым, а другой жидким. Твёрдый компонент полимера мы смешивали с частицами пьезокерамики, полученную смесь наносили на рабочий стол и сверху разбрызгивали жидкий компонент полимерной связки. После полимеризации слоя наносили второй, затем следующий и так далее до появления готового изделия, после чего излишки порошка удалялись [1]. Таким образом мы получили несколько элементов с числом слоёв от 3 до 7. После нанесения электродов и поляризации этих элементов оказалось, что они не обладают пьезосвойствами – однако они обладают другими интересными характеристиками: в частности, их диэлектрическая проницаемость гораздо значительно зависела от числа слоёв в полученном композите, чем от объёмной доли полимерной связки и даже от пористости пьезокерамики. Это можно объяснить тем, что полимерная связка полностью обволакивает частицы пьезокерамики и исключает как механический, так и электрический контакт между частицами, а огромная разница диэлектрических проницаемостей частиц пьезокерамики и полимерной связки препятствует проникновению электрического поля в пьезокерамику. Этим объясняется отсутствие пьезосвойств у такого композита. При этом диэлектрическая проницаемость такого материала зависит нелинейно от его толщины. Это означает, что диэлектрическую проницаемость данного материала можно изменять, меняя геометрию материала.

Таким образом, можно утверждать, что на основе композита системы «пористая пьезокерамика – полимер» был получен диэлектрический материал с управляемой диэлектрической проницаемостью, который можно быть произведён при помощи аддитивной технологии послойного склеивания порошков.

Работа выполнена при поддержке научного проекта № Г30110/22-01-ЭП в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Makarev D.I., Lugovaya M.A., Rybyanets A.N., *Ferroelectrics* **539** (1), 79 (2019).

## **Технологические способы снижения температуры спекания керамики на основе системы BZN**

**М.А. Мараховский, М.В. Таланов**

*Южный федеральный университет, 344000, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [marmisha@mail.ru](mailto:marmisha@mail.ru)*

В процессе изготовления термостабильных керамических конденсаторов с внутренними электродами выполненными из соединения Ag–Pd, а также СВЧ-фильтров технологические операции спекания керамических слоёв, а также вжигания токопроводящих электродов проводятся синхронно и температуры процессов должны быть согласованы. Используемые при этом диэлектрические материалы системы  $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-ZnO-Nb}_2\text{O}_5$  (BZN) характеризуются температурами спекания 1000 – 1100 °С, что требует использования во внутренних электродах многослойных конденсаторов и фильтров паст из Ag – Pd с содержанием Pd до 30%. Сокращение температур спекания до значений ниже 1000 °С позволит использовать Ag-Pd пасты с содержанием Pd < 30%, что существенно снизит себестоимость таких преобразователей [1-3]. Таким образом, целью работы являлось установление оптимальных режимов изготовления диэлектрического керамического материала системы BZN без потери его свойств за счёт применения технологии искрового плазменного спекания.

Модельный объект исследования – диэлектрический материал системы BZN со структурой пироклора и химической формулой  $(\text{Bi}_{1.5}\text{Zn}_{0.5})(\text{Zn}_{0.5}\text{Nb}_{1.5})\text{O}_7$ . Указанный состав характеризуется высокими значениями относительной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon/\epsilon_0 \sim 140\text{-}160$ ), низкими диэлектрическими потерями ( $\text{tg}\delta < 1\%$ ) и обладает высокой температурной стабильностью. Керамические элементы указанного состава были получены твердофазным синтезом и спекались по традиционной керамической технологии (камерная печь с атмосферным давлением), а также методом искрового плазменного спекания с импульсами постоянного тока.

Качество спекания пьезокерамических элементов оценивалась по снимкам микроструктуры, полученным на растровом электронном микроскопе (JEOL JSM-6390LA) и по значениям плотности, измеренным методом гидростатического взвешивания. Анализ полученных результатов показал актуальность использования метода искрового плазменного спекания для повышения значений относительной диэлектрической проницаемости на 20-25 % (до значений  $\epsilon/\epsilon_0 = 170 - 180$ ), с сохранением низких значений тангенса угла диэлектрических потерь ( $\text{tg}\delta < 1\%$ ), температурного коэффициента ( $\text{TKE} = -180 - -416 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-1</sup>) и при понижении температуры спекания (до  $T_{\text{сп}} = 930 - 950$  °С), а также при сокращении продолжительности процесса спекания (до  $t = 30 - 60$  секунд). Установленные режимы искрового плазменного спекания керамического материала на основе системы BZN могут быть использованы при промышленном изготовлении конденсаторных элементов с повышенными функциональными характеристиками.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10022, <https://rscf.ru/project/22-72-10022/>

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Nino J.C., Lanagan M.T., Randall C.A, J. Appl. Phys, **89**, 4512 (2001).
2. Wang Q., Wang H., and Yao X., J. Appl. Phys, **101**, 104 (2007).
3. Rozana A. M. Osman, Nahum Maso, and Anthony R., West. J. Am. Ceram. Soc, **95**, 296 (2012).

## **Влияние магнитного поля на структуру и параметры поверхности монокристаллов германия**

**К.А. Мариничева, А.И. Иванова, К.А. Гугуцидзе, И.А. Каплунов,  
П.А. Ракунов, С.А.Третьяков**

*Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия*  
*e-mail: [Marinicheva.KA@tversu.ru](mailto:Marinicheva.KA@tversu.ru)*

Влияние внешних воздействий (электрических, тепловых, магнитных, радиационных) на физические свойства и структуру функциональных материалов является актуальной задачей современной физики конденсированного состояния. Особый интерес представляют полупроводниковые кристаллы германия и кремния, свойства которых дают отклик на воздействия импульсных и постоянных магнитных полей [1-2].

В работе исследовано влияние знакопеременного магнитного поля (ЗМП) с максимальной индукцией 1.85 Тл на параметры поверхности монокристаллического германия с различным удельным сопротивлением. Монокристаллы германия были выращены методом Чохральского в кристаллографическом направлении  $\langle 111 \rangle$ . Магнитное поле создавалось системой постоянных магнитов NdFeB, которая состоит из двух концентрически расположенных магнитных цилиндров, каждый из которых построен по принципу дипольной Хальбах-структуры.

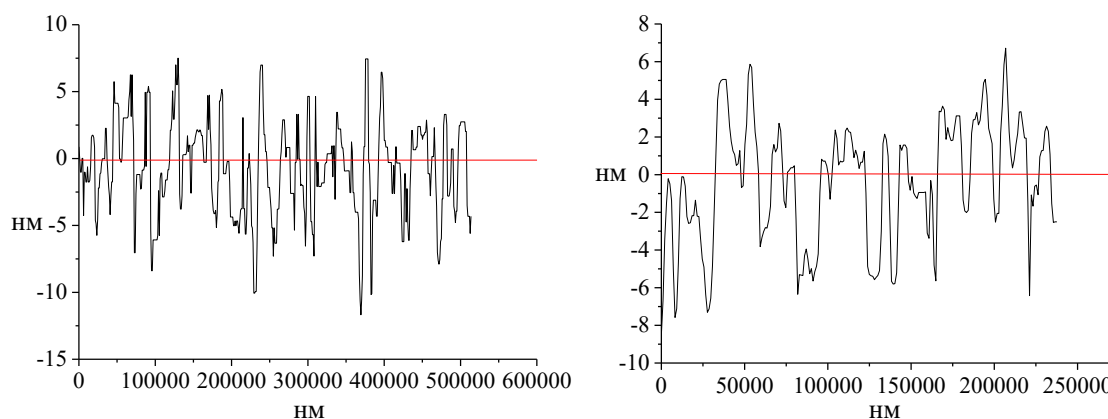


Рис.1. Профилограммы поверхности исходного образца ( $\rho = 17 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) (а), после воздействия ЗМП (48 часов).

На рисунке 1 представлены профили поверхности исходного и обработанного магнитным полем образцов, полученные методом оптической профилометрии. Обнаружены эффекты долговременного немонотонного изменения параметров шероховатости поверхности: снижение значений после обработки ЗМП и последующем их повышении до исходных и больших значений. На поверхности кристаллов зафиксировано появление сколов, размеры которых составляли от 20 до 80 мкм. Выявлен колебательный характер изменения значений микротвердости кристаллов после магнитной обработки в течение 180 с.

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Гречкина М.В., Бормонтов Е.Н. Конденсированные среды и межфазные границы. **19**, 1, 133 (2017).
2. Макара В. А. Васильев, М. А., Стебленко, Л. П., Коплак, О. В., Курилюк, А. Н., Кобзарь, Ю. Л., & Науменко, С. Н. Физика и техника полупроводников. **42**, 9, 1061 (2008).

## Стабилизация диэлектрических свойств керамики твердых растворов на основе ниобата кальция–бария

А.С. Митченко, О.С. Гусева, О.В. Малышкина

Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [Olga.Malyshkina@mail.ru](mailto:Olga.Malyshkina@mail.ru)

В работе исследовано влияние модифицирующей добавки мелкодисперсного полистирола (2 массовых %) на диэлектрические свойства образцов керамики  $\text{Ca}_{0.3}\text{Ba}_{0.7}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (CBN) чистого и твердых растворов на его основе с добавлением (5%)  $\text{SrTiO}_3$  или  $\text{LiTaO}_3$ . Образцы были получены методом твердофазного синтеза, как описано в работе [1].

Исследования частотных зависимостей диэлектрических характеристик образцов керамики CBN30 проводились на неполяризованных образцах с помощью фазочувствительного измерителя иммитанса ВЕКТОР-175. В результате исследований установлено, что незначительное добавление в процессе подготовки образцов мелкодисперсного полистирола, не приводит к образованию дополнительной пористости образцов, но существенно влияет на их диэлектрические характеристики (рис. 1).

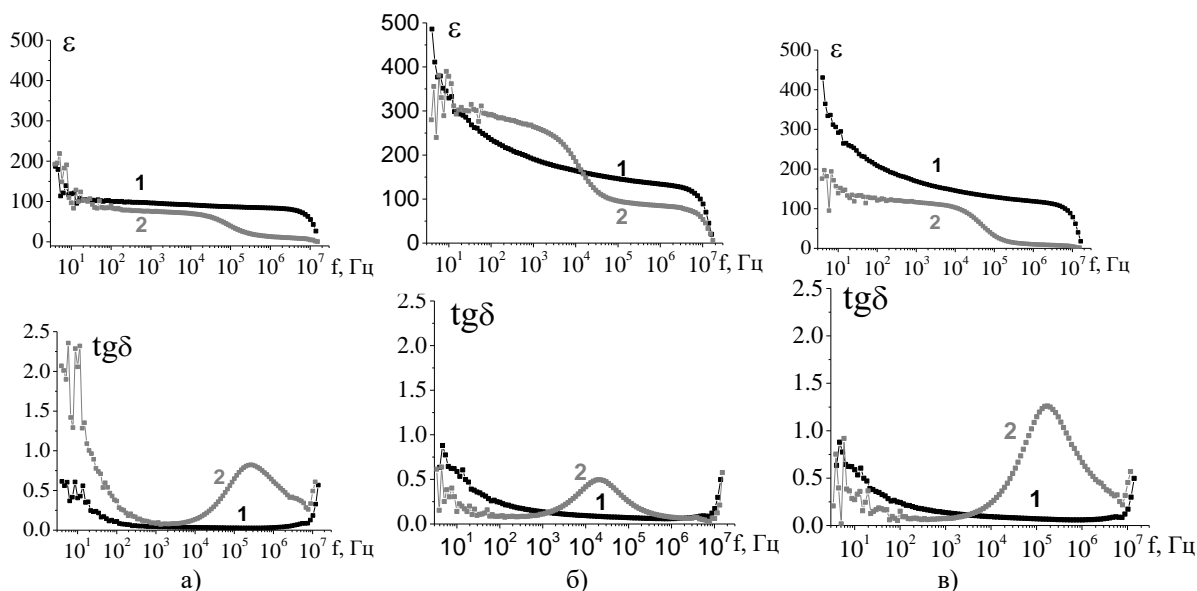


Рис. 1. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости (вверху) и тангенса угла диэлектрических потерь (внизу) образцов CBN30 (а), CBN30+5% $\text{SrTiO}_3$  (б) и CBN30+5% $\text{LiTaO}_3$  (в). Кривые 1 – с добавлением 2% полистирола, 2 – без полистирола.

У образцов, спекаемых с присутствием полистирола (полностью испаряющегося при температурах  $\sim 300 - 350^\circ\text{C}$ ), появляется частотная область, в которой отсутствует дисперсия диэлектрической проницаемости и диэлектрические потери. О последнем свидетельствуют малые значения тангенса угла диэлектрических потерь. В целом, поведение частотных зависимостей диэлектрических параметров образцов керамики на основе CBN30, спеченных с добавлением полистирола, аналогично соответствующим зависимостям, наблюдаемым у промышленных образцов цирконата – титаната свинца [2].

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гусева О.С., Малышкина О.В., Митченко А.С. Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов **14**, 572 (2022).
2. Топчиёв А.А. Дисс. на соискание уч. степени канд. физ.-мат. н. ТвГУ, Тверь, 2021.

**Микротвердость монокристаллов парателлуриата**  
А.И. Иванова , И.А. Каплунов , С.В. Молчанов , С.А.Третьяков

*Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [sergeymol4anov@bk.ru](mailto:sergeymol4anov@bk.ru)*

Значения микротвердости материала являются важным параметром при обработке поверхностей оптических элементов из монокристаллов. Это напрямую связано с технологией шлифовки и полировки на порошках и суспензиях и определяет вид порошка, время воздействия и прижимное усилие при технологических операциях. Отклонение от оптимальных параметров обработки может приводить к появлению микротрещин, затем макротрещин, и далее – к разрушению кристалла, как правило, по плоскостям спайности. Микротвердость может быть, вследствие неоднородного распределения дефектов по кристаллу, различной в пределах одной и той же грани.

Все вышесказанное тем более относится к монокристаллам парателлуриата ( $\alpha$ -TeO<sub>2</sub>). В них наблюдается сильнейшая анизотропия упругих свойств и присутствуют такие дефекты, как пузырьки, дислокации, скопления примесей, свиля и т. д. Поэтому исследования микротвердости могут давать ценную информацию о реальной структуре кристаллов как для акустооптиков, применяющих парателлуриат, так и для технологов, совершенствующих ростовые процессы и технологии обработки.

Измерения микротвердости проводились на приборе ПМТ-3 при нагрузке 20-25 гр. и выдержке 10 сек. В качестве индентора использовался алмазный наконечник в форме четырёхгранной пирамиды с квадратным основанием и углом при вершине 136°. Испытания на микротвердость проводились согласно ГОСТам [ГОСТ 2999-75. Металлы и сплавы. Метод измерения твердости по Виккерсу; ГОСТ 9450-76 Измерение микротвердости вдавливанием алмазных наконечников].

Для исследований были изготовлены шайбы из монокристаллов парателлуриата, полученных при различных условиях роста, с плоскостями перпендикулярными направлению выращивания. Отпечатки индентора наносились в центре образца, а также радиально вдоль направлений, соответствующих сингулярным граням. Измерение размеров отпечаток производилось с помощью РЭМ. Согласно полученным данным, микротвердость монокристаллов парателлуриата для грани [110] составляет в среднем 376 кГ/мм<sup>2</sup>, при этом изменение значений, в зависимости от плотности дефектов, лежит в диапазоне 285-465 кГ/мм<sup>2</sup>.

Также были проведены коноскопические исследование и измерение пропускания на длине волны 532 нм в областях где производились измерения микротвердости. Исследования показали, что в областях с повышенной концентрацией дефектов (дислокаций) наблюдаются механические напряжения порядка  $3.5-8 \cdot 10^7$  Па, что приводит к искажению оптической индикатрисы и снижению пропускания в следствии рассеяния излучения на оптических неоднородностях.

## **О работе пьезоэлектрических устройств из пористой пьезокерамики на частотах электрических резонансов и антирезонансов при различных электрических воздействиях**

**А.В. Наседкин**

*Институт математики, механики и компьютерных наук, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*  
*e-mail: [avnasedkin@sfedu.ru](mailto:avnasedkin@sfedu.ru)*

Как хорошо известно, эффективность генерации акустических волн повышается, если излучатель работает в окрестности его резонансной частоты. Пьезоэлектрические преобразователи за счет пьезоэффекта могут излучать акустические волны во внешнюю среду при подаче на его электродированные поверхности электрических воздействий. В режиме гармонических колебаний с круговой частотой  $\omega$  такими воздействиями могут быть или разность потенциалов  $\Delta V \exp(i\omega t)$ , или электрический ток  $I \exp(i\omega t)$  (электрический заряд  $Q=i\omega^{-1}I$ ), или обе эти величины, связанные между собой комплексным сопротивлением или электрическим импедансом  $Z=\Delta V/I$  (электрическим адмиттансом  $Y=Z^{-1}$ ). В связи с этим частоты резонанса пьезоэлектрического излучателя можно подразделить на частоты электрического резонанса  $\omega_{rk}$  и на частоты электрического антирезонанса  $\omega_{ak}$ . На частотах электрического резонанса в отсутствие потерь наблюдаются классические резонансные явления для тока и адмиттанса

$$|I| \rightarrow \infty, \quad |Y(\omega)| \rightarrow \infty, \quad |Z(\omega)| \rightarrow 0, \quad \omega \rightarrow \omega_{rk},$$

а на частотах электрических антирезонансов наблюдаются резонансные явления для разности потенциалов и импеданса

$$|\Delta V| \rightarrow \infty, \quad |Z(\omega)| \rightarrow \infty, \quad |Y(\omega)| \rightarrow 0, \quad \omega \rightarrow \omega_{ak}.$$

В свою очередь резонансные частоты и эффективность преобразования энергии в целом зависят от геометрии преобразователя, значений материальных модулей, коэффициентов электромеханической связи и показателей качества. Таких параметров достаточно много, но для преобразователей канонической формы, работающих на ярко выраженных одномерных формах колебаний, важны отдельные характеристики, выражающиеся через перечисленные выше параметры. Естественно, эти параметры отличаются для частот электрических резонансов и антирезонансов.

В настоящей работе представлены результаты проведенных ранее [1,2] и новых исследований ряда конкретных пьезоэлектрических преобразователей, выполненных из пористой пьезокерамики. Сравнивались результаты для преобразователей из сплошной пьезокерамики, из обычной пористой пьезокерамики и из пористой пьезокерамики с металлизированными поверхностями пор. Результаты показали существенные отличия в эффективности работы рассмотренных видов пьезоэлектрических преобразователей на частотах электрических резонансов и антирезонансов при возбуждении колебаний разностью потенциалов или током, соответственно.

Отметим, что колебания преобразователей на антирезонансных частотах при возбуждении электрическим током исследуются значительно реже, чем колебания на резонансных частотах при возбуждении разностью потенциалов. В результате могут оказаться без внимания некоторые виды эффективных преобразователей и их применения.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 22-11-00302.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Наседкин А.В., Наседкина А.А., Рыбьянец А.Н., Дефектоскопия № 6. 23 (2018).
2. Iovane G., Nasedkin A.V., 2019 Days on Diffraction (DD) St. Petersburg, Russia. IEEE Publ., 68-73 (2019).

## **Сравнительный компьютерный анализ тарелкообразных преобразователей с активными элементами из пористой пьезокерамики при различных моделях поляризации**

**А.В. Наседкин, А.А. Наседкина**

*Институт математики, механики и компьютерных наук, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*  
*e-mail: [avnasedkin@sfedu.ru](mailto:avnasedkin@sfedu.ru)*

В продолжение [1] в настоящей работе рассматриваются пьезопреобразователи в форме диска с металлическими тарельчатыми накладками, которые обычно называются Symbal-преобразователями. Ранее проведенные исследования показали, что эффективность работы этих устройств определяется как их геометрией, так и величинами пьезоэлектрических коэффициентов заряда пьезокерамических материалов диска. В связи с этим, в качестве активного материала преобразователя были использованы различные типы пористых пьезокерамик. Именно, рассматривались сплошная пьезокерамика, однородно поляризованная пьезокерамика и пористая пьезокерамика, эффективные модули которой рассчитывались по различным моделям неоднородной поляризации [2].

Исследования установившихся колебаний двух видов Symbal-преобразователей проводились в конечно-элементном пакете ANSYS. Первый преобразователь рассматривался в качестве пьезогенератора возобновляемой энергии и при низкочастотных механических воздействиях генерировал электрические поля в пьезокерамическом диске. Второй тип Symbal-преобразователя рассматривался как излучатель акустических волн. Он имел более податливые металлические накладки и генерировал механические колебания при электрических воздействиях вблизи первых резонансных частот.

Использование модели однородно поляризованной пористой керамики для преобразователя первого типа показало меньшие коэффициенты электромеханического преобразования по сравнению с плотной. Для преобразователя второго типа при его возбуждении разностью потенциалов на первых частотах электрических резонансов были получены качественно аналогичные результаты по применению пористых пьезокерамик, что и для случая Symbal-пьезогенератора. Между тем, при возбуждении Symbal-актуатора электрическим током на первых частотах электрических антирезонансов были получены наилучшие результаты для пористой пьезокерамики. Модели неоднородно поляризованной керамики несколько нивелировали ранее полученные результаты для однородно поляризованной пьезокерамики.

При рассмотрении этих же преобразователей, но нагруженных на внешние упругие и акустические среды, были получены тенденции, качественно аналогичные соответствующим для преобразователей без учета внешней среды. Таким образом, на основании проведенных расчетов можно сделать вывод об эффективности использования материалов рассмотренных пористых пьезокерамик, особенно для актуаторных применений в Symbal-преобразователях.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 22-11-00302.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Наседкин А.В., Наседкина А.А., Нассар М.Э., Проблемы прочности и пластичности. **85**, 63 (2023).
2. Gerasimenko T.E., Kurbatova N.V., Nadolin D.K., et al. Advanced Structured Materials **109**, 113 (2019).

**Технология и электрофизические параметры  
высокотемпературных пьезокерамических материалов на основе  
легированных фаз титаната свинца**

А.А. Нестеров, М.И. Гостунов, А.В. Казакова, Л.А. Дыкина, А.Ю. Малыхин

*Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону, Россия*

*e-mail: [lanesan@rambler.ru](mailto:lanesan@rambler.ru)*

Для успешного развития аэрокосмической, атомной, автомобильной и других отраслей промышленности необходимы пьезопреобразователи (ПП), способные длительно работать при температурах выше 200°C. Теоретически, пьезоматериалы (ПМ) для таких ПП могут быть созданы на основе ряда свинец- и висмутсодержащих сегнетофаз, таких как  $PbNb_2O_6$ ,  $PbTiO_3$ ,  $BiFeO_3$ ,  $(Bi_2O_2)(A_{n-1}B_nO_{3n+1})$ , где  $A = Ca, Sr, Ba, Pb, K, Bi$ , а также твёрдых растворов на их основе, имеющих высокие температуры Кюри. Существует ряд проблем, затрудняющих как изготовление, так и эксплуатацию данных ПМ. К ним относятся: а) нарушение состава базовых сегнетофаз (испарение из прессзаготовок  $PbO$  и  $Bi_2O_3$ ); б) низкие значения пьезомодулей висмутсодержащих сегнетоэлектриков; в) необходимость закалки образцов, например, ПМ на основе  $PbNb_2O_6$  и т.д. Также для всех типов рассматриваемых пьезоматериалов характерны высокие значения коэрцитивных полей, вследствие чего их эффективная поляризация возможна только при минимальных значениях  $tg\delta$  образцов.

Нами, на примере ПМ, основанных на  $PbTiO_3$ , показаны способы решения ряда указанных выше проблем. В частности, проблема растрескивания образцов (за счёт превращения высокотемпературной, кубической модификации, в тетрагональную (сегнетоэлектрическую), стабильную ниже 470°C) решается легированием  $PbTiO_3$ , что позволяет сблизить объёмы элементарных ячеек пара- и сегнетофаз [1-3]. Основная цель данной работы – создание технологии ПМ и ПП, эксплуатация которых в термоциклическом режиме возможна при температурах  $\geq 300^\circ C$ .

Для достижения поставленной цели в рамках низкотемпературной технологии с использованием в качестве прекурсоров ацетатов бария, кальция и свинца, а также пероксо-нитратных комплексов  $Ti(IV)$  и  $Zr(IV)$ , при температуре 380-400°C, синтезированы ультрадисперсные порошки (УДП) фаз системы  $(1-x)PbTiO_3 - xBa_{0.85}Ca_{0.15}Ti_{0.90}Zr_{0.10}O_3$  ( $x=0.15-0.45$ ). С использованием этих УДП методом ступенчатого обжига заготовок изготовлены ПМ, характеризующиеся плотноупакованной зерновой структурой с диаметром зёрен от 1.5 до 3 мкм. Показано, что увеличение в составе твёрдых растворов мольной доли компонента  $Ba_{0.85}Ca_{0.15}Ti_{0.90}Zr_{0.10}O_3$  увеличивает значения  $\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$  рассматриваемых ПМ от 620 до 1070, а значения  $d_{33}$  от 165 до 330 пКл/Н. Установлено, что термоциклирование ПП на основе фаз с  $x = 0.15-0.22$  (8 циклов: 30 минутная выдержка при 350°C, охлаждение), снижает значения  $d_{33}$  только на 6 - 8%, а  $\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$  - в среднем на 5%, что говорит о возможности применения данной технологии для создания ряда высокотемпературных ПП, работающих в указанных режимах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Haun, M. J., Furman, E., Jang, S. J. et al., Journal of Applied Physics. **62** 8 (1987).
2. Bhatti, H. S., Hussain, S. T., Khan, et al., Applied Surface Science. **367**, (2016).
3. Akgenç B., Tasseven Ç., Çağın T., Trans Tech Publications Ltd, **915**, (2018).



## **Ускорители заряженных частиц на основе пироэлектрического эффекта: современное состояние и перспективы**

**А.Н. Олейник<sup>1</sup>, М.Э. Гильц<sup>1</sup>, А.А. Кленин<sup>1</sup>, П.Г. Шаповалов<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Белгородский государственный университет, 308015, Белгород, Россия*

*e-mail: [oleynik\\_a@bsu.edu.ru](mailto:oleynik_a@bsu.edu.ru)*

<sup>2</sup>*Московский инженерно-физический институт (МИФИ), 115409, Москва, Россия*

Осуществление изменения температуры объемных материалов, проявляющих пироэлектрические свойства, в условиях окружающего вакуума ведет к электризации полярных поверхностей образца, накоплению этого заряда и генерации сильного электрического поля напряженностью  $10^5$ - $10^6$  В/см. Наиболее удобными материалами для генерации поля являются монокристаллы ниобата лития и танталата лития [1]. Подобный эффект наблюдался и при изменении температуры керамики цирконата-титаната свинца [2].

В таком сильном электрическом поле становятся возможными эффекты полевой эмиссии электронов как с поверхности пироэлектрических материалов, так и с поверхности окружающих проводников. Эмиссия электронов сопровождается их ускорением в генерируемом поле, максимально наблюдаемая энергия электронов по косвенным оценкам составляла 350 кэВ, ток электронов может достигать 1 нА [1,3]. Данный эффект лежит в основе концепции пироэлектрического ускорителя – устройства, в котором за счет относительно небольшого изменения температуры образца (десятки градусов) достигается генерация электронов с энергией порядка нескольких десятков-сотен кэВ [4,5]. Подобное устройство очень перспективно для создания компактных рентгеновских трубок, электронных пушек, заменителей радиоактивных изотопов [6-8]. Определенные модификации пироэлектрического ускорителя также подразумевают генерацию ионов, управление внешними пучками заряженных частиц [9] и даже осуществление ядерной реакции синтеза [10].

В Лаборатории радиационной физики НИУ БелГУ с 2014 года ведутся исследования особенностей генерации частиц при пироэлектрическом эффекте. Будут представлены основные полученные результаты нашей группы, текущее состояние данного направления в мире. Также будут обсуждаться основные препятствия к распространению пироэлектрических ускорителей, открытые фундаментальные вопросы и дальнейшие перспективы.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 23-72-10013).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Brownridge J.D., Trends in Electro-Optics Research, Nova Science Publishers, (2005).
2. Shchagin A.V., et. al., Appl. Phys. Lett. **107**, 233505 (2015).
3. Tornow W., et. al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. **624(3)**, 699 (2010).
4. Geuther J.A. and Danon Y., J. Appl. Phys. **97**, 074109 (2005).
5. Fullem T.Z. and Danon Y., J. Appl. Phys. **106(7)**, 074101 (2009).
6. Kawai J., et.al., X-Ray Spectrom. **41**, 216 (2012).
7. Imashuku S., Analytical Chemistry, **83(22)**, 8363-8365 (2011).
8. Imashuku, S., Handbook of X-ray Imaging (CRC Press), (2018).
9. Oleinik A.N., et. al. JINST **11**, P08007 (2016).
10. Naranjo B., et. al. Nature **434**, 1115-1117 (2005).

## **Электропроводность керамики ниобата натрия, легированной Fe и Bi**

Н.М. Оспельников, Е.В. Барабанова

*Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [Barabanova.EV@tversu.ru](mailto:Barabanova.EV@tversu.ru)*

Исследование бессвинцовой сегнетоэлектрической керамики на основе ниобатов щелочных металлов актуально и практически значимо в современном мире в связи с повышающимися запросами на новые функциональные материалы и экологическими требованиями к их производству. Одним из таких материалов, является ниобат натрия, который благодаря большому числу разнородных фазовых переходов, служит основой для создания сложных сегнетоэлектрических оксидов со структурой перовскита.

В работе проведено исследование электропроводности  $\sigma$  керамики ниобата натрия, легированной Bi и Fe, в постоянных и переменных электрических полях в широком интервале температур (от комнатной до 650 °C). Образцы получены по классической керамической технологии. Легирующие примеси добавлялась в количестве 10 (состав NNFB09), 20 (состав NNFB08) и 30 мол. % (состав NNFB07) в равных соотношениях Bi и Fe. Исследование вольтамперных характеристик (ВАХ) проводилось на приборе Е7-20 при изменении поля смещения от 0 до 40 В. Измерялся ток в прямом и обратном направлении. Отмечено, что для всех исследованных образцов положительная и отрицательная ветви ВАХ по модулю совпадают.

В работе показано, что вид ВАХ зависит от концентрации примеси и температуры измерения. Для образца NNFB07 ВАХ имеет омический характер во всей исследованной области температур. А для составов NNFB08 и NNFB09 вид ВАХ меняется с температурой. Так при температуре выше 400 °C начинается нелинейный рост проводимости при напряжении на образце выше 16 В, что указывает на возникновение еще одного механизма генерации свободных носителей заряда. Значения электропроводности, определенные по линейным участкам ВАХ, увеличиваются с ростом концентрации примеси и температуры.

Также по результатам диэлектрических измерений на приборе Вектор-175 были определены частотные и температурные зависимости электропроводности в переменном поле с амплитудой 1 В в диапазоне частот 1 Гц-1 МГц. С ростом частоты измерительного поля электропроводность увеличивается для всех составов, а на низких частотах выходит на небольшое плато. Определенное по этим зависимостям значение удельной проводимости на постоянном токе совпадает с величиной  $\sigma$ , определенной из линейных участков ВАХ.

Из зависимостей  $\sigma(T)$ , построенных в координатах Аррениуса, определены энергии активации проводимости  $E_a$  для исследуемых составов. Полученные значения составили 0.6 и 0.4 эВ для составов NNFB08, NNFB09 и NNFB07, соответственно. Это согласуется с тем, что проводимость состава NNFB07 почти на порядок больше чем у остальных образцов.

В работе показано влияние проводимости на постоянном токе на измеряемый диэлектрический отклик исследуемых керамик. Вычитание вклада проводимости на постоянном токе из диэлектрических потерь позволяет выявить истинный отклик материала.

Исследования выполнены в рамках государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2023-0006).

## **Исследование деградации пьезокерамики ПКВ-460 при экстремальных нагрузках: воздействии электрических полей и нейтронного/гамма облучения**

П.А. Панкратьев<sup>1,2</sup>, Е.П. Смирнова<sup>1</sup>, Е.Г. Гук<sup>1</sup>, В.Н. Климов<sup>1</sup>, Л.А. Варшавчик<sup>1</sup>,  
Д.В. Дохтаренко<sup>1</sup>, Е.Е. Мухин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: [Pavel-pankratiev@yandex.ru](mailto:Pavel-pankratiev@yandex.ru)

<sup>2</sup>СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Россия.

Пьезоэлектрическая керамика на основе твердого раствора цирконата-титаната свинца  $Pb(Zr,Ti)O_3$  (PZT) с различными модифицирующими добавками является одним из наиболее широко распространенных пьезоэлектрических материалов. Радиационные испытания резонансных пьезодвигателей на основе пьезокерамики ПКВ-460 (ООО «Аврора-ЭЛМА») показали, что двигатели сохраняют работоспособность вплоть до экспозиционных доз облучения  $10^{19}$  см<sup>-2</sup> быстрыми (с энергией  $>0.1$  МэВ) нейтронами/гамма квантами. Известно, что различные типы пьезокерамики начинают терять рабочие характеристики уже при дозах облучения более  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> [1, 2] и температурах близких к точке Кюри. ПКВ-460 обладает радиационной стойкостью, что в сочетании с высокой температурой Кюри 295 °С делает ее перспективным материалом для работы в условиях температур менее 200-250 °С.

В рамках данной работы, экспериментально изучалась кристаллографическая структура, микроструктура, а также диэлектрические и пьезоэлектрические свойства пьезокерамики ПКВ-460 при сильных электрических и экстремальных радиационных воздействиях. В ходе работы использовались пьезокерамические образцы в виде дисков диаметром 10 мм и толщиной 1 мм, с воженными серебряными электродами. Поляризация дисков производилась при полях до 3 кВ/мм и температурах до 350 °С. Поляризованные образцы подвергались циклическому воздействию для оценки деградации керамики в условиях возможного применения. Находясь под давлением пружины 1.2 МПа, диски подвергались воздействию до  $10^7$  циклов периодического однополярного электрического поля амплитудой 500 В и частотой 1 кГц. До и после этапов циклирования проводились измерения диэлектрических и пьезоэлектрических свойств. Шлифы образцов подвергшихся циклированию, а также девственных образцов исследовались для оценки изменения микроструктуры и проверки образования трещин на сканирующем электронном микроскопе TESKAN.

Кроме того, в данной работе, приводятся результаты моделирования воздействия быстрых нейтронов на модельный состав  $0.5 PbTiO_3 - 0.5 ZrTiO_3$ , близкий к ПКВ-460, при помощи кода FISPACT-II. Модель предсказывает образование в керамике незначительных концентраций ряда долгоживущих изотопов, таких как, <sup>14</sup>C и <sup>204</sup>Tl. В дополнение к численному моделированию был поставлен эксперимент по облучению образцов пьезокерамики ПКВ-460 быстрыми нейтронами на РБТ-6 до доз облучения нейтроны/гамма кванты (энергия  $>0.1$  МэВ)  $\sim 10^{19}$  см<sup>-2</sup>. После остывания образцов планируются дополнительные структурные и пьезоэлектрические измерения.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Mukhin E.E. et al., Fusion Eng. Des. **176**, 113017 (2022).
2. Мухин Е.Е., и др., Письма в ЖТФ **48**(23), 6 (2022).

## **Влияние дефектов различной природы на физические свойства ниобатных материалов**

С.И. Дудкина, Л.А. Шилкина, К.П. Андриюшин, И.Н. Андриюшина,  
И.А. Вербенко, Л.А. Резниченко

*Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: [lareznicenko@sfedu.ru](mailto:lareznicenko@sfedu.ru)*

Кристаллохимические особенности структуры определяют существенную зависимость свойств ниобатов щелочных металлов (НЦМ) от их дефектности: собственной (определяемой катион-анионным составом и структурой соединений и твердых растворов (ТР)), биографической (связанной с термодинамической предысторией (условиями приготовления) объектов), деформационной (генерируемой внешними воздействиями). Все виды дефектности включают как точечные дефекты (вакансии, посторонние атомы (междуузельные), собственные атомы, занимающие «не свои» позиции, примеси), локализованные в микроскопических участках кристалла, так и протяженные – линейные (дислокации, обозначающие границу между смещенной и несмещенной частями кристалла), планарные (плоскости кристаллографического сдвига, межзеренные/межфазные границы), объемные (блочные структуры).

На примере ТР бинарных и тройных систем на основе ниобатов натрия, лития, калия, полученных твердофазным синтезом с последующим спеканием либо по обычной керамической технологии, либо горячим прессованием, рассмотрено влияние дефектов различной природы на физические свойства ТР.

Исследованы процессы образования и развития объемных кристаллохимических дефектов мезоскопического масштаба (кластеров) – зародышей новых фаз в системах, испытывающих концентрационные фазовые переходы (ФП). Показано, что их ступенчатая эволюция в процессе приближения ТР к морфотропной области проходит несколько этапов, которые находят отклик в изменении макроскопических свойств. Высказано предположение о роли кластеров в формировании экстремальных электрофизических параметров объектов.

Направленное создание биографических точечных дефектов и оказываемое ими влияние на кинетику уплотнения и электропроводность ниобатной керамики позволило существенно снизить температуру спекания и удельное объемное сопротивление за счет формирования анионной дефектности. Показана также возможность стабилизации диэлектрических, пьезоэлектрических, сегнетоэластических характеристик и снижения скорости их временного старения путем уменьшения количества протяженных дефектов за счет совершенствования условий получения ТР.

В качестве одной из разновидностей деформационных дефектов рассматривается необратимое накопление протяженных дефектов (в основном, дислокаций) кристаллической структуры в результате осуществления ФП при нескольких последовательных циклах нагрев-охлаждение.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(Г30110/23-11-ИФ) Использовано оборудование Центра коллективного пользования НИИ физики Южного федерального университета «Электромагнитные, электромеханические и тепловые свойства твердых тел».

## **Исследование физических свойств мультиферроидного композита PVDF/CFO с различным процентным содержанием PZT**

В.В. Савин, П.А. Воронцов, В.Д. Сальников, А.А. Игнатов,  
П.А. Ершов, В.В. Родионова

*Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, 236041, Калининград,  
Россия*

*e-mail: [savin\\_vv@bk.ru](mailto:savin_vv@bk.ru)*

Мультиферроики – материалы, в которых существует одновременно два и более типа ферроупорядочения [1]. Такие системы способны генерировать электрический заряд на своей поверхности в ответ на действие внешнего магнитного поля. Благодаря этому эффекту, мультиферроики являются крайне перспективным материалом для создания сенсорных элементов на их основе [2, 3].

В данной работе исследовано влияние процентного содержания микрочастиц цирконат-титаната свинца (ЦТС) в плёночном мультиферроидном композите на основе поливинилиденфторида (ПВДФ) с кобальт-ферритовыми наночастицами на механические, пьезоэлектрические, магнитные и структурные свойства композита. Были исследованы композиты со следующими массовыми долями ЦТС: 0%, 10%, 20%, 30%.

С помощью метода дифференциальной сканирующей калориметрии было обнаружено, что добавление микрочастиц ЦТС приводит к изменению степени кристалличности полимера. Также было обнаружено усиление пьезоотклика композита посредством измерения значения пьезоэлектрической постоянной  $d_{33}$ . С помощью метода вибрационной магнитометрии было установлено, что добавление микрочастиц ЦТС не приводит к значительному изменению магнитных свойств композита на основе ПВДФ. Было показано, что значение предельных механических напряжений, возникающих в композите, уменьшается с увеличением процентного содержания частиц ЦТС. Величина магнитоэлектрического отклика увеличивается для трехкомпонентного композита.

Все экспериментальные исследования в данной работе были выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-30032).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Omelyanchik A., Antipova V., Gritsenko C. et al. *Nanomaterials* **5** (11), (2021).
2. Vopson M. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, **40**(4), 223-250 (2015).
3. Zvezdin A.K. et al. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **71**(11), 1561–1562 (2007).

**Влияние покрытия полиэтиленгликолем наночастиц  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  на магнитные и структурные свойства композитов на основе поливинилиденфторида**

**В.Д. Сальников, С.Э. Ага-Тагиева, В.Г. Колесникова, А.О. Товпинец, А.С. Омелянчик, В.В. Родионова**

*Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, 236041, Калининград, Россия*

*e-mail: [visalnikov.d@gmail.com](mailto:visalnikov.d@gmail.com)*

Магнитоэлектрические композиционные материалы, в частности, электроактивная матрица поливинилиденфторида (ПВДФ) с наполнителем из магнитных наночастиц (МНЧ) феррита кобальта  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  (CFO), активно исследуются в последнее время благодаря их потенциалу применения в биомедицине [1]. Данное исследование посвящено изучению влияния поверхностной модификации частиц CFO на пространственное распределение МНЧ в матрице ПВДФ [2, 3].

Пьезоэлектрические и магнитные свойства компонент композита в первую очередь определяют его магнитоэлектрические свойства, однако, микроструктура и упаковка частиц не менее важные факторы, оказывающие влияние на усиление магнитоэлектрической связи [1]. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что покрытие частиц полиэтиленгликолем (ПЭГ) способствует более равномерному пространственному распределению МНЧ в полимерной матрице. Это было подтверждено данными сканирующей электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии и рентгеновской томографии. Исследование локальных электрических свойств с помощью пьезорезонансной силовой микроскопии (ПСМ) и магнитных свойств с помощью вибрационного магнитометра подтвердило, что полученные композиты обладают необходимыми для возникновения магнитоэлектрического эффекта магнитными и пьезоэлектрическими свойствами. В частности, с помощью ПСМ было показано, что более равномерное распределение частиц в матрице приводит к увеличению локального пьезоотклика на ~30-40% по сравнению с композитным образцом, полученным с МНЧ без предварительного покрытия ПЭГ.

Представленная работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-30032). Мы также благодарим Центр развития одаренных детей (г. Калининград) за предоставленную возможность проведения рентгеноструктурного анализа.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Dehsari S., Amiri M.H., Asadi K., ACS Nano **17** 8064–8073. (2023)
2. Mandal S., Hou Y., Wang M., Anthopoulos T.D., Choy K.L, ACS Appl. Mater. Interfaces. **15** 7371–7379 (2023).
3. Botvin V., Fetisova A., Mukhortova Y., Wagner D., et. al., Polymers (Basel) **15**, 3135. (2023).

## **Загадки поверхностной сегрегации в бинарных металлических наночастицах: атомистическое и термодинамическое моделирование**

В.М. Самсонов, А.А. Романов, И.В. Талызин, В.В. Пуйтов, Д.В. Жигунов

*Тверской государственной университет, 170100, Тверь, Россия*

*e-mail: [samsonoff@inbox.ru](mailto:samsonoff@inbox.ru)*

Сегрегация в бинарных металлических сплавах, включая магнитные материалы, а также в ферроэлектриках, в значительной степени определяет свойства этих материалов. В частности, с поверхностной сегрегацией связано старение ферроэлектриков. Поверхностная сегрегация в наночастицах может выступать в качестве как желательного, так и нежелательного явления. Например, спонтанная поверхностная сегрегация Au в бинарных наночастицах Au-Co является фактором стабильности наноструктур ядро-оболочка Co@Au [1, 2]. В качестве противоположного примера можно отметить, что, согласно [3], даже небольшая примесь Cr существенно изменяет свойства наночастиц Ni. В частности, Cr позволяет понизить температуру Кюри магнитных наночастиц Ni-Cr до комнатной. К настоящему времени имеются противоречивые мнения, связанные с поверхностной сегрегацией в бинарных металлических наночастицах, включая наночастицы Pt-Pd. В частности, это касается противоречивых данных о размерной и температурной зависимостям сегрегации. Принимая во внимание такую ситуацию, мы исследовали поверхностную сегрегацию в наночастицах Pt-Pd, сочетая атомистическое (молекулярно-динамическое) и термодинамическое моделирование. Для молекулярно-динамических экспериментов использовали известную программу LAMMPS и метод погруженного атома. В ходе атомистического моделирования апробированы два разных набора параметризаций для потенциалов межатомного взаимодействия Pt-Pt, Pd-Pd и Pt-Pd. Термодинамическое моделирование было основано на решении уравнения Батлера с использованием нескольких последовательных приближений. Результаты, полученные с помощью атомистического моделирования и термодинамического моделирования на основе уравнения Батлера, сравнивались друг с другом, а также с предсказаниями, основанными на уравнении Ленгмюра-Маклина, а также с имеющимися экспериментальными данными. Оба метода моделирования (атомистический и термодинамический) предсказывают поверхностную сегрегацию Pd, которая уменьшается с уменьшением размера наночастиц и повышением температуры. Результаты нашего моделирования не подтверждают предсказания некоторых авторов об инверсии поверхностной сегрегации, т.е. об изменении с поверхностной сегрегации Pd на поверхностную сегрегацию Pt при уменьшении размера наночастиц. Аналогичные результаты получены для наносплавов Ni-Cu и Ni-Cr.

Работа выполнена при поддержке Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственной программы в области научно-исследовательской деятельности (проект № 0817-2023-0006).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Samsonov V.M., Talyzin I.V., Kartoshkin A.Yu. et al. Applied Nanoscience **9**, 119 (2019).
2. Samsonov V.M., Talyzin I.V., Kartoshkin A.Yu. et al., Computational Materials Science **199**, 110710 (2021).
3. Bohra M., Alman V., Showry A. et al., ACS Omega **5**, 32883 (2020).

## **Структурные и электрофизические свойства тонких пленок титаната стронция на диэлектрических подложках**

**Е. Н. Сапего, А. В. Тумаркин, А. Богдан, А. Г. Гагарин**

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,  
197022, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [eugenysapego@yandex.ru](mailto:eugenysapego@yandex.ru)*

Условием развития любых технологий является поиск новых подходов, объектов и решений, чаще всего базирующихся на предшествующем опыте. В частности, развитие сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники связано с поиском новых материалов с характеристиками, превышающими показатели хорошо исследованных и используемых в технике химических соединений.

Так, твердый раствор титанатов бария и стронция ( $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$ ) является предметом исследований во многих научных работах, а также функциональным материалом СВЧ устройств в различных российских и зарубежных патентах. В данном соединении увеличение доли бария ведет к росту диэлектрической проницаемости и нелинейности, а увеличение содержания стронция приводит к заметному уменьшению диэлектрических потерь. Зачастую, низкий уровень потерь на сверхвысоких частотах при приемлемых значениях управляемости является основным показателем, на который обращают внимание при выборе сегнетоэлектрического материала для СВЧ устройства. Чистый титанат стронция  $SrTiO_3$  (STO) в пленочном исполнении на диэлектрических подложках перспективен для СВЧ применений, однако, его успешное использование в конкретных устройствах требует досконального исследования как структурных свойств пленок титаната стронция, так и их электрофизических характеристик на сверхвысоких частотах, что и является целью данной работы.

Исследуемые в работе пленки  $SrTiO_3$  были получены методом ВЧ-магнетронного распыления стехиометрической мишени в диапазоне температур 600-900 °С на диэлектрические подложки. Контроль температуры осуществлялся с помощью термопары, размещенной под подложкодержателем. В качестве рабочего газа использовалась смесь аргона (Ar) и кислорода ( $O_2$ ) в соотношении 3:1, при давлении 3, 6 и 10 Па. Мощность разряда составляла 100 Вт. После осаждения пленки охлаждались в атмосфере рабочего газа со скоростью 2–3 °С/мин. Толщина пленок составляла ~ 400 нм.

Фазовый состав полученных пленок исследовался методом рентгеновской дифрактометрии на установке типа «ДРОН-6», а электрофизические свойства исследовались резонансными методами на частоте 1 ГГц на емкостных структурах планарного типа с шириной зазора 5 мкм.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа в пленках STO наблюдается переход от преимущественной ориентации (110) к (100) с увеличением температуры осаждения покрытия. Интенсивность пика (200) существенно возрастает как с ростом температуры синтеза, так и с увеличением давления рабочего газа при одновременном уменьшении уровня механических напряжений в кристаллической решетке, что свидетельствует об улучшении структуры пленки. Улучшения электрофизических характеристик образцов, такие как рост нелинейности и снижение потерь коррелирует с улучшением структурных свойств пленок.

Можно сделать вывод, что для формирования тонких пленок титаната стронция высокого структурного качества на диэлектрических подложках для СВЧ применений перспективными технологическими параметрами являются высокая температура ~ 900°С и давление 10 Па.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках гранта № 075-01438-22-07 - FSEE-2022-0015.



## **Исследование влияния экстремально высоких доз облучения на состав, структуру и электрофизические свойства пьезокерамики $\text{BiScO}_3 - \text{PbTiO}_3$**

Е.П. Смирнова<sup>1</sup>, А.В. Сотников<sup>1</sup>, Е.Г. Гук<sup>1</sup>, В.Н. Климов<sup>1,3</sup>, П.А.Панкратьев<sup>1,2</sup>,  
Н.В.Зайцева<sup>1</sup>, В.Г. Залесский<sup>1</sup>, Е.Е. Мухин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: [esmirnoffa@gmail.com](mailto:esmirnoffa@gmail.com)

<sup>2</sup>СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Россия.

<sup>3</sup>НИЦ «Курчатовский институт» - ЦНИИ КМ «Прометей» 191015, Санкт-Петербург

Устойчивость пьезокерамики к воздействию излучения неразрывно связана с фундаментальной проблемой влияния излучения на различные материалы, включая сегнетоэлектрики. В России такие исследования практически не проводились с 80-х годов прошлого века. Реализация проекта ИТЕР (Международный Экспериментальный Термоядерный Реактор) предусматривает использование пьезокерамики в качестве активных элементов пьезодвигателей для управления зеркалами оптических систем диагностики плазмы при экстремальных условиях: температура до 250°C и доза радиации до  $10^{19}$  см<sup>-2</sup> в течение не менее 20 лет.

Основным критерием устойчивости материала является сохранение состава и структуры. Для исследования была выбрана и синтезирована керамика  $0.64 \text{ BiScO}_3 - 0.36 \text{ PbTiO}_3$ , элементный состав которой и температурный диапазон существования сегнетоэлектрической фазы ( $T_c = 430^\circ\text{C}$ ) отвечают требованию ИТЕР. Основные параметры пьезокерамики соответствовали [1]. Образцы подвергались воздействию облучения с дозой  $10^{19}$  см<sup>-2</sup> быстрыми нейтронами/гамма квантами (энергия > 0.1 МэВ). После 10 лет остывания было проведено изучение элементного состава с помощью электронного микроскопа TESKAN и рентгенофазовый анализ облученных и девственных образцов. Для оценки возможных изменений был рассчитан нуклидный состав облученной керамики. Обнаружено сохранение элементного состава и увеличение степени тетрагональности  $c/a$  на 0.47 % с сохранением структуры перовскита и морфотропной фазовой границы, что указывает на устойчивость керамики к радиации при указанных выше дозах облучения. Электрофизические исследования пьезокерамических образцов до и после облучения включали измерения комплексной диэлектрической проницаемости, скорости звука и спектров электромеханических резонансов при комнатной температуре, определение упругих модулей  $C_{33}^E$ ,  $C_{33}^D$ ,  $C_{44}^D$ , коэффициента электромеханической связи  $k_t$ , пьезомодуля  $e_{33}$  и механической добротности  $Q_m$  на основе этих данных, а также измерение пьезомодуля  $d_{33}$ . Спектры диэлектрической проницаемости показали отсутствие дополнительных релаксаций и заметного изменения  $\epsilon$ , однако,  $\text{tg}(\delta)$  увеличился в 1.7 раза, а  $T_c$  на 10°C после облучения. Пьезомодуль  $e_{33}$  и коэффициент  $k_t$  практически не изменились, а упругие модули уменьшились на 9-10%. Величина пьезомодуля  $d_{33}$  уменьшилась на 30%. Обсуждаются причины деградации керамики и возможность компенсации возникших после облучения изменений. Полученные результаты указывают на перспективность использования пьезокерамики  $\text{BiScO}_3 - \text{PbTiO}_3$  для работы в условиях, соответствующих требованиям ИТЕР.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. <http://www.trstechnologies.com/Materials/High-Temperature-Piezoelectric-Ceramics>

## Высокоэффективный пьезокерамический материал для применения в биморфных устройствах

В.Г. Смотраков, В.В. Еремкин, Е.И. Ситало

Научно-исследовательский институт физики, Южный федеральный университет, 344090,  
Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: [smotrakov@mail.ru](mailto:smotrakov@mail.ru)

Для получения больших значений пьезомодуля  $d_{ij}$  следует обеспечить возможно большие величины диэлектрической проницаемости путем модифицирования керамики PZT в области морфотропного фазового перехода, компонентами, снижающими температуру Кюри до 120-150 °С. В настоящей работе в качестве базовой была выбрана тройная система  $PbZrO_3$ - $PbTiO_3$ - $Pb(Ni_{1/3}Nb_{2/3})O_3$  с некоторыми модифицирующими добавками. Вводимый в PZT третий компонент  $Pb(Ni_{1/3}Nb_{2/3})O_3$  характеризуется размытым фазовым переходом с низкой (-120 °С) температурой максимума диэлектрической проницаемости, что позволяет не только понизить температуру Кюри тройного твердого раствора, но и увеличить его диэлектрическую проницаемость.

Материал первоначально синтезировали методом твердофазной реакции из смеси оксидов  $PbO$ ,  $ZrO_2$ ,  $TiO_2$ ,  $Nb_2O_5$  квалификации «ос. ч.» и  $NiO$  квалификации «ч.», а также из реактивов более низкой чистоты с учетом содержания основных веществ. Основной недостаток такого способа синтеза - присутствие фазы пирохлора в количестве от 5 до 7 % об. Получить чистую перовскитовую фазу удалось путем использования при смешении промежуточного соединения  $NiNb_2O_6$ , полученного синтезом из  $Nb_2O_5$  и  $NiO$  при 1000 °С в течение 4 ч. После смешения  $PbO$ ,  $ZrO_2$ ,  $TiO_2$  и  $NiNb_2O_6$  в полиэтиленовом барабане с яшмовыми шарами в воде в течение 24 ч, полученную шихту высушивали и брикетировали. Окончательный синтез проводили при 850 °С в течение 3 ч.

После помола в полученный пресс-порошок добавляли поливиниловый спирт и прессовали диски диаметром 12 мм и толщиной 3 мм под давлением 500 кГ/см<sup>2</sup>. Затем заготовки высушивали на воздухе в течение суток и обжигали при 1200-1240 °С в течение 4-6 ч в засыпке  $PbO + ZrO_2$ . После механической обработки образцы имели диаметр 10 мм и высоту 1 мм. Для измерений использовались воженные серебряные электроды. Поляризацию проводили при температуре от 60 до 75 °С в силиконовом масле при приложении электрического поля напряженностью от 10 до 20 кВ/см в течение 10 мин.

Относительную диэлектрическую проницаемость определяли с помощью измерителя емкости ЦЕ-5002 на частоте 1 кГц. Коэффициенты электромеханической связи и величину пьезомодуля  $d_{31}$  определяли методом резонанса-антирезонанса, пьезомодуль  $d_{33}$  - квазистатическим методом. Измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости показали, что для материала характерен размытый фазовый переход с температурой максимума диэлектрической проницаемости 117 °С. Результаты пьезоэлектрических измерений приведены в таблице.

Таблица. Основные параметры пьезокерамики  $PbZr_{0.125}Ti_{0.325}(Ni_{1/3}Nb_{2/3})_{0.55}O_3$

$\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$	$k_p$	$k_t$	$-d_{31}$ , пКл/Н	$d_{33}$ , пКл/Н
6675	0.502	0.600	305	750
6800	0.482	0.573	314	810
5930	0.514	0.545	287	880
6255	0.533	0.590	307	780

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Государственное задание в сфере научной деятельности 2023 г.). Проект № FENW-2023-0010/(Г30110/23-11-ИФ).

## **Влияние струи водородной плазмы на свойства пьезоэлектрической керамики**

**Г.Ю. Сотникова<sup>1</sup>, А.В. Воронин<sup>1</sup>, Г.А. Гаврилов<sup>1</sup>, В.Ю. Горяинов<sup>1</sup>,  
В.Г. Залесский<sup>1</sup>, В.Н. Климов<sup>2</sup>, Р.С. Пассет<sup>1</sup>, Е.П. Смирнова<sup>1</sup>, А.В. Сотников<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт» - ЦНИИ КМ «Прометей» 191015, г. Санкт-Петербург, Россия  
[gg\\_a\\_holo@mail.ru](mailto:gg_a_holo@mail.ru), [g\\_sotnikova@mail.ioffe.ru](mailto:g_sotnikova@mail.ioffe.ru)

Пьезоэлектрическая керамика находит широкое применение для ультразвуковых пьезоэлектрических преобразователей, датчиков различных физических параметров, а также в качестве материала для изготовления прецизионных приводов (актуаторов). Применение всех перечисленных выше устройств подразумевает их адекватное функционирование при повышенных температурах, различных видах облучения, в том числе, в термоядерных реакторах. Изучение свойств материалов, подверженных воздействию плазменной струи, важно для понимания механизмов плазменной обработки различных материалов. Отметим также принципиальную возможность применения плазмы для изготовления пьезоэлектрических преобразователей с т.н. деполяризованным слоем, позволяющим расширить полосу пропускания.

В докладе представлены экспериментальные результаты воздействия струи водородной плазмы на физические свойства отечественной пьезоэлектрической керамики ЦТСНВ-1 («Аврора-Элма», г. Волгоград, [avrora-elma.ru](http://avrora-elma.ru)). Образцы для исследования вырезались из стандартных дисков диаметром 6 см толщиной ~3 мм. Облучение образцов осуществлялось на стенде плазменной пушки [1] при различной интенсивности воздействия импульсов плазмы длительностью ~20 мкс.

Наибольшее внимания в экспериментах было обращено на измерение электрофизических параметров керамики, таких, как диэлектрическая проницаемость, тангенс потерь, пьезоэлектрический коэффициент, коэффициент электромеханической связи толщинной моды  $k_t$  и скорость звука. Для измерения пьезоэлектрического коэффициента  $d_{33}$  использовался как статический метод измерения перемещения образца под действием приложенного напряжения, так и динамические интерференционный и радиочастотный (частота 20 МГц), реализованный на базе ультразвуковой эхо-импульсной установки и пьезоэлектрического преобразователя с линией задержки. Расчет коэффициента электромеханической связи толщинной моды колебаний образца проводился по результатам экспериментально измеренного спектра электромеханических резонансов с помощью метода неэквидистантности частот высших нечетных гармоник [2]. Скорость объемного звука вдоль направления поляризации (продольная мода) измерялась на частоте 20 МГц стандартным эхо-импульсным методом.

Основным результатом исследований является экспериментальное подтверждение сохранения поляризации и слабое уменьшение основных электрофизических параметров керамики ЦТСНВ-1 даже при весьма сильных воздействиях водородной плазменной струи с энергией 175 Дж и давлением 0.15 МПа. В частности, пьезокоэффициент  $d_{33}$  сохраняется в пределах  $500 \pm 50$  пм/В,  $k_t$  ослабевает с 0.5 до 0.32. Результаты, полученные с помощью ЛИММ метода, реализованного на многофункциональной экспериментальной установке [3] качественно согласуются с приведенными выше.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Гусев В.К., *ЖТФ*, **90**(6), 1028 (2020)
2. Onoe M., Tiersten H.F., Meitzler A.H., *J. Acoust.Soc. Amer.*, **35**, 36 (1963).
3. Sotnikova G.Yu., Gavrilov G.A., Kapralov A.A., Muratkov K.L., Smirnova E.P., *Rev. Sci. Instrum.* **91**, 015119 (2020).

## **Схема устройства магнитного теплового насоса для охлаждения, хранения и транспортировки биомедицинских материалов**

**И.С. Терёшина<sup>1</sup>, А.Ю. Карпенков<sup>2</sup>, Н.Ю.Панкратов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия  
e-mail: [irina\\_tereshina@mail.ru](mailto:irina_tereshina@mail.ru)

<sup>2</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

В настоящее время для устранения недостатков парокомпрессионных холодильников интенсивно развивается альтернативный метод охлаждения, основанный на магнитокалорическом эффекте (МКЭ). Поскольку МКЭ современных магнитокалорических материалов не превышает 4 К при изменении внешнего магнитного поля от 0 до 1 Тл [1], охлаждающее устройство должно использовать каскадные процессы (циклы). Основным преимуществом каскадных циклов по сравнению с циклом активного магнитного регенератора, используемого в большинстве прототипов, является то, что соседние элементы рабочего тела работают по индивидуальным (неперекрывающимся) циклам, что существенно увеличивает холодопроизводительность такого устройства.

В данной работе предложена схема компактного твердотельного магнитного теплового

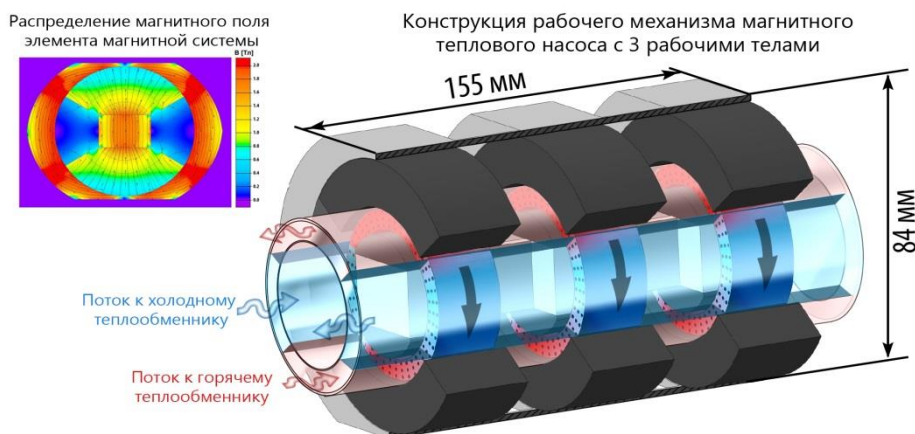


Рис. 1. Схема устройства магнитного теплового насоса, работающего по каскадному циклу.

Компьютерное моделирование распределения магнитного поля элемента магнитной системы.

насоса, осуществляющего работу по каскадному циклу охлаждения (рис. 1). К важнейшим особенностям представленной схемы можно отнести: а) непрерывное вращение магнитокалорического материала, что позволяет добиться его работы с высокой частотой, б) четкое разграничение областей с низким и высоким значениями индукции создаваемого магнитного поля; в) непрерывное использование этих областей, г) низкая потребляемая мощность (а именно, бортовое питание автомобиля). Всё это позволяет создать компактное холодильное устройство, пригодное, к примеру, для хранения и транспортировки вакцин, лекарств и других биомедицинских материалов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-00773, <https://rscf.ru/project/22-29-00773/>).

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Gottschall T., Skokov, K. P., Fries, M., Taubel, A., Radulov, I., Scheibel, F., Benke D., Riegg S., Gutfleisch, O. *Advanced Energy Materials* **9**(34), 1901322 (2019).

## О роли сегнетоэлектрического кристаллического компонента в формировании физических свойств композитов типа 2–2 В.Ю. Тополов

Физический факультет, Южный федеральный университет, 344090, Ростов-на-Дону,  
Россия

e-mail: [vutopolov@sfedu.ru](mailto:vutopolov@sfedu.ru)

В последние десятилетия композиты на основе сегнетоэлектриков (СЭ) стали обширной группой функциональных материалов, физическими свойствами которых можно управлять с помощью множества факторов [1]. Среди композитов важное место занимают слоистые материалы типа 2–2 (по терминологии связностей [2]) с относительно простой микрогеометрией. Изменение состава композита типа 2–2 (рис. 1) за счет воздушных пор или

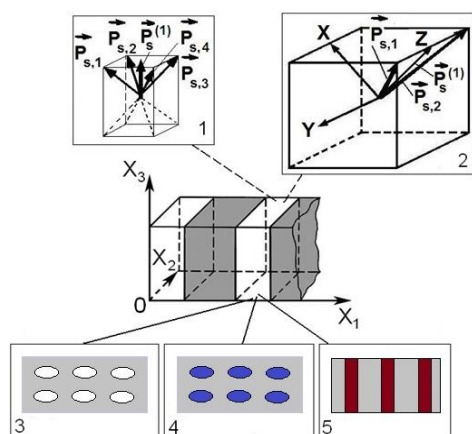


Рис. 1. Схематическое изображение композита типа 2–2 на основе СЭ кристалла. Примеры слоев показаны на вставках 1 – 5.

включений, выбор главного СЭ компонента из большого числа поляризованных керамик или кристаллов [1], а также ориентационные эффекты [3] вследствие поляризации СЭ вдоль заданного направления делают эти композиты привлекательными для исследований и применений. Цель работы – анализ роли СЭ кристаллического компонента в формировании физических свойств и ряда параметров композитов типа 2–2.

Эффективные физические свойства композитов типа 2–2 определены в рамках моделей, где учтены 1) ориентации не  $180^\circ$ -ных типов доменов СЭ кристалла (см. вставки 1 и 2 на рис. 1); 2) ориентации главных кристаллографических осей СЭ кристалла [3]; 3) пористость полимерного слоя (см. вставку 3 на рис. 1); 4) присутствие в полимерном слое включений заданной формы и с определенными свойствами (см. вставки 4 и 5 на рис. 1) [1]. Применены матричный метод, метод эффективного поля и другие хорошо апробированные методы прогнозирования эффективных свойств [1, 3]. Для композитов со связностями 2–2–0, 2–0–2 и 2–1–2 определены концентрационные, ориентационные и другие зависимости эффективных пьезо-, диэлектрических и упругих свойств, а на их основании рассмотрено поведение ряда параметров композитов. Показана активная роль СЭ кристаллического компонента в формировании пьезоэлектрических свойств композитов, подчеркнута значимость СЭ компонента при ориентационном эффекте и эффекте комбинирования пьезо- и диэлектрических свойств в данных композитах. Модифицированные полимерные слои с определенными микрогеометрией и включениями могут существенно влиять на анизотропию пьезоэлектрических свойств и коэффициентов электромеханической связи, пьезочувствительность и гидростатический отклик композитов типа 2–2.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Roscow J.I., Topolov V.Yu., Bowen C.R., and Khanbareh H., Innovative Piezo-active Composites and Their Structure–Property Relationships (Singapore: World Scientific, 2022).
2. Newnham R.E., Skinner D.P., and Cross L.E., Mater. Res. Bull. **13**, 525 (1978).
3. Topolov V.Yu., Bowen C.R., Krivoruchko A.V., and Isaeva A.N., CrystEngComm **24**, 1177 (2022).

**Флюоритоподобные редкоземельные соединения состава  
 $\text{NaLa}_4\text{Mo}_3\text{O}_{15}\text{F}_{1-x}\text{Cl}_x$ : синтез, физические свойства и структура**

**М.П. Трухачева<sup>1,2</sup>, Е.В. Сидорова<sup>1</sup>, Е.С. Смирнова<sup>1</sup>, Е.И. Орлова<sup>1,2</sup>,  
Е.П. Харитонова<sup>1,2</sup>, В.И. Воронкова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника”  
РАН, г. Москва, Россия*

<sup>2</sup> *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия  
e-mail: [trukhacheva.mp20@physics.msu.ru](mailto:trukhacheva.mp20@physics.msu.ru)*

Флюоритоподобные соединения состава  $\text{Ln}_5\text{Mo}_3\text{O}_{16+\delta}$  ( $\delta = 0-0.5$ ) [1] обладают смешанной кислород-ионной и электронной проводимостью [2]. Диффузия кислорода в таких материалах осуществляется по полостям структуры. Количество кислорода ( $\delta$ ), занимающего указанные полости, может меняться в зависимости от внешних условий, а также при гетеровалентном допировании этих соединений. Особый интерес представляет метод анионного допирования как способа модификации транспортных характеристик и структуры материалов. В частности, в работе [3] было обнаружено, что при замещении редкоземельного катиона натрием, а кислорода - фтором в соединениях  $\text{Ln}_5\text{Mo}_3\text{O}_{16+\delta}$  возникают гигроскопические и протон-проводящие свойства. Представляет интерес продолжить исследования в данном направлении и изучить влияние совместного анионного допирования фтором и хлором на физические характеристики соединения состава  $\text{NaLa}_4\text{Mo}_3\text{O}_{15}\text{F}_{1-x}\text{Cl}_x$ .

Поликристаллические образцы  $\text{NaLa}_4\text{Mo}_3\text{O}_{15}\text{F}_{1-x}\text{Cl}_x$  ( $x=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ) были получены методом твердофазного синтеза на воздухе с использованием двухстадийного обжига в течение 12 часов при температурах 600 и 700°C с промежуточной перепрессовкой образцов. Монокристаллы указанных соединений были получены методом кристаллизации из раствора в расплаве. Образцы были охарактеризованы методами рентгенофазового анализа (РФА), термогравиметрии (ТГ), дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК), термомеханического анализа (ТМА), импеданс-спектроскопии в сухой и влажной атмосферах. Для определения качества керамики была измерена относительная плотность поликристаллических образцов гидростатическим взвешиванием в толуоле. Атомная структура образцов была исследована методом прецизионного рентгеноструктурного анализа на монокристаллах исследуемых соединений.

В соответствии с данными РФА полученные керамики  $\text{NaLa}_4\text{Mo}_3\text{O}_{15}\text{F}_x\text{Cl}_{1-x}$  ( $x=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ) изоструктурны флюоритоподобным соединениям семейства  $\text{Ln}_5\text{Mo}_3\text{O}_{16+\delta}$ . Потери веса на кривых ТГ предварительно гидратированных образцов свидетельствуют о способности этих материалов к поглощению воды. Термические аномалии ДСК вблизи 500°C, эндотермические при нагреве и экзотермические при охлаждении, свидетельствуют о существовании обратимого фазового перехода первого рода в исследуемых соединениях. Впервые исследована атомная структура монокристаллов полученных фтор- и хлорсодержащих редкоземельных молибдатов.

Настоящая работа выполнена в рамках проекта РНФ 23-12-00221.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hubert P.H., Bull. Soc. Chim. Fr. **3-4**, 475-477 (1975).
2. Tsai M., Greenblatt M., McCarroll W.H., Chem. Matter. **1**, 253-259 (1989).
3. Балдин Е. Д., Сорокин Т. А., Орлова Е. И. и др., Электрохимия **59**, 61–67 (2023).

## **Характеризация структурных и диэлектрических свойств тонких пленок ниобата бария-стронция для СВЧ применений**

А. Богдан, А. В. Тумаркин, А. Г. Гагарин

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197022, Санкт-Петербург, Россия*  
*e-mail: [alexey.bogdan98@gmail.com](mailto:alexey.bogdan98@gmail.com)*

Тонкие пленки ниобата бария-стронция (SBN), как известно, обладают высокими электрооптическим и пьезоэлектрическим коэффициентами, а также проявляют интересные сегнетоэлектрические свойства в зависимости от процентного соотношения бария и стронция в твердом растворе. Полученные ранее результаты о возможности применения ниобата бария-стронция в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне [1], а также реализации опытных образцов фазовращателей на базе тонких пленок SBN [2] позволяют судить о перспективности данного твердого раствора для использования в СВЧ устройствах.

В данной работе синтез тонких пленок SBN производился на установке магнетронного напыления Leybold Z400 с использованием стехиометрической мишени  $\text{Sr}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ . В качестве подложек использовался монокристаллический сапфир (г-срез). Осаждение производилось в атмосфере чистого кислорода при давлении рабочего газа 2 Па. Варьируемым технологическим параметром выступала температура подложки, изменение которой происходило в диапазоне 750-900°C. После осаждения пленки охлаждались со скоростью 2-3°C/мин в атмосфере рабочего газа. Также для улучшения кристаллической структуры пленок применялся высокотемпературный отжиг.

Структурный анализ образцов показал, что на дифрактограммах пленок, осажденных в диапазоне температур осаждения 750-850°C, преобладают рефлексы полиниобата бария-стронция и присутствуют пики малой интенсивности кристалла SBN. Температурный диапазон 850-880°C является переходным и характеризуется слабо выраженным изменением механизма кристаллизации с образованием развитой поликристаллической структуры SBN с включениями полиниобата.

На базе полученных тонких сегнетоэлектрических пленок SBN сформированы планарные конденсаторы методом фотолитографии. Резонансным методом на частоте 2 ГГц при комнатной температуре измерялись диэлектрические потери и управляемость конденсаторов. Управляющее напряжение изменялось в диапазоне 0 ÷ 300 В, что соответствовало напряженности поля в зазоре конденсатора 0 ÷ 60 В/мкм. Изменение емкости планарного конденсатора при максимальном уровне управляющего напряжения составило не менее 1,5 раз, а величина диэлектрических потерь не выше 0.05.

Результаты исследования структурных и диэлектрических характеристик тонких пленок SBN позволяют судить о перспективности их применения в устройствах СВЧ диапазона.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках гранта № 23-29-00757.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Moon S. E. et al., *Integrated Ferroelectrics* **66**, 275 (2004).
2. Rodríguez-Santiago V. et al., *MRS Online Proceedings Library* **688**, 1 (2001).

## **Сегнетоэлектрические композиты BaTiO<sub>3</sub> и SrTiO<sub>3</sub> с легкоплавкой добавкой В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>**

Д. И. Цыганкова<sup>1</sup>, А. В. Тумаркин<sup>1</sup>, Н. Г. Тюрнина<sup>2</sup>, З. Г. Тюрнина<sup>1,2</sup>,  
О. Ю. Синельщикова<sup>1,2</sup>, А. Р. Карамов<sup>1</sup>, А. Г. Гагарин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: [avtumarkin@yandex.ru](mailto:avtumarkin@yandex.ru)

<sup>2</sup> Институт химии силикатов им. И.В. Гребенщикова Российской академии наук  
(ИХС РАН), Санкт-Петербург, Россия

Системы BaO(SrO)-TiO<sub>2</sub>-В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> изучалась неоднократно в качестве основы для изготовления сегнетоэлектрических стеклокерамических материалов [1-4]. Сам BaTiO<sub>3</sub> обладает высокой диэлектрической проницаемостью, большой диэлектрической нелинейностью и высокими коэффициентами электрохимической связи [1]. В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> в качестве добавки снижает температуру спекания керамики и даёт уплотнение без ухудшения СВЧ-диэлектрических свойств, так как сам легко улетучивается при температурах выше 900°C и не остается на границе зерен. Однако, при высоких температурах синтеза композитов могут образовываться тройные бораты Ba и Sr. Изучение систем BaTiO<sub>3</sub> и SrTiO<sub>3</sub> с добавками, даст понятие о спекаемости образцов, их составе и диэлектрических свойствах.

Исследуемые образцы были получены смешением порошков BaTiO<sub>3</sub> и SrTiO<sub>3</sub> (марки «чда») и В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> (марки «ос.ч.») в весовых соотношениях: 99:1; 97.5:2.5; 95:5 %. Исходные реагенты измельчались в планетарной мельнице (Pulverizette 6) 30 мин. со скоростью 350 об/мин. без добавления жидкости. Далее порошки прессовались в таблетки массой 0.25 г диаметром 10 мм с усилием 4 т. Обжиг образцов осуществлялся в трёх температурных режимах - 500, 700 и 900 °С с изотермической выдержкой в течении 4 часов.

Определение влияния температурного режима на пористость спеков осуществлялось весовым методом по водопоглощению. Водопоглощение рассчитывали по разнице между весом сухого и мокрого образца. Снижение пористости образцов, происходило при температурах термообработки выше либо равной 900 °С. Состав исследуемых образцов влиял на водопоглощение незначительно.

По данным РФА в композите присутствуют кристаллические титанаты бария и стронция, тройных фаз боратов Ba и Sr в полученных образцах не обнаружено. Весь оксид бора находится в аморфном стеклообразном состоянии.

Характеризация электрических свойств композитов проводилась на частоте 2 ГГц, путем измерения емкости и добротности конденсатора, сформированного путем нанесения проводящих слоев на обе стороны таблеток. Конденсаторы проявляют управляемость порядка 2% в поле 1 В/м при добротности не хуже 30, что свидетельствует о перспективности применения исследуемых композитов в сверхвысококачественном диапазоне.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках гранта № 075-01438-22-07 - FSEE-2022-0015.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Jaffe B., Cook W., Jaffe H., Piezoelectric ceramics (Academic Press, London), 317 (1971).
2. Zheng Z.Q., Zhou X.P., High Temp. Mater. **32(2)**, 179 (2013).
3. Bhargava A., Shelby J.E., Snyder R.L., Journal of Non-Crystalline Solids **102**, 136 (1988).



## **Нарушение зеркальной симметрии вследствие флексоэлектрического эффекта в жидких кристаллах**

**Б.А. Уманский**

*ИК РАН, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект, д.59, 119333, г. Москва, Россия;  
e-mail: [umanskii@yahoo.com](mailto:umanskii@yahoo.com)*

Флексоэлектрический эффект – это эффект возникновения электрической поляризации под воздействием неоднородной (изгибной) деформации. Флексоэлектрический эффект может проявляться в любых средах, но первоначально он был открыт в жидких кристаллах [1]. Если молекулы жидкого кристалла имеют дипольный момент и специфическую анизотропную форму, то благодаря флексоэлектрическому эффекту, в планарно-ориентированном слое нематического жидкого кристалла (НЖК) в постоянном электрическом поле возникает периодическая деформация директора, которая в поляризованном свете наблюдается в виде системы линейных полос, направленных вдоль исходной ориентации директора на ограничивающих поверхностях ячейки [2,3]. Флексоэлектрический эффект сопровождается спонтанным нарушением зеркальной симметрии [4]. Нарушение зеркальной симметрии имеет место в ячейках НЖК с гибридной ориентацией на поверхностях, а именно планарной на одной поверхности и гомеотропной на другой. Нарушение зеркальной симметрии проявляется в виде отклонения системы полос от направления ориентации на поверхности с планарной ориентацией. Знак угла отклонения зависит от полярности электрического поля. На рисунке 1 представлена дифракция лазерного луча на периодической флексоэлектрической деформации для противоположных знаков электрического поля.

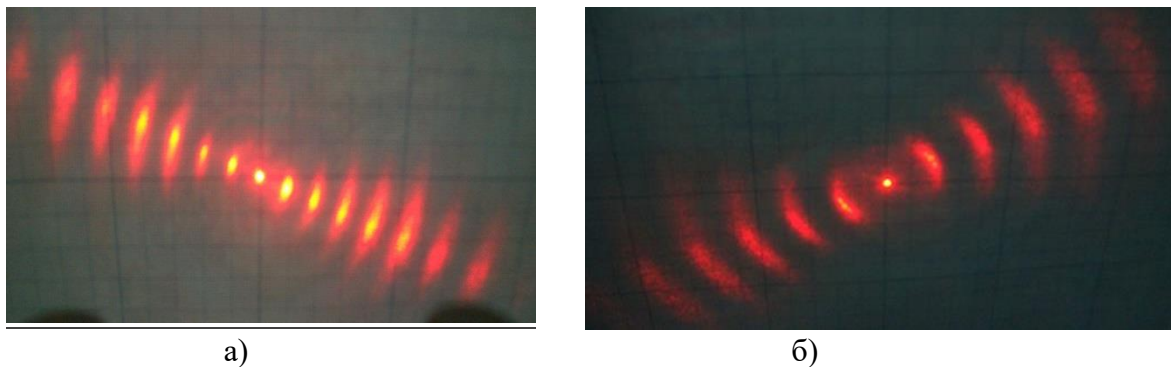


Рис.1 Фотографии дифракционной картины НЖК ячейки с гибридной ориентацией: а) направление электрического поля от планарной поверхности к гомеотропной; б) направление электрического поля от гомеотропной поверхности к планарной.

Таким образом, в данной работе впервые продемонстрировано нарушение зеркальной симметрии во флексоэлектрическом эффекте в НЖК.

Благодарности: Работа выполнена в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Meyer R.B., Phys. Rev. Lett. **22**, 918 (1969).
2. Bobylev Y.P., and Pikin S.A., Sov. Phys. JETP **45**, 195 (1977).
3. Barnik M.I., Blinov L.M. et al., J. Phys. (France) **39**, 417 (1978).
4. Palto S.P., Mottran N.J., and Osipov M.A., Phys. Rev. E **75**, 061707 (2007).

## **Получение постоянных магнитов на основе систем Fe-Cr-Co и Fe-Sr-O методом PIM**

**Б.Д. Чернышев<sup>1,2</sup>, И.В. Щетинин<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> АО «ВНИИХТ», 111524, Москва, Россия

e-mail: [BoDChernyshev@rosatom.ru](mailto:BoDChernyshev@rosatom.ru)

<sup>2</sup> ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, Россия

В настоящее время методы аддитивного производства активно внедряются в уже существующие технологические процессы предприятий. Данный переход позволяет в кратчайшие сроки изготовить изделия на основе функциональных материалов с высокой сложностью конфигурации и высоким уровнем физических и механических свойств. Потенциальным способом производства постоянных магнитов является технология Powder Injection Molding (PIM), обеспечивающая возможность контроля микроструктуры, состава и свойств изделий на каждом технологическом этапе [1,2].

Методом компактирования гранулята в термопласт-автомате при температуре размягчения органического связующего были получены «зеленые» заготовки на основе сплавов систем Fe-Cr-Co и Fe-Sr-O, которые далее подвергли операции удаления связующего для получения «коричневых» заготовок [3].

Заготовки постоянных магнитов на основе сплава системы Fe-Cr-Co после спекания в атмосфере водорода, подвергли термомагнитной обработке (ТМО) с целью формирования микроструктуры, обеспечивающей достижение высокого уровня магнитных свойств. Спекание заготовок на основе гексаферрита стронция было выполнено в окислительной атмосфере с целью формирования однофазного состояния [4].

Микроструктура в высококоэрцитивном состоянии, исследованная методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), подтверждает то, что на этапе ТМО произошёл спинодальный распад  $\alpha$ -твердого раствора на две фазы, что является одним из главных факторов формирования высоких магнитных свойств:  $H_{CB} = 41.9$  кА/м,  $B_r = 1.29$  Тл,  $(BH)_{max} = 39.3$  кДж/м<sup>3</sup>.

Свойства образцов постоянных магнитов на основе гексаферрита стронция составили:  $H_{CB} = 66.1$  кА/м,  $B_r = 0.09$  Тл, что обусловлено низкой плотностью образцов и наличием дефектов в виде трещин и пор.

В результате анализа структуры, магнитных и механических характеристик исследовательских образцов установлено, что метод PIM, позволяет получить высококачественные постоянные магниты на основе сплавов системы Fe-Cr-Co. Режимы получения изделий на основе гексаферрита стронция требуют доработки с целью увеличения плотности и, как следствие, уровня магнитных свойств постоянных магнитов. В дальнейшей работе для получения фидстока будет использован гранулятор ввиду того, что ручное смешивание не обеспечивает равномерное распределение частиц порошка Fe-Sr-O в связующем веществе.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Байдаров С.Ю., Камынин А.В., Крапошин В.С. и др., *Металловедение и термическая обработка металлов* **771**, 34-37 (2019)
2. Пархоменко А.В., Амосов А.П., Самборук А.Р., *Наукоемкие технологии в машиностроении* **18**, 8-13 (2012).
3. Chernyshev B.D., et al., *Metal Science and Heat Treatment* **61**, 704-708 (2020).
4. Pullar R.C., *Progress in Material Science* **57**, 1191-1334 (2012).

## Пироэлектрические и пьезоэлектрические свойства монокристаллов нитрида алюминия, выращенных сублимационным сэндвич-методом

О.А. Шустова<sup>1</sup>, А.В. Солнышкин<sup>1</sup>, О.Н. Сергеева<sup>1</sup>, Е.Н. Мохов<sup>2</sup>,  
И.П. Пронин<sup>2</sup>, Е.Ю. Каптелов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Россия

e-mail: [olenka\\_shustova@mail.ru](mailto:olenka_shustova@mail.ru)

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследований полярных свойств монокристаллов нитрида алюминия (AlN), выращенных сублимационным сэндвич-методом. Образцы для исследований представляли собой плоскопараллельные пластины полярного среза размером  $10 \times 5 \times 0,35$  мм. На поверхности, перпендикулярные полярной оси, наносились золотые и платиновые электроды.

Для исследования пьезоэлектрических свойств использовался метод резонанса – антирезонанса. Для измерения пьезомодуля  $d_{31}$  использовался измеритель иммитанса Е7-30, который позволял определять частоты резонанса и антирезонанса при регистрации комплексной проводимости (рис.1а). В результате расчета получены следующие значения пьезомодулей  $d_{31}$ :  $(1.5 - 3.5) \cdot 10^{-12}$  Н/Кл. Пироэлектрические свойства изучались динамическим методом, при котором тепловое ИК-излучение лазерного модуля модулируется импульсами прямоугольной формы в интервале частот от 0.1 Гц до 3 кГц. Форма пироэлектрического сигнала, возникающего в результате изменения с температурой вектора спонтанной поляризации, представлена на рисунке 1 б (верхняя кривая).

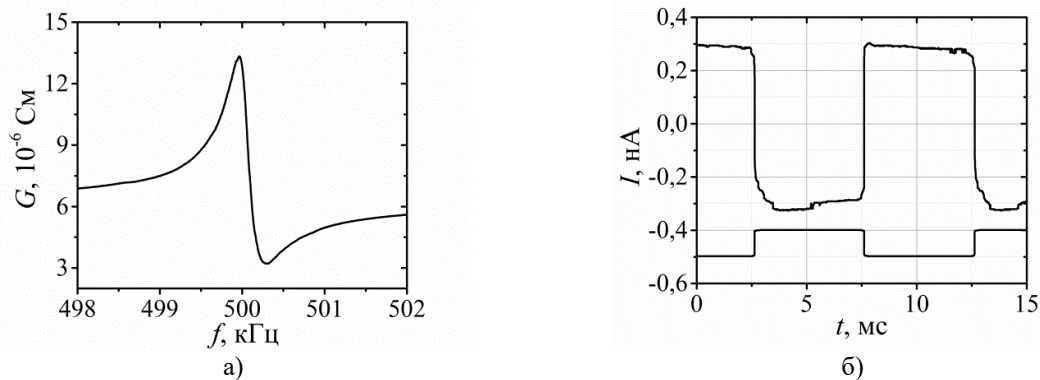


Рис. 1. Частотная зависимость комплексной проводимости в области электромеханического резонанса (а) и кинетика пироэлектрического тока кристалла AlN с золотыми электродами, регистрируемого при частоте модуляции теплового потока 100 Гц (б).

Анализ формы пироэлектрического тока позволяет сделать вывод о практически однородном распределении поляризации в образцах нитрида алюминия. Расчет пирокоэффициента с учетом коэффициента поглощения теплового излучения электродами дает величину порядка  $9 - 12$  мкКл/(К·м<sup>2</sup>). Таким образом, с учетом данных о полярных свойствах кристаллов нитрида алюминия, можно рекомендовать их наряду с известными сегнетоэлектриками в качестве элементов для пиро- и пьезоэлектрических датчиков, функционирующих при высоких температурах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Мохов Е.Н., Вольфсон А.А., Казарова О.П. ФТТ **61**, 2298 (2019).
2. Sergeeva O.N., Solnyshkin A.V., Mohov E.N. et.al. Ferroelectrics **576**, 55 (2021).

## Широкополосный оптический сенсор на гибридном перовските

С.В. Яблонский<sup>1</sup>, В.В. Лазарев<sup>1</sup>, В.В. Боднарчук<sup>1</sup>, Н.А. Белич<sup>2</sup>, П.А. Ивлев<sup>2</sup>,  
А.Б. Тарасов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333, Москва, Россия  
e-mail: [yablonskii2005@yandex.ru](mailto:yablonskii2005@yandex.ru)

<sup>2</sup>МГУ, Факультет наук о материалах, Москва, Россия

Гибридные, т.е. органо-неорганические перовскиты больше всего известны как перспективные материалы для солнечной энергетики. В настоящее время КПД преобразования солнечного света в электрическую энергию для лабораторных образцов на их основе достиг 27.5%, превышая эффективность кремния, 26.7%, что является мировым рекордом для однопроходных устройств. Одновременно в мире ведутся исследования по применению этих материалов в фотонных и тепловых сенсорах. Примечательно, что диапазон чувствительности может быть значительно расширен за счет одновременного использования фотовольтаического и пироэлектрического эффектов, имеющих различные рабочие спектральные диапазоны. Такая возможность появляется, например, в спонтанно поляризованных перовскитах [1]. В данной работе мы исследовали перовскит MAPbI<sub>3</sub>, имеющий край фундаментальной полосы поглощения в области 0.74 мкм. Рабочий диапазон такого фотодатчика лежит между 0.74-0.34 мкм, значительно уступая в длинноволновом диапазоне кремниевым фотоприемникам, 1.1-0.35 мкм. Ниже 0.74 мкм у MAPbI<sub>3</sub> имеется два небольших пика поглощения, на 0.76 мкм и 0.85 мкм, перекрывааемых фундаментальной полосой (рис. 1). Первый принадлежит экситонной полосе, в полном соответствии с квадратичным эффектом Штарка, а второй пик имеет примесную природу. В наших экспериментах пироэлектрический эффект наблюдался на модифицированном ионами формамидиния MAPbI<sub>3</sub> (MAFAPi). Электрические отклики на воздействие лазерных импульсов в режиме свободной генерации твердотельных лазеров (СКБ РАН) длительностью ~100 мкс и плотностью мощности 100 Вт/см<sup>2</sup> измерялись на фиксированных длинах волн: 1.06, 1.32 и 1.57 мкм. В режиме модулированной добротности хорошо воспроизводился фронт лазерных импульсов длительностью 6 нс. Примечательно, что полярность ИК импульсов для различных образцов не всегда совпадала с полярностью сигнала от световых импульсов. Этот факт является одним из ключевых в пользу пироэлектрической природы импульсов в ИК диапазоне. Полярная структура в образцах MAFAPi формируется спонтанно от образца к образцу и одной из главных задач по оптимизации работы сенсоров в дальнейшем будет разработка технологии получения полярной структуры в перовскитах с заранее заданными свойствами. Таким образом, в работе впервые получена тонкопленочная сэндвичевая структура на основе гибридного перовскита, детектирующая излучение в расширенном спектральном диапазоне, по меньшей мере, от 0.34 до 1.57 мкм.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Li H., Nano Today **37**, 101062 (2021).

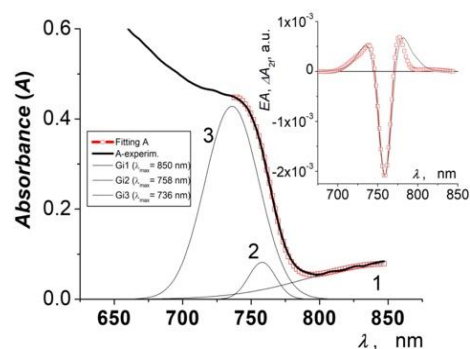


Рис. 1. Спектр края фундаментальной полосы поглощения пленки MAPbI<sub>3</sub>-перовскита (d ≈ 400 nm) и его подгонка (квадраты) тремя гауссианами Gi1, Gi2, Gi3. Вставка: Спектр электропоглощения (EA) на второй гармонике для той же пленки с подгонкой спектра EA (квадраты) тремя гауссианами (f = 1 кГц, U<sub>m</sub> = 12 В).

# XXIII Всероссийская конференция по физике сегетозлектроиков.

Авторский указатель

## Авторский указатель

### **B**

Baldi P. ....	56
Birks E. ....	191
Bormanis K. ....	191

### **D**

Doutre F. ....	56
----------------	----

### **G**

Gagou Y. ....	128
---------------	-----

### **H**

Hu Q. ....	102
------------	-----

### **J**

Jin L. ....	143
-------------	-----

### **K**

Ko J.-H. ....	98, 103
Kojima Seiji. ....	164

### **L**

Li G. ....	213
Liu X. ....	102
Lunghi T. ....	56

### **R**

Ruan W. ....	213
Ruan X. ....	213

### **S**

Saint-Gregoire P. ....	128
Si Y. ....	160

### **T**

Tian Y. ....	143
Tronche H. ....	56

### **W**

Wei X. ....	102, 143
-------------	----------

### **X**

Xu Z. ....	102
Xue Shi. ....	213

### **Z**

Zeng J. ....	213
Zhang N. ....	99
Zhao K. ....	213
Zheng L. ....	213
Zhuang J. ....	178
Zhuang C. ....	160

### **A**

Абалмасов В.А. ....	151
Абдулвахидов К.Г. ....	78
Абрамов А.С. ....	32, 106, 133
Абрамов П.А. ....	55, 222
Авакян Л.А. ....	227
Ага-Тагиева С.Э. ....	262
Аксенов А.И. ....	207
Алексеева О. ....	224
Алексеева О.А. ....	127, 149, 223
Али М. ....	51
Алиев И.М. ....	89
Аликин Д.О. ....	32, 39, 106, 133
Алиханов Н.М. ....	64
Аль Саиди С.Р. ....	186, 187
Амиров К. ....	233
Андрюшин К.П. ....	260
Андрюшина И.Н. ....	260
Анисимов Р.Г. ....	203
Анохин А.С. ....	65, 209
Аргунов Е.В. ....	66
Артемов В.В. ....	149
Архинов Н.А. ....	141
Астафьев П.А. ....	201

# XXIII Всероссийская конференция по физике сегетозэлектриков.

## Авторский указатель

Ахматханов А.Р. ....33, 34, 40, 44, 52, 56, 58, 59, 60, 62

### Б

Бадьянова Л.В. ....	246
Бакмасев А.Г. ....	169
Барабанова Е.В. ....	258
Барышников С.В. ....	123, 181, 188, 217
Басов Б.А. ....	35
Белич Н.А. ....	276
Белов А.Н. ....	110, 116
Белов А.Ю. ....	36
Белова Е.В. ....	152
Белушкин А.В. ....	202
Белявский М.А. ....	245
Белявский П.Ю. ....	226
Бикяшев Э.А. ....	93, 159
Билык В.Р. ....	220
Бирюков С.В. ....	125, 126
Бобров Ю.А. ....	29
Богдан А. ....	264, 271
Богданов Е.В. ....	26, 208
Богословский М.В. ....	37
Боднарчук В.В. ....	225, 276
Боднарчук Я.В. ....	38, 48
Болдырев К.Н. ....	145
Болдырев Н.А. ....	67
Большакова Н.Н. ....	37, 42, 61, 100, 192
Бондарев В.С. ....	26, 208
Борзов П.А. ....	232
Бородин Н.Н. ....	203
Бочканов Ф.Ю. ....	68
Брехов К.А. ....	24, 41, 142
Бронвальд Ю. ....	153
Бузанов О.А. ....	243
Буланов А.Д. ....	242
Булина Н.В. ....	227
Буримов Н.И. ....	207
Бурковский Р.Г. ....	107, 141, 160
Буровихин А.П. ....	226
Бурцев А.В. ....	100
Бурьянская Е.Л. ....	189, 206
Быков А.А. ....	29
Быков А.С. ....	243
Быков Ан.В. ....	29
Быков В.А. ....	29
Быстров В.С. ....	152, 227
Быстрова А.В. ....	227

### В

Валеева А.Р. ....	108, 134
Валидов А.А. ....	117, 239
Варшавчик Л.А. ....	259
Васильев А.Д. ....	74
Васильев А.Л. ....	247

Вахрушев С. ....	96, 153
Вахрушев С.Б. ....	99
Велиев Т.Д. ....	207
Вербенко И.А. ....	69, 201, 260
Верховская К.А. ....	170
Виндокуров И. ....	233
Волк Т. Р. ....	38, 43
Волков Д.В. ....	201
Воног В.В. ....	143, 144
Воронин А.В. ....	212, 267
Воронина И.С. ....	214, 228
Воронкова В.И. ....	270
Воронов В.В. ....	246
Воронцов П. ....	233
Воронцов П.А. ....	261
Воротилов К.А. ....	109, 112
Востров Н.В. ....	110
Вгюрин А.Н. ....	76, 144, 244

### Г

Гаврилов Г.А. ....	211, 212, 267
Гагарин А.Г. ....	264, 271, 272
Гайнутдинов Р. В. ....	38, 43
Гайнутдинов Р.В. ....	247
Галатова А.О. ....	84
Ганжа А.Е. ....	107, 141, 160
Гарифуллин И.А. ....	117, 239
Гарифьянов Н.Н. ....	117, 239
Гегузина Г.А. ....	161, 162
Гейвандов А.Р. ....	225
Гильц М.Э. ....	257
Гимадеева Л.В. ....	39, 56
Глазунова Е.В. ....	69
Гликин Л.С. ....	230
Голицына О.М. ....	190
Головкина Е.В. ....	144
Головко Ю.И. ....	124, 125, 126
Горбатенко В.В. ....	53, 177
Горев М.В. ....	26, 191, 208
Горшкова Ю. ....	224
Горяинов В.Ю. ....	212, 267
Грапенко О.Ю. ....	229
Грешняков Е.Д. ....	40
Гриднев С.А. ....	101, 163
Губерна Е.А. ....	197
Гугуцидзе К.А. ....	251
Гудим И.А. ....	76, 149
Гудков С.И. ....	111, 116
Гук А.С. ....	230
Гук Е.Г. ....	211, 259, 265
Гумарова И.И. ....	72, 113
Гупалова А.Е. ....	163
Гусев А.А. ....	178
Гусева О.С. ....	147, 231, 252
Гущина Е.В. ....	112

# XXIII Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков.

## Авторский указатель

### Д

Давыдов В.Ю.	70
Даринский Б.М.	135
Дармасва Н.Б.	93
Даченко Н.В.	177
Дегтева О.Б.	85, 245
Дедьк А.И.	209, 226
Делимова Л.А.	109, 112
Дерез Н.К.	98, 103, 164
Джамалудинов М.Р.	64
Диков Р.В.	165
Дорогушина А.Д.	192
Дорошенко М.Е.	228, 236
Дохтаренко Д.В.	259
Дрождин С.Н.	190
Дружинина Н.Ю.	42
Дубровин Р.М.	70, 145
Дудкина С.И.	260
Дунаева Г.Г.	71, 83, 166, 192
Дунаева Е.Э.	214, 228
Дыкина Л.А.	232, 256
Дьякова Е.В.	193

### Е

Евсеев А.А.	113
Евсеев К.В.	72
Елшин А.С.	114
Еманов Д.П.	115
Емелин Е.В.	47
Емельянов Н.А.	202
Еникеева М.О.	223
Еремина Р.М.	202
Еремкин В.В.	266
Ершов П.	233
Ершов П.А.	261
Еськов А.В.	65, 209
Ефимов А.В.	50

### Ж

Жансигтов А.	233
Железный М.В.	173
Жемеров Е.И.	41
Жигалина О.М.	109
Жигунов Д.В.	234, 263
Жога Л.В.	165, 186, 187
Жуков Р.Н.	111

### З

Забеллина Е.В.	194, 243
Заболотный А.А.	73

Завьялов А.И.	116
Зайцева Н.В.	211, 212, 265
Залесский В.Г.	195, 265, 267
Зварич М.С.	94
Зеленовский П.С.	152
Зигерт А.Д.	166
Зиненко В.И.	167
Зубко С.П.	235

### И

Иванов В.В.	196
Иванов Д.А.	42
Иванов С.А.	25
Иванова А.И.	42, 61, 74, 111, 168, 196, 251, 253
Иванова Е. С.	43
Иванова П.А.	168
Ивлев П.А.	276
Ивлева Л.И.	34, 62, 94, 214, 228, 236, 246
Игнатов А.А.	237, 261
Ильина Т.С.	25, 174, 189
Иржак А.	146
Иржак Д.	146
Исаев Д.Д.	227
Исхакова Л.Д.	228

### К

Кабиров Ю.В.	84, 238
Казакова А.В.	256
Калева Г.М.	25
Калика Е.Б.	197
Каллаев С.Н.	64, 78, 169
Камашев А.А.	90, 117, 239
Камзина Л.С.	95
Камынин А.А.	240
Каплунов И.А.	241, 242, 251, 253
Капралов А.А.	211, 212
Каптелов Е.Ю.	108, 198, 275
Карамов А.Р.	272
Карпенков А.Ю.	71, 74, 75, 83, 85, 86, 87, 89, 173, 245, 268
Карпенков Д.Ю.	66, 68, 75, 83, 87, 173
Карцев А.И.	66
Касимова В.М.	194, 243
Каширин М.А.	203
Квичастый К.К.	207
Кипенко И.А.	44
Кирилук А.	220
Киселев Д.А.	25, 45, 110, 111, 134, 174, 189, 206
Кислова И.Л.	94, 168, 196
Кичигин В.И.	176
Кленин А.А.	257
Климов В.Н.	212, 259, 265, 267
Князева М.А.	107
Ковригина С.А.	152
Кожура Д.А.	84

# XXIII Всероссийская конференция по физике сегетозлектриков.

## Авторский указатель

Козинкин А.В.	229
Козлова Н.С.	194, 243
Козодаев Д.А.	30
Колесникова В.Г.	262
Колосов И.Н.	213
Комлев А.С.	173
Коморников В.А.	247
Кондратюк Е.В.	121
Константинова М.Г.	55, 199, 222
Конюхов Ю.В.	71, 86
Корбут А.В.	200
Корнилицын А.Р.	176
Королева Е.	96, 224
Королёва Е.Ю.	99
Королькова А.С.	201
Коротитский А.В.	173
Коротков Л.Н.	118, 170, 202, 203
Короткова Т.Н.	202
Кособоков М.С.	33, 40, 46, 50, 58, 59, 133
Косолапов Н.А.	81, 82
Кострицкий С.М.	204, 205
Костюченко А.В.	240
Котов В.В.	29
Коханчик Л.С.	47, 48
Кочервинский В.В.	189, 206
Кропотов Г.И.	241, 242
Крутов В.В.	49
<b>Крылов А.С.</b>	76, 88, 143, 144, 244
Крылова С.Н.	76, 143, 144, 244
Кубрин С.П.	73, 178
Кузенко Д.В.	171, 172
Кузнецов Д.К.	46, 50
Кузнецова Ю.В.	245
Кузьмин Н.Б.	166
Кузьмичева Г.М.	236
Куприна Ю.А.	104, 147
Куцемако О.Д.	68

## Л

Лазарев В.В.	225, 276
Лашкова А. К.	43
Лебедев А.И.	154, 215
Лебединская А.Р.	97
Леденева О.Р.	152
Лесемнт С.И.	29
Леонтьев А.В.	90, 139
Летовальцев А.О.	159
Линкер Э.А.	62
Лисневская И.В.	104
Лисних Б.И.	50
Лихачев И.	227
Лошкин Б.В.	189
Луговая М.А.	222
Лукин Е.	224
Лукьянчук И.А.	57
Луцай А.В.	234

Лушников С.Г.	98, 103, 164
Лыков П.А.	94, 246
Ляхова М.Б.	86, 87

## М

Макаев А.В.	46
Макарова И.П.	247
Макарова К.М.	119
Макарова К.Т.	35
Макарова С.В.	227
Макарьев Д.И.	54, 248, 249
Макарьин Р.А.	173
Максимова О.Г.	155
Макуреникова А.А.	80
Мальцкая М.А.	178, 213
Мальгин А.А.	200
Мальхин А.Ю.	256
Мальшова Н.Е.	51, 193
Мальшкова И.А.	247
Мальшкова О.В.	51, 147, 168, 193, 196, 231, 252
Мамбетова К.М.	207
Мамин Р.Ф.	72, 77, 90, 117, 120, 139
Мараховский М.А.	250
Марголин И.Г.	121, 197
Мариничева К.А.	251
Мартыненко А.А.	210
Масычев С.И.	125, 126
Матяш Я.Ю.	122, 138
Медведева Н.Ю.	235
Меньшиков Е.В.	155
Милинский А.Ю.	123, 181, 188, 217
Митаров Р.Г.	78
Митина Е.Б.	245
Митченко А.С.	252
Михалева Е.А.	208
Мишина Е.Д.	24, 41, 114, 142, 220
Мишнев М.А.	65
Моисеев К.М.	35, 115, 119
Молоков А.	96, 224
Молоков А.Ю.	99
Мололкин А.А.	194
Молчанов С.В.	253
Морозова Н.О.	229
Морсаков И.М.	116
Мосунов А.В.	25
Мохов Е.Н.	275
Моцейко А.В.	79, 93, 156
Мусабилов И.И.	74
Мусов Х.	233
Мухин Е.Е.	259, 265
Мухортов В.М.	124, 125, 126
Мыльников И.Л.	209



# XXIII Всероссийская конференция по физике сегетозлектроиков.

## Авторский указатель

### Н

Набережнов А.	224
Набережнов А.А.	127, 223
Наседкин А.В.	254, 255
Наседкина А.А.	255
Наумова Я. Е.	104
Небогатиков М.С.	34, 40, 62
Недопекин О.В.	113
Немов С.А.	108
Нестеренко Л.П.	128
Нестеров А.А.	256
Нестеров С.И.	30
Нечачев В.Н.	183, 184
Никитин С.А.	80
Никулин А.А.	39
Новикова Н.Н.	70

### О

Обозова Е.Д.	195
Олейник А.Н.	257
Олехнович Н.М.	79, 178
Омаров З.М.	78, 169
Омельянчик А.	233
Омельянчик А.С.	262
Орликов Л.Н.	207
Орлов В.	235
Орлова Е.И.	270
Осипков А.С.	35, 115
Оспельников Н.М.	258

### П

Павелко А.А.	201, 210
Павленко А.	133
Павленко А.В.	32, 122, 129, 138, 174
Павлов А.В.	217
Павлова Ю.В.	209
Павловский М.С.	88
Палатников М.Н.	148, 205
Палто С.П.	225
Панич А.А.	161, 162
Панич А.Е.	175, 232
Панкова М.А.	170
Панкратов Н.Ю.	80, 89, 268
Панкратьев П.А.	259, 265
Панькин Д.В.	132
Папашвили А.Г.	228
Пармонова Е.В.	152
Пармонова Е.В.	227
Пассет Р.С.	211, 212, 267
Пастушенков Ю.Г.	81, 82
Пашнина Е.А.	34, 52, 60
Педько Б.Б.	37, 100

Пелегова Е.В.	33
Петржик Е. А.	43
Петрова Е.И.	54, 55, 199, 219
Петрова П.А.	235
Петрухо К.	153
Петухов И.В.	176
Писарев Р.В.	70, 145
Полигова Е.Д.	25
Половинкин А.А.	240
Поляков В.В.	29
Пономарев Р.С.	176
Попов И.И.	101, 163, 170
Попов С.В.	203
Попова И.Г.	161, 162
Пошехонов Р.А.	115
Прасолов Б.Н.	177
Пронин В.П.	134, 137, 198
Пронин И.П.	95, 108, 130, 134, 275
Проходов К.А.	246
Пруцакова Н.В.	238
Пряхина В.И.	40
Пугачев А.М.	131, 136
Пуйтов В.В.	263
Пундигов К.	146
Пушкарев А.В.	79, 178
Пятьшев А.Ю.	148

### Р

Радош Ю.В.	79, 178
Раевская С.И.	178, 213
Раевский И.	153
Раевский И.П.	79, 178, 213
Разумная А.Г.	57
Райхер Ю.Л.	237
Ракунов П.А.	83, 251
Резниченко А.Н.	54, 222, 248, 249
Резниченко Л.А.	69, 260
Рогалин В.Е.	230
Рогалин В.И.	241, 242
Рогачев А.В.	243
Рогинский Е.М.	70, 132, 143, 179
Родионова В.	233
Родионова В.В.	237, 261, 262
Романов А.А.	234, 263
Рудская А.Г.	84, 97, 238
Рудский Д.И.	84, 147
Румянцев В.С.	61
Рыбьянец А.Н.	54, 55, 199, 219, 222, 248, 249

### С

Савельев Е.Д.	56
Савин А.В.	132, 179
Савин В.В.	261
Савченков Е.Н.	207

# XXIII Всероссийская конференция по физике сегетозлектриков.

## Авторский указатель

Садовская Н.В. ....	25
Садыков С.А. ....	64
Салихов Т.М. ....	139
Сальников В.Д. ....	261, 262
Самсонов В.М. ....	234, 263
Сапего Е.Н. ....	264
Сапожников С.В. ....	191
Сафина В.А. ....	32, 106, 133
Свербиль П.П. ....	148
Свинцов А.А. ....	48
Сдобняков Н.Ю. ....	166
Севостьянов О.Г. ....	205
Севрюков В.Е. ....	85
Селезнева Е.В. ....	247
Семёнов А.А. ....	209, 226
Семенова Е.М. ....	81, 85, 86, 87, 100, 166, 192, 245
Сенкевич С.В. ....	108, 134, 198
Сергеева О.Н. ....	33, 58, 59, 94, 214, 216, 275
Серегин Д.С. ....	112
Сигов А.С. ....	24, 49, 109, 112, 135, 220
Сидоренко Е.Н. ....	84, 238
Сидоркин А.С. ....	118, 128, 135
Сидоров Н.В. ....	148, 205
Сидорова Е.В. ....	149, 270
Сидорова С.В. ....	119
Синельщикова О.Ю. ....	272
Синкевич А.И. ....	81, 87
Сироткин В.В. ....	47, 48
Ситало Е.И. ....	67, 266
Скоков К.П. ....	75
Скрабатун А.В. ....	148
Слаутин Б.Н. ....	106, 133
Слаутина А.С. ....	34, 52, 56, 60
Случинская И.А. ....	215
Смирнов А.Н. ....	70
Смирнов М.Б. ....	132
Смирнова Е.П. ....	211, 259, 265, 267
Смирнова Е.С. ....	149, 270
Смирнова Т.А. ....	103
Смотраков В.Г. ....	104, 266
Соколов А.А. ....	131, 136
Солнышкин А.В. ....	110, 111, 116, 214, 216, 275
Сопит А.В. ....	165, 186, 187
Сорокин Т.А. ....	149
Соснов Е.А. ....	200
Сосунов А.В. ....	176, 194
Сотников А.В. ....	265, 267
Сотникова Г.Ю. ....	211, 212, 267
Софронова С.Н. ....	88
Спиридонов Н.А. ....	172
Старицын М.В. ....	137, 198
Степанов В.С. ....	241
Стефанович С.Ю. ....	25
Столбов О.В. ....	237
Стрилец Н.В. ....	122
Стрюков Д.В. ....	122, 129, 138, 174
Стукова Е.В. ....	123, 188, 217
Сырников П.П. ....	164

Сысоева А. ....	224
-----------------	-----

## Т

Таланов М.В. ....	250
Тальзин И.В. ....	234, 263
Тарасенко В.Ф. ....	207
Тарасов А.Б. ....	276
Таргонский А.В. ....	243
Ташкинов М. ....	233
Теплякова Н.А. ....	205
Терёшина И.С. ....	89, 268
Тер-Оганесян Н.В. ....	73, 79, 93, 104, 129, 156
Тимофеев С.В. ....	29
Титов В.В. ....	178, 213
Тихонов Ю.А. ....	57
Товпинец А.О. ....	262
Толстихина А.Л. ....	247
Толстых Н.А. ....	118, 170, 202, 203
Толчина Д.А. ....	227
Тополов В.Ю. ....	180, 232, 269
Тостунов М.И. ....	256
Трепаков В.А. ....	218
Трегьяков С.А. ....	241, 251, 253
Трусов М.А. ....	30
Трухачева М.П. ....	270
Тумаркин А.В. ....	264, 271, 272
Турьгин А.П. ....	33, 34, 58, 59, 60
Тюрнина З.Г. ....	272
Тюрнина Н.Г. ....	272

## У

Уманский Б.А. ....	273
Умхаева З.С. ....	89
Умылин В.Е. ....	194
Уржумцев Н.А. ....	212
Ушаков А.Д. ....	25, 39, 40, 102

## Ф

Файзуллин М.З. ....	25
Фахртдинов Р.Р. ....	194
Федоров В.А. ....	204
Федосеев А.И. ....	98, 103, 164
Фельде А.А. ....	119
Фесенко О.Е. ....	175
Филин С.А. ....	230
Филиппов С.В. ....	227
Флёров И.Н. ....	26, 191, 208
Фокин А. ....	224
Фокин А.В. ....	127
Фоломеева А.С. ....	216
Фоминов Я.В. ....	239
Фролов К.В. ....	149

# XXIII Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков.

Авторский указатель

## Х

Харитонова Е.П.	270
Хаширова С.	233
Хинич И.И.	198
Хмеленин Д.Н.	149
Холкин А.Л.	32, 106

## Ц

Цветков А.И.	82
Цыганкова Д.И.	272

## Ч

Чебанова Е.В.	238
Чезганов Д.С.	34, 52
Чернечкин И.А.	123, 181
Чернышев Б.Д.	274
Чернышев В.А.	70
Чибирев А.О.	139
Чиркова И.М.	205
Чичков М.В.	111
Чувакова М.А.	40, 44, 52, 60, 62
Чуприк А.А.	121, 197

## Ш

Шандаров С.М.	207
Шапвалов П.Г.	257
Шапошникова Т.С.	77, 90, 139
Шахмин А.А.	241, 242
Швецов И.А.	54, 55, 199, 219

Швецова Н.А.	54, 55, 199, 219, 222, 248, 249
Шевченко Н.А.	178
Шегтун И.Г.	104
Шерстюк Н.Э.	220
Шилкина Л.А.	67, 69, 260
Шинкоренко А.С.	91
Шипилов С.С.	61
Шихова В.А.	33, 34, 59
Шишкина Е.В.	33, 62
Шнайдштейн Г.И.	110, 116
Шнайдштейн И.В.	182
Шуба А.В.	183, 184
Шур В.Я.	25, 27, 32, 33, 34, 39, 40, 44, 46, 50, 52, 56, 58, 59, 60, 62, 102, 106, 133
Шустова О.А.	275

## Щ

Щеглова А.И.	94
Щетинин И.В.	274

## Ю

Юдин П.В.	33
Южаков В.В.	62
Юрасов Ю.И.	67
Юрков А.С.	157
Юферев В.С.	112
Юшнина И.	244

## Я

Яблонский С.В.	276
Яценко А.В.	204

## XXIII Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков

Тезисы

Тверь, 3-6 октября 2023 г.

Подписано к использованию 13.10.2023.  
Электронный образовательный ресурс. Заказ № 232.  
Издательство Тверского государственного университета.  
Адрес: 170100, г. Тверь, Студенческий пер. 12, корпус Б.  
Тел. (4822) 35-60-63.