

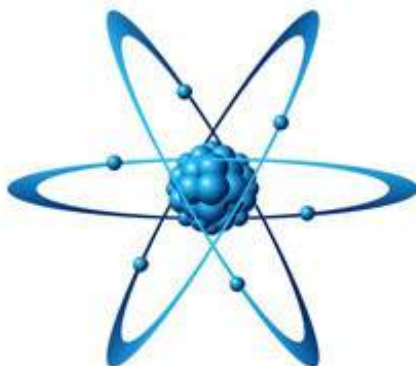
Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Тихоокеанский государственный университет»  
Правительство Хабаровского края

## **ФИЗИКА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ОБРАЗОВАНИЕ**

*Материалы XXII Всероссийской научной конференции*

*(30 сентября – 4 октября 2024 г.)*

Под редакцией канд. техн. наук К. А. Драчёва,  
канд. физ.-мат. наук, доц. А. И. Мазура



Хабаровск  
Издательство ТОГУ  
2024

ISBN 978-5-7389-3974-7

© Тихоокеанский государственный  
университет, 2024

УДК 53:37.061.3  
ББК В3л0  
Ф503

*Рецензент*

профессор кафедры «Физика и теоретическая механика»  
Дальневосточного государственного университета путей сообщения  
д-р физ.-мат. наук *Ю. М. Карпец*

*Редакционная коллегия:*

канд. физ.-мат. наук, доцент *А. И. Мазур (ответственный редактор)*  
канд. техн. наук *К. А. Драчёв*

**Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование :**  
Ф503 материалы XXII Всероссийской научной конференции (30 сентября – 4 октября 2024 г.) / Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Тихоокеанский государственный университет / редколлегия: А. И. Мазур (ответственный редактор) [и др.] – Хабаровск : ТОГУ, 2024. – Текст : электронный. – 279, [1] с. – URL: <https://pnu.edu.ru/ru/library/elektronnye-izdaniya/collections/#digest>. – Дата публикации: 03.12.2024. – ISBN 978-5-7389-3974-7

В сборнике представлены материалы докладов XXII Всероссийской научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование», проведенной осенью 2024 года. В них отражены результаты работы академических институтов, преподавателей вузов РФ и учителей школ Хабаровского края в области физики и физического образования.

Сборник предназначен для научных работников и аспирантов, преподавателей и студентов вузов, а также для специалистов предприятий и организаций.

УДК 53:37.061.3  
ББК В3л0

Является самостоятельным электронным изданием.

**Минимальные системные требования:** 1) браузер Google Chrom; 2) скорость подключения к сети Интернет – 1 Мбит/с и выше.

*Авторы опубликованных статей несут ответственность за подбор и точность приведенных фактов, цитат, статистических данных и прочих сведений, а также за то, что материалы не содержат сведений, не подлежащих открытой публикации.*

ISBN 978-5-7389-3974-7

© Тихоокеанский государственный университет, 2024

**ВЛИЯНИЕ ВАКАНСИИ СЕРЫ  
НА ЭФФЕКТИВНУЮ МАССУ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В MoS<sub>2</sub>**

С. С. Булах<sup>1</sup>, А. Н. Чибисов<sup>1</sup>, А. С. Фёдоров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Вычислительный центр ДВО РАН, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

E-mail: [bulakh-svyatoslav@mail.ru](mailto:bulakh-svyatoslav@mail.ru), [andreichibisov@yandex.ru](mailto:andreichibisov@yandex.ru)

*В данной работе рассматривается влияние вакансии серы на монослой дисульфида молибдена (MoS<sub>2</sub>). В рамках работы рассчитаны: изменение зонной структуры, смещение уровня Ферми, изменение спинового распределения. Также рассмотрено изменение эффективной массы электронов в системе. Полученные свойства будут полезны для проектирования квантовых вычислительных устройств на основе дисульфида молибдена.*

Дисульфид молибдена – представляет собой неорганическое соединение, которое принадлежит к дихалькогенидам переходных металлов. Кристаллическая структура имеет гексогональную форму плоскости атомов серы, расположенных по обе стороны от плоскости атомов молибдена. Эти плоскости накладываются друг на друга с сильными ковалентными связями между атомами, но слабыми Ван-дер-Ваальсовыми связями, удерживающими слои вместе. Это позволяет механически их разделить для образования двумерных листов MoS<sub>2</sub> [1]. Объемный материал представляет собой полупроводник с непрямой запрещенной зоной равной 1.2 эВ. При удалении межслойных взаимодействий и удержании электронов в одной плоскости приводит к образованию прямой запрещенной зоны, энергия которой равна 1.9 эВ [2]. Так же стоит обратить внимание на изменение свойств слоя дисульфида молибдена при образовании в нем дефектов.

Исследования проводились при помощи теории функционала плоскости (DFT) это метод квантовой механики, используемый для описания электронных систем, таких как атомы, молекулы и твердые тела. Главная идея DFT заключается в том, что вся информация о системе электронов содержится в их электронной плотности, которая представляет собой распределение вероятности обнаружить электрон в определенном объеме пространства [3-5]. Расчеты проводились с помощью программного пакета vasp. Начальным этапом исследования было определение оптимальных параметров решетки. Расчеты проводились с использованием PAW-псевдопотенциала на элементарной структуре. В ходе расчетов определили такие параметры как: энергия обрезания, параметры постоянной решетки. Значение рассчитанной ширина запрещенной зоны составило 2.05 эВ.

Далее рассчитывалось энергия необходимая для образования вакансии серы:

$$E_f(n) = \frac{E_V - E_{st} + nE_S}{n}, \quad (1)$$

где  $E_V$  – полная энергия структуры,  $E_{st}$  – энергия слоя с вакансией,  $E_S$  – энергия, приходящаяся на 1 атом серы,  $n$  – количество вакансий. Получаем энергию образования вакансии серы равную 3.04 эВ. Полученное значение хорошо согласуется с результатами работы [6]. В табл. 1

приведены изменения параметров зонной структуры при трансляции системы и образовании дефекта в системе.

Таблица 1

**Изменение зонной структуры**

Параметр	Элементарная	Монослой	С вакансией серы
Запрещенная зона (эВ)	2,0480	1,7369	1,1582
Уровень валентной зоны (эВ)	-1,7345	-1,6064	-1,6801
Уровень зоны проводимости (эВ)	0,3136	0,1306	-0,5219
Энергия Ферми (эВ)	-1,6488	-1,4802	-1,5636

Дополнительно рассматривали величину эффективной массы электронов. В табл. 2 представлены вычисленные значения эффективных масс для электронов и дырок для объемной и двухмерной структуры MoS<sub>2</sub>.

Таблица 2

**Эффективная масса электронов и дырок в монослое MoS<sub>2</sub>**

Путь по k-точкам	Масса электронов	Масса дырок
Монослой		
K->G	0.483	-0.556
K->M	0.530	-0.679
Монослой с вакансией серы		
K->G	6.56	6.031
K->M	3.973	126.663

Из результатов видно, что образование вакансии серы приводит к увеличению эффективной массы как электронов, так и дырок. Это происходит из-за того, что вакансия серы становится ловушкой для носителей заряды, что и приводит к увеличению эффективной массы.

В заключение мы изучили электронные свойства дисульфида молибдена и показали, как изменяются параметры запрещенной зоны системы при образовании вакансии серы. Мы нашли энергию образования вакансии серы, которую стоит учитывать при дальнейших исследованиях и моделировании материалов на основе монослоев дисульфида молибдена с вакансией серы.

Рассмотрели изменение эффективной массы электронов и дырок в системе в зависимости от наличия дефекта. Исследуемые параметры могут быть использованы для проектирования квантовых вычислительных устройств на основе двумерных слоев дисульфида молибдена.

**Список источников**

1. Spin-defect qubits in two-dimensional transition metal dichalcogenides operating at telecomwavelengths / Y. Lee [et al.] // Nature Communications. 2022. Vol. 13. P. 7501.
2. Single-layer MoS<sub>2</sub> transistors / A. Radisavljevic, B. Radenovic [et al.] // Nature Nanotechnology. 2011. No. 6. P. 147–150.
3. Hohenberg P., Kohn W. Inhomogeneous Electron Gas // Phys. Rev. 1964. Vol. 136. B864–B871.
4. Parr R. G., Weitao Y. Density-Functional Theory of Atoms and Molecules. Oxford University Press, 1995.

5. Kohn W., Sham L. J. Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects // Phys. Rev. 1965. Vol. 140. A1133–A1138.

6. First-principles study of coupled effect of ripplocations and S-vacancies in MoS<sub>2</sub> / G. A. Tritsarlis [et al.] // Journal of Applied Physics. 2019. Vol. 126, no. 8. P. 084303.

УДК 004.942

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ГРАФИТИЗИРОВАННОЙ ОБЛАСТИ В ИСКУССТВЕННОМ АЛМАЗЕ

Д. Н. Бухаров, С. М. Лаврентьев

Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых, г. Владимир  
E-mail: [buharovdn@gmail.com](mailto:buharovdn@gmail.com)

*Представлены результаты компьютерного моделирования структуры лазерно-индуцированной области графитизации в искусственном алмазе. Модель была реализована с использованием диффузионного приближения в рамках клеточного автомата. Предложенная модель может быть полезна для уточнения параметров экспериментального лазерного синтеза, а также в задачах моделирования графитизированных структур в диффузионном приближении.*

Сегодня материалы из искусственного алмаза являются перспективной элементной базой для разработки широкого спектра инновационных датчиков и сенсоров [1]. Для создания элементов для таких приборов удобно применять метод локальной лазерной графитизации искусственного алмаза [2], когда реализуется возможность синтеза структур различной топологии от массивов нитей до сложных пространственных объектов [3].

При лазерной графитизации искусственного алмаза определяющее влияние на структуру полученных образцов оказывают параметры лазерной схемы, например, мощность источника излучения, скорость его движения и др. Для оценки их влияния на структуру удущих образцов удобно проводить предварительное компьютерное моделирование области графитизации с учетом связи параметров лазерной схемы и модели.

Такой простой и удобной моделью первого приближения является диффузионной приближение. Основу математической модели составляет задача Коши: уравнение диффузии на плоскости применительно для концентрации графитизированных элементарных подобластей, с начальными условиями, описывающими начальную концентрацию графитизированных элементарных подобластей. Указанная модель была реализована в среде MATLAB.

Математическая модель дискредитировалась на квадратной расчетной области с наложенной на нее равномерной сеткой. Процесс построения области графитизации реализовывался в рамках итерационного процесса, описываемого клеточным автоматом [4], результаты использования которого на качественном и количественном уровне достаточно адекватно отражают структуру области графитизации в искусственном алмазе. Условием инициализации итерационного процесса генерации графитизированной области служило начальное распределение областей графитизации по расчетной области. Таким образом, на расчетной области формировалось два класса ячеек: графитизированные и свободные. На каждой итерации для текущей ячейки расчетной области в случае нахождения в рамках ее окрестности Неймана уже графитизированной области реализовывался процесс ее перехода из класса свободных ячеек в класс

графитизированных областей с заданной вероятностью ( $p$ ). Эта вероятность ( $p$ ) служила параметром, связующим модель и экспериментальную лазерную схему синтеза. Она зависела от температуры, до которой была нагрета текущая область системы и была связана со скоростью движения пучка лазерного излучения ( $v$ ). Кроме этого скорость движения пучка лазерного излучения ( $v$ ) влияла на начальное пространственное распределение областей графитизации в системе: в случае ее низких значений относительно заданного критического значения ( $v_c$ ), начальное распределение представлялось как связная непрерывная область, в случае ее высоких значений – рассматривалась несвязная система удаленных друг от друга областей.

На рис. 1 приведены результаты моделирования графитизированных областей при варьировании вероятности ячейки стать графитизированной. На рис. 1а, б. рассматривается изотермическая расчетная область и показано влияние скоростью движения пучка лазерного излучения на итоговые структуры. Из рис. 1а можно оценить влияние начальных условий на модельную область – для центральных фигур ( $100 < Y < 300$  отн. ед.) начальные области графитизации задавались большими, чем для фигур на периферии. На рис. 1, а, б приведены модели для изотермической расчетной области, когда в среднем модельная область графитизации имеет одинаковую толщину на всем своем протяжении. На рис. 1, в приведена модель области графитизации в случае градиента температуры с большей в центре расчетной области и меньшей на периферии. Для этого случая вероятность  $p$  будет большей в центре и меньшей на периферии, соответственно. В свою очередь для неизотермической расчетной области в среднем модельная область графитизации имеет неоднородную толщину: область расширяется в центре и сужается на краях. Для оценки адекватности применяемой модели было проведено сравнение ее результатов с экспериментальными образцами [2], в плане соотношения фрактальных размерностей, оцененными методом boxcounting [5]. Варьируя модельные параметры (количество итераций ( $T$ ) и вероятность графитизации ячейки  $p$ ) удалось получить достаточно низкие значения относительных погрешностей, не превосходящие 10%, которые свидетельствовали о хорошей адекватности применяемого приближения.

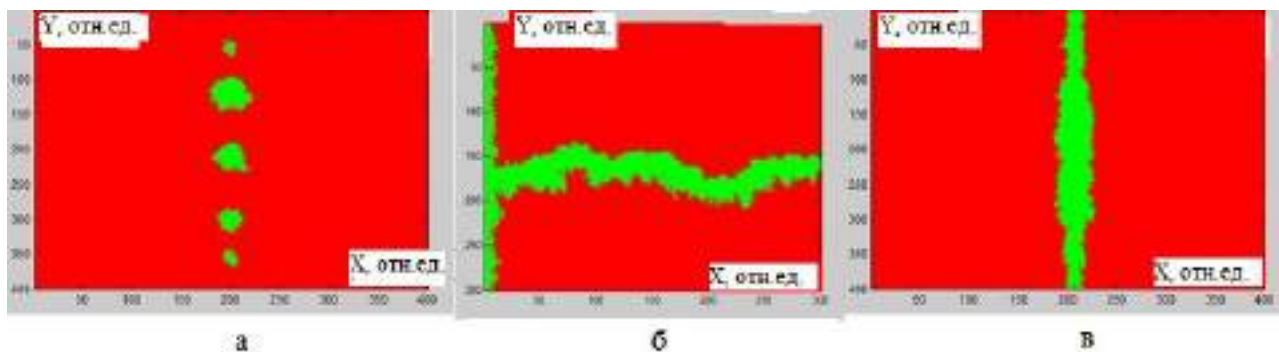


Рис. 1. Модели области графитизации при  $p=0.5$ ,  $v_c=34$  мкм/с,  $T=500$ : несвязная область при  $v=100$  мкм/с (а), связная область при  $v=20$  мкм/с (б), случай области с варьирующейся  $p$ :  $p=0.6$  в центре ( $100 < Y < 300$  отн. ед.), в остальной части  $p=0.5$

Таким образом, предложенная модель графитизации от лазерного источника позволяет производить связь модельных параметров и экспериментальной схемы.

*Работа выполнена в рамках государственного задания в сфере научной деятельности Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FZUN-2024-0018.*

## Список источников

1. Quantum sensing of microRNAs with nitrogen-vacancy centers in diamond / J. Zaliectas, M. M. Greve, L. Bellucci [et al.] // *Commun Chem.* 2024. 7. 101. P. 1–10.
2. Graphitization wave in diamond bulk induced by ultrashort laser pulses / T. V. Kononenko, E. V. Zavedev, V. V. Kononenko [et al.] // *Applied Physics.* 2015. 119. P. 405–414.
3. Konov V. I., Kononenko T. V., Kononenko V. V. *Laser Micro- and Nanoprocessing of Diamond Materials // Optical Engineering of Diamond.* New York: Wiley. 2013. P. 385–444.
4. Zaitsev D. A. A generalized neighborhood for cellular automata // *Theoretical Computer Science.* 2017. 666. P. 21–35.
5. Jundong Y., Yuanyuan S., Shanshan C. An improved box-counting method to estimate fractal dimension of images // *Journal of Applied Analysis & Computation.* 2016. 6(4). P. 1114–1125.

УДК 004.942

### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ ПРИ РАДИОЧАСТОТНОЙ АБЛЯЦИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА

А. А. Воронина, И. В. Верхотурова

Амурский государственный университет, г. Благовещенск  
E-mail: [voronnasta51@mail.ru](mailto:voronnasta51@mail.ru)

*В программе COMSOL Multiphysics проведено моделирование радиочастотной абляции ткани печени с использованием четырёхлучевого аппликатора. Моделирование проводилось с учётом и без учёта перфузии. Анализ результатов моделирования показал, какие значения напряжения источника тока необходимы для того, чтобы температура в ткани достигла цитотоксических температур. Исходя из распределения в биологической ткани изотермы со значением 50 °С, было определено, что данный четырёхлучевой электрод может быть применим для радиочастотной абляции опухоли размерами шириной 20 мм и длиной 7 мм.*

В современной онкологии существует несколько минимально инвазивных методов абляции. Одним из наиболее перспективных методов лечения рака печени, почек, легких, сердца, молочной железы и других органов является радиочастотная абляция (РЧА) [1]. По методу РЧА в центр опухолевой ткани вводится электрод (рис. 1), через который подаётся переменный ток высокой частоты, что приводит к сильному нагреву ткани и в результате опухолевые клетки погибают, образуя вокруг электрода зону некроза [2].

Чтобы эффективно разрушить опухолевую ткань, необходимо подвергнуть весь целевой объём опухоли воздействию цитотоксических температур. Поэтому основная задача абляционной терапии – поддерживать температуру от 50 °С до 100 °С в течение минимум 6 минут во всём целевом объёме. Если температура поднимается выше 100 °С, ткани начинают испаряться и обугливаться. Этого нельзя допускать, чтобы избежать обугливания кончика электрода из-за перегрева. Важным требованием при проведении РЧА – создание свободной от опухоли зоны шириной 2 см вокруг опухоли на 360°. Эта манжета гарантирует, что все микроскопические инвазии по периметру опухоли будут устранены [3, 4].



Рис. 1. Схема проведения процедуры РЧА [2]

Чтобы эффективно разрушить опухолевую ткань, необходимо подвергнуть весь целевой объем опухоли воздействию цитотоксических температур. Поэтому основная задача абляционной терапии – поддерживать температуру от 50 °С до 100 °С в течение минимум 6 минут во всем целевом объеме. Если температура поднимается выше 100 °С, ткани начинают испаряться и обугливаться. Этого нельзя допускать, чтобы избежать обугливания кончика электрода из-за перегрева. Важным требованием при проведении РЧА – создание свободной от опухоли зоны шириной 2 см вокруг опухоли на 360°. Эта манжета гарантирует, что все микроскопические инвазии по периметру опухоли будут устранены [3, 4].

В связи с тем, что лечение каждого пациента имеет индивидуальный подход, то невозможно точно предположить результат этого лечения, которое носит вероятностный характер. Метод компьютерного моделирования процесса РЧА позволяет получить данные о возможных результатах еще до проведения непосредственной операции и выбрать оптимальный вариант.

Цель работы – путем компьютерного моделирования в среде COMSOL Multiphysics подобрать значение напряжения, подаваемого на электрод заданной конфигурации, при котором целевой объем опухоли будет подвержен воздействию цитотоксических температур.

Моделирование локализованного нагрева ткани печени, проводилось с применением четырехлучевого зонда (аппликатор) с внешним радиусом крючка электрода 7,5 мм и внутренним радиусом 0,3 мм, через который проходил электрический ток.

Выбор формы электрода, используемого для моделирования, обусловлен условием создания более крупных термических повреждений (большого по объему), что уменьшает необходимость в перекрывающейся абляции, и это потенциально снижает общий риск местного рецидива опухоли. Моделирование проводилось при условии изменения значения напряжения источника в диапазоне от 20 до 50 В с шагом 2 В. Моделирование проведено при учёте перфузии (прохождения крови через ткань) в ткани печени и без её учёта.

Модель ткани печени представляла собой цилиндр, который в случае учёта перфузии включал в себя крупный кровеносный сосуд также в форме цилиндра (рис. 2). Зонд размещался вдоль центральной линии цилиндра, так что его электроды охватывали область с опухолью.



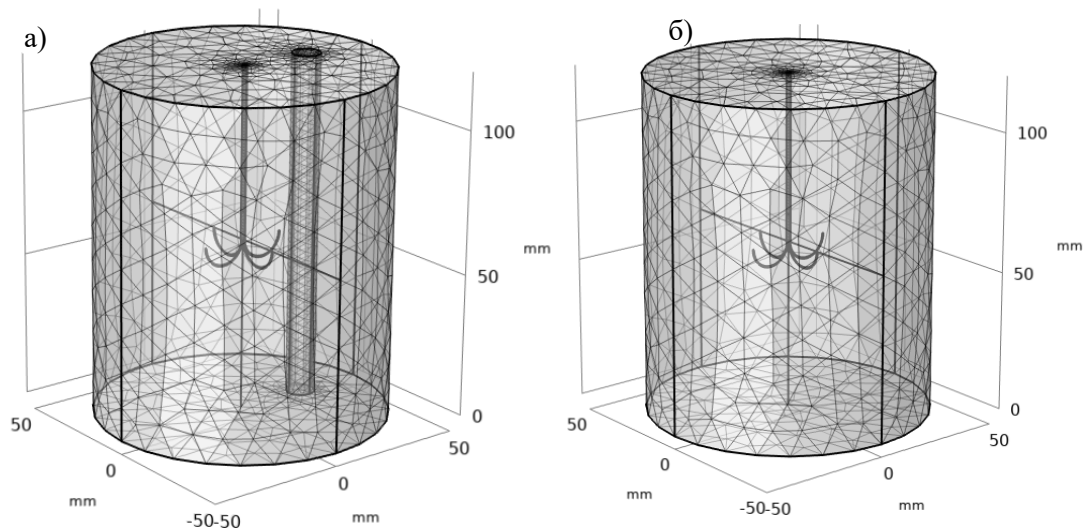


Рис. 2. Геометрическое построение четырехлучевых зондов в ткани печени с учетом (а) и без учёта перфузии (б) соответственно

Уравнения, описывающие протекание электрического тока по зонду и выделение тепла, задавались в интерфейсе Electric Currents, который с помощью мультифизической связки Electromagnetic Heating соединялся с интерфейсом Bioheat Transfer, где уравнение биотепла определяли температурное поле в ткани. В данных интерфейсах задавали значения начальной температуры печени, температуры крови, плотность крови, удельное сопротивление ткани печени, частоту тока, время абляции и другие параметры. Процесс РЧА имеет различный характер распространения тепла в зависимости от физических параметров ткани. При моделировании данные параметры были взяты из библиотеки, встроенной в среду COMSOL Multiphysics (таблица [5]).

#### Физические свойства ткани печени

Параметр	Значение
Теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К)	3540
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	1079
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,52
Частотный коэффициент, 1/с	$7,39 \cdot 10^{39}$
Энергия активации, Дж/моль	$2,577 \cdot 10^5$
Электрическая проводимость, см/м	0,333

Результатом программного вычисления были значения температуры в точке достижения максимального нагрева ткани на концах электродов аппликатора для определенных значений напряжения (рис. 3).

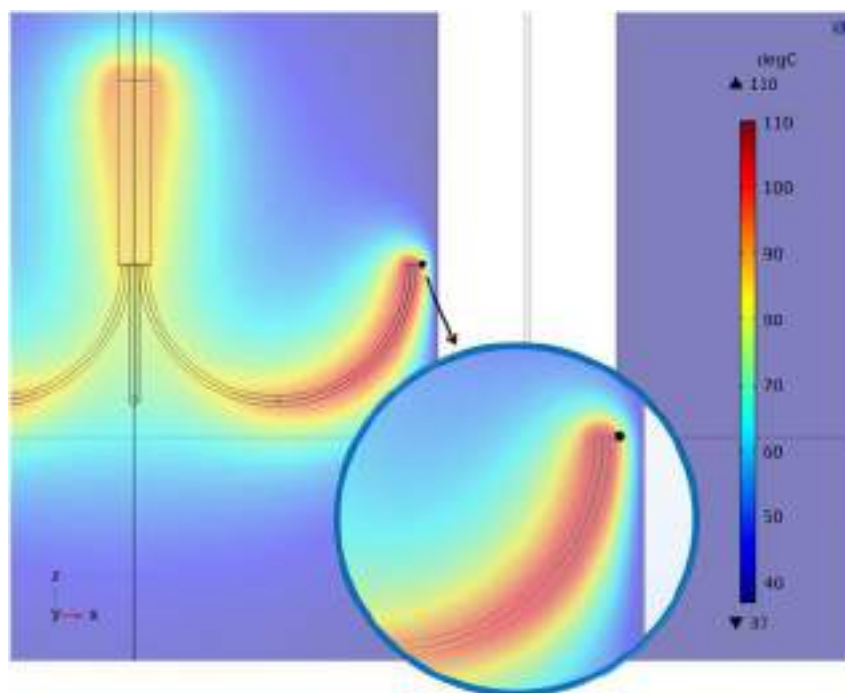


Рис. 3. Точка измерения температуры

На основании полученных значений температуры построены графики зависимости температуры от напряжения источника для двух моделей с учетом перфузии в ткани и без ее учета (рис. 4).

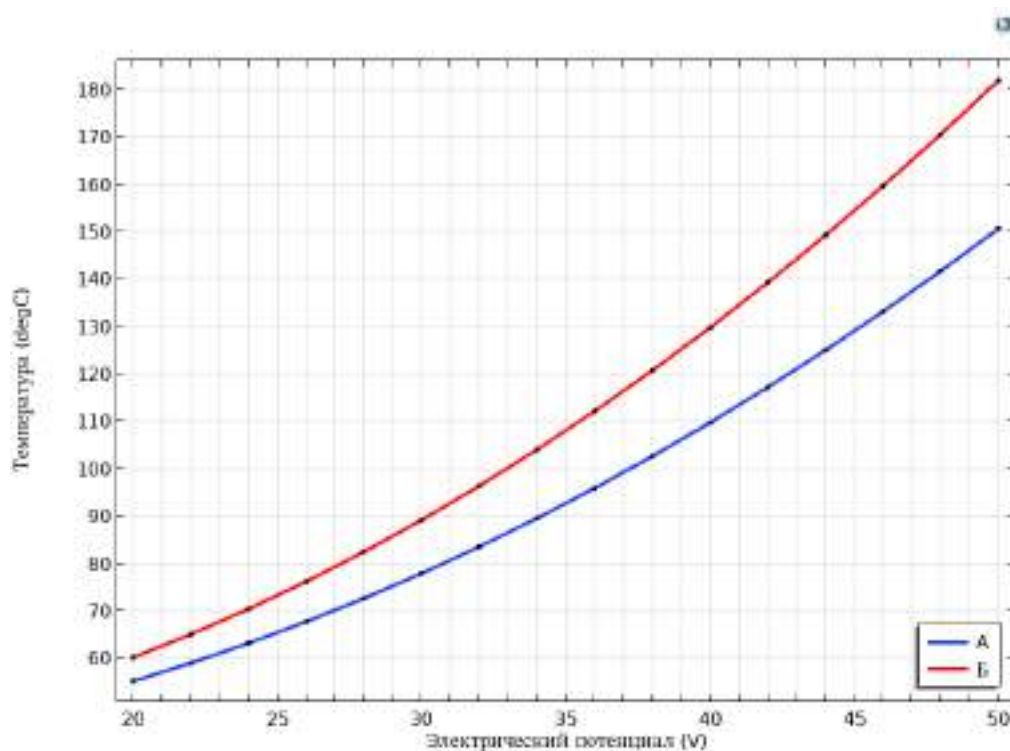


Рис. 4. График зависимости температуры от напряжения источника: А) с учетом перфузии, Б) без учета перфузии

Из полученных результатов необходимо выбрать такое значение напряжения на электроде, чтобы максимум температуры нагрева ткани был близок к 100 °С и коагуляция (разрушение) распространялась на больший объем, а ткани возле электрода при этом не обугливались и не испарялись. По полученным графикам видно, что в модели с учетом тканевой перфузии температура в ткани вблизи концов электрода аппликатора достигает значения 96 °С при напряжении источника 36 В. Для модели без учёта перфузии температура 96 °С достигается при напряжении источника 32 В. Значения температуры в данных моделях отличаются на 11 %. Таким образом, использование зависящих от перфузии тканей в конечно-элементных моделях может давать существенно отличающиеся результаты.

Геометрия коагулированной ткани для данных условий моделирования, которая включает в себя опухоль и отступ вокруг неё толщиной 2 см, представлена на рис. 5.

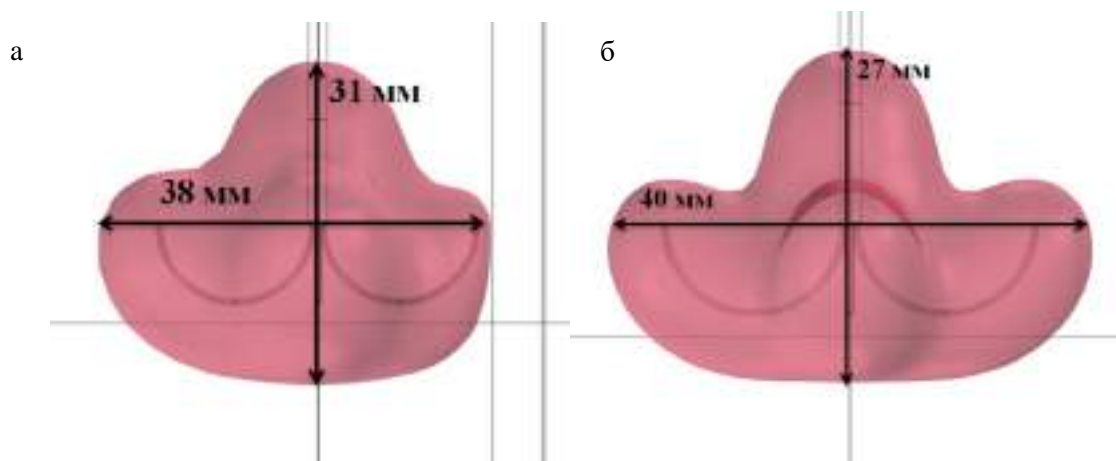


Рис. 5. Температурное поле  $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$  вокруг электрода:  
а) с учетом перфузии, б) без учета перфузии

Области, нагретые до 50 °С, имеют стопроцентную степень повреждения тканей. Для заданных условий моделирования температурное поле в 50 °С покрывает опухоль шириной 18 мм и длиной 11 мм при учете перфузии, без учета перфузии ширина опухоли может составлять 20 мм, а длина 7 мм.

Таким образом, имея реальные размеры опухоли, например, по КТ-снимкам, можно методом моделирования подобрать необходимую форму электродов аппликатора и подаваемое на них напряжение источника, чтобы эффективно разрушить опухолевую ткань с учетом создания свободной зоны, не допустив обугливания электродов.

Моделирование распространения термического поля в ткани и анализ температурной зависимости от напряжения генератора позволило установить следующее. Для четырехлучевого электрода с внешним радиусом крючка электрода 7,5 мм и внутренним радиусом 0,3 мм температура в ткани с учетом перфузии достигает значения 96 °С при напряжении источника 36 В, а без учета перфузии при напряжении 32 В.

Данный четырехлучевой электрод может быть применим для радиочастотной абляции опухоли размерами шириной 20 мм и длиной 7 мм.

#### Список источников

1. Долгушин Б. И., Косырев В. Ю., Рампрабанант С. Радиочастотная абляция в онкологии // Практическая Онкология. 2007. Т. 8. № 4. С. 219–225.
2. Current oncologic applications of radiofrequency ablation therapies / D. Shah, S. Green, A. Elliot [et al.] // World J Gastrointest Oncol. 2013. Т. 5. № 4. С. 71–80.

3. Biopsy technique and RF ablation / R. Lencioni, C. D. Pina, D. Cioni [et al.] // Clinical Ultrasound. 2011. Т. 1. № 11. С. 171–174.
4. Chang I. Finite Element Analysis of Hepatic Radiofrequency Ablation Probes using Temperature-Dependent Electrical Conductivity // BioMed Eng OnLine. 2003. Т. 2. № 12. С. 1–18.
5. Comsol.com: офиц. сайт. URL: <https://www.comsol.com/blogs/study-radiofrequency-tissue-ablation-using-simulation>.

УДК 539.14

## МЕТОД SS-HORSE ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДЕМОКРАТИЧЕСКОГО ТРЕХЧАСТИЧНОГО РАСПАДА

М. К. Ефименко<sup>1</sup>, А. И. Мазур<sup>1</sup>, И. А. Мазур<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск

<sup>2</sup>Центр исследований экзотических ядер, Институт фундаментальных наук, Республика Корея  
E-mail: [a012240@pnu.edu.ru](mailto:a012240@pnu.edu.ru)

*Рассмотрено применение метода SS-HORSE к модельной задаче демократического распада атомного ядра на три фрагмента с вылетом двух нейтронов, допускающей точное решение. Исследуются свойства симметрии S-матрицы, отвечающей демократическому трехчастичному распаду. Вычисленные методом SS-HORSE энергия и ширина резонанса совпадают с точными значениями.*

### Введение

Метод SS-HORSE [1, 2, 3, 4], основанный на осцилляторном представлении уравнений рассеяния [5, 6], оказался удобным инструментом для анализа резонансного и нерезонансного рассеяния. Достоинством метода является то, что он позволяет описать собственные фазы рассеяния и определять резонансные характеристики на основе вариационных расчетов, проведенных в модельных пространствах со сравнительно небольшим осцилляторным базисом. Универсальность метода SS-HORSE обусловлена тем, что в широком круге задач для анализа резонансных и нерезонансных процессов оказывается достаточным знать набор собственных энергий матрицы гамильтониана, рассчитанных в модельных пространствах с различными значениями параметра  $\hbar\omega$  осцилляторного базиса. Так, в подходе SS-HORSE на основе результатов расчетов в модели оболочек без инертного кора (англ. No Core Shell Model, NCSM) с реалистическими  $N$ -потенциалами JISP16 [7] и Daejeon16 [8] были исследованы резонансные состояния ядер  ${}^5\text{He}$  и  ${}^5\text{Li}$  в каналах упругого рассеяния нуклонов на ядре  ${}^4\text{He}$  [9, 10], резонансные состояния ядра  ${}^7\text{He}$  в рассеянии нейтрона на ядре  ${}^6\text{He}$  в различных парциальных волнах [9] и резонансные состояния ядра  ${}^9\text{Li}$  [11] SS-HORSE оказался полезным и для исследования связанных состояний: на его основе был разработан новый метод экстраполяции результатов NCSM на бесконечно большие модельные пространства [11, 12], который помимо энергий связанных состояний позволяет определять асимптотические нормировочные коэффициенты. Метод SS-HORSE в комбинации с расчетами *ab initio* в NCSM часто обозначается как SS-HORSE–NCSM.

В перечисленных выше задачах производится учет двухтельного континуума (кор+нуклон). В рамках осцилляторного представления теории истинного многочастичного рассеяния

$A \rightarrow A$  [13] метод SS-HORSE можно обобщить на задачи распада ядерных систем на четное число фрагментов [14], что позволило исследовать возможность существования резонансного состояния системы четырех нейтронов (тетранейтрона) и рассчитать на основе результатов NCSM с разными реалистическими нуклон-нуклонными потенциалами энергию и ширину этого резонанса [14, 15]. Существование тетранейтрона экспериментально подтверждено в исследованиях [16, 17].

В случае демократического распада на нечетное число фрагментов эффективный орбитальный момент принимает полуцелые значения. Как следствие, аналитические свойства S-матрицы существенно отличаются от свойств S-матрицы в случае распада на четное число фрагментов. В результате варианты параметризации сдвигов фаз рассеяния в SS-HORSE, необходимые для извлечения энергий и ширин резонансов двухчастичных систем [1–4], или демократического распада на 4 фрагмента [14, 15], оказываются неприменимы. При исследовании демократического распада тринейтрона [18] на основе расчетов NCSM мы предложили новый вариант параметризации фаз рассеяния в методе SS-HORSE, корректно учитывающий аналитические свойства S-матрицы демократического распада  $3 \rightarrow 3$ .

Целью данной работы является тестирование нового способа параметризации сдвига фаз рассеяния с помощью модифицированной функции эффективного радиуса на примере модельной задачи демократического распада  $3 \rightarrow 3$ , имеющей точное решение.

### Метод SS-HORSE для рассеяния $3 \rightarrow 3$

Основой обобщения метода SS-HORSE для описания демократических распадов (распадов, в которых ни одна из подсистем не образует связанных состояний) является теория рассеяния  $A \rightarrow A$  в осцилляторном представлении [13] с использованием разложения по гиперсферическим гармоникам [20].

Разложение волновой функции относительного движения  $A$  тел по гиперсферическим гармоникам подразумевает преобразование координат относительного движения фрагментов в совокупность гиперрадиуса

$$\rho = \sqrt{\sum_{i=1}^A (r_i - R)^2}, \quad (1)$$

где  $r_i$  – радиус-векторы тел,  $R$  — радиус-вектор центра масс и  $(3A - 4)$  углов, и последующим разложением волновой функции по собственным функциям  $(3A - 4)$ -мерной сферы (гиперсферическим гармоникам), которые характеризуются гипермоментом  $K$  ( $K = K_{\min}, K_{\min} + 2, \dots, K_{\min} \geq 0$  – целое) и совокупностью других квантовых чисел, необходимых для однозначного определения состояния рассеяния.

При разложении по гиперсферическим гармоникам уравнение Шредингера превращается в систему радиальных уравнений, эквивалентную системе уравнений для многоканального рассеяния с единым порогом для всех каналов. Каждое уравнение имеет центробежный барьер  $L(L + 1)/\rho^2$ , где  $L$  – эффективный угловой момент, связанный с гипермоментом формулой [13]:

$$\mathcal{L} = K + \frac{3A - 6}{2}. \quad (2)$$

Мы используем минимальное приближение демократического распада с одной гиперсферической гармоникой  $K = K_{\min}$ , оправдывая это тем, что остальные гиперсферические гармоники подавлены в силу большого центробежного барьера. Волновая функция в асимптотической области в таком случае характеризуется единственным сдвигом фазы  $\delta$  рассеяния  $A \rightarrow A$ , который рассчитывается в SS-HORSE как

$$\operatorname{tg} \delta_L = -\frac{\mathcal{S}_{N+1,L}(E_\nu)}{C_{N+1,L}(E_\nu)}, \quad (3)$$

где  $E_\nu$  – собственные энергии гамильтониана, полученные в модельном пространстве размера  $N$ ,  $\mathcal{S}_{nl}(E)$  и  $C_{nl}(E)$  – осцилляторные решения, явный вид которых известен [13]. Отметим, что  $\mathcal{S}_{nl}(E)$  и  $C_{nl}(E)$  имеют зависимость от осцилляторного параметра  $\hbar\Omega$ . S-матрицу рассеяния  $A \rightarrow A$ , выражающуюся через сдвиг фазы по формуле

$$S(k) = e^{2i\delta(E)}, \quad (4)$$

удобно рассматривать как функцию импульса  $k$ , который связан с энергией  $E$  посредством соотношения  $E = (\hbar k)^2/(2M)$ , где  $M$  — полная масса системы.

S-матрица рассеяния  $A \rightarrow A$  в случае четного числа тел обладает стандартными аналитическими свойствами S-матрицы двухтельного рассеяния в силу того, что эффективный угловой момент  $L$  является целым. В частности, это позволяет построить семейство параметризаций S-матрицы (или сдвига фазы  $\delta$ ), учитывающих правильное поведение в пределе  $E \rightarrow 0$ . Для таких построений критически важны следующие свойства симметрии S-матрицы в комплексной плоскости импульсов  $k$  [20]:

$$S(-k) = \frac{1}{S(k)}, \quad (5)$$

$$S(k^*) = \frac{1}{S^*(k)}, \quad (6)$$

Параметризованную S-матрицу можно продолжить в комплексную плоскость импульса и локализовать ее полюсы, интерпретируемые как резонансные полюсы и полюсы связанных состояний. Такая методика использовалась для поиска резонансных полюсов в системе четырех нейтронов [14, 15].

В случае трех фрагментов (равно как и любого другого нечетного их числа)  $L$  является полуцелым, вследствие чего аналитические свойства S-матрицы рассеяния  $A \rightarrow A$  усложняются. Для анализа этих свойств можно воспользоваться теорией непрерывно изменяющихся комплексных угловых моментов, детально изложенной в книге [21]. Следствиями из этой теории является то, что для S-матрицы в комплексной плоскости импульса  $k$  для любого действительного значения углового момента вместо (5) справедливо соотношение

$$S(ke^{i\pi}) = e^{2\pi i L} S^{-1}(k) + 1 - e^{2\pi i L}. \quad (7)$$

В случае полуцелого  $L$  мы имеем

$$S(ke^{i\pi}) = -S^{-1}(k) + 2. \quad (8)$$

Соотношение (6) остается справедливым для любого действительного значения углового момента.

Следуя [18], выразим S-матрицу рассеяния  $3 \rightarrow 3$  через функцию  $X(k)$ , играющую роль модифицированной функции эффективного радиуса:

$$S(k) = \frac{X(k) + 2k^{2K+4} \ln\left(\frac{k}{q_0}\right) + i\pi k^{2K+4}}{X(k) + 2k^{2K+4} \ln\left(\frac{k}{q_0}\right) - i\pi k^{2K+4}}, \quad (9)$$

где  $q_0$  – некоторый обезразмеривающий импульс. Можно показать, что функция  $X(k)$  является четной и однозначной функцией комплексного импульса  $k$ :

$$X(ke^{i\pi}) = -X(k) \quad (10)$$

и принимает действительные значения при положительных действительных импульсах. Соответствующее выражение для сдвига фазы имеет вид:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\pi k^{2K+4}}{2k^{2K+4} \ln\left(\frac{k}{q_0}\right) + X(k)}. \quad (11)$$

Функцию  $X(k)$  можно параметризовать полиномом

$$X(k) = \sum_{i=0}^W a_i k^{2i}, \quad (12)$$

причем наличие только четных степеней  $k$  обусловлено соотношением (10).

Приравнивания сдвиги фаз, полученные в соответствие с формулой (3), а с другой стороны через функцию  $X(k)$  (формула (11)), мы можем найти оптимальные значения величин  $a_i$  параметризации (12), а затем извлечь полюсы  $S$ -матрицы, решая уравнение

$$X(k) + 2k^{2K+4} \ln\left(\frac{k}{q_0}\right) - i\pi k^{2K+4} = 0 \quad (13)$$

в комплексной плоскости  $k$  (при условии  $-\pi < \arg(k) < \pi$ ) с использованием методики, предложенной в работе [22].

### Модельная задача

Рассмотрим задачу, моделирующую демократический распад на три фрагмента. Для этого мы будем использовать модифицированный потенциал Вудса-Саксона, зависящий от гиперрадиуса  $\rho$ , который начиная с некоторого значения  $\rho_0$  убывает не быстрее, чем  $\rho^{-3}$ , что согласуется с оценками асимптотического поведения эффективных потенциалов в гиперсферическом базисе [19].

$$V(\rho) = \begin{cases} V_{\text{WS}}, & \rho \leq \rho_0 \\ V_{\text{inf}}, & \rho > \rho_0 \end{cases}, \quad (14)$$

$$V_{\text{WS}}(\rho) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{\rho-R}{d}}},$$

$$V_{\text{inf}}(\rho) = -\frac{V_1}{\left(1 + \frac{\rho}{\rho_0}\right)^3}.$$

Глубина  $V_0 = 10$  МэВ и радиус  $R = 2$  фм потенциальной ямы выбраны близкими к параметрам работы [23], в которой исследуется демократический распад ядра  ${}^6\text{He}$  в модели с гиперсферической прямоугольной ямой. Мы используем параметр диффузности  $d = 0.05$  фм. Значение параметра  $V_1$  определяется условиями сшивки потенциалов  $V_{\text{WS}}$  и  $V_{\text{inf}}$  в точке  $\rho = \rho_0 = 1.1R$ . В отличие от работы [23] мы рассматриваем демократический распад на три бесструктурных фрагмента, поэтому мы используем минимальное значение  $K = 0$  для гипермомента в  $s$ -волновом рассеянии  $3 \rightarrow 3$ .

Собственные энергии  $E_\nu$ , полученные в модельных пространствах с  $N = 7 \div 10$  при изменении параметра  $\hbar\Omega$  в пределах от 2 МэВ до 50 МэВ, представлены символами на левой панели рис. 1. Соответствующие им сдвиги фаз рассеяния  $3 \rightarrow 3$ , рассчитанные в SS-HORSE по формуле (3) приведены на правой панели рис. 1. Сдвиги фаз SS-HORSE согласуются с точными сдвигами фаз  $\delta_{\text{exact}}$  полученными методом Нумерова (черная кривая на правой панели рис. 1).

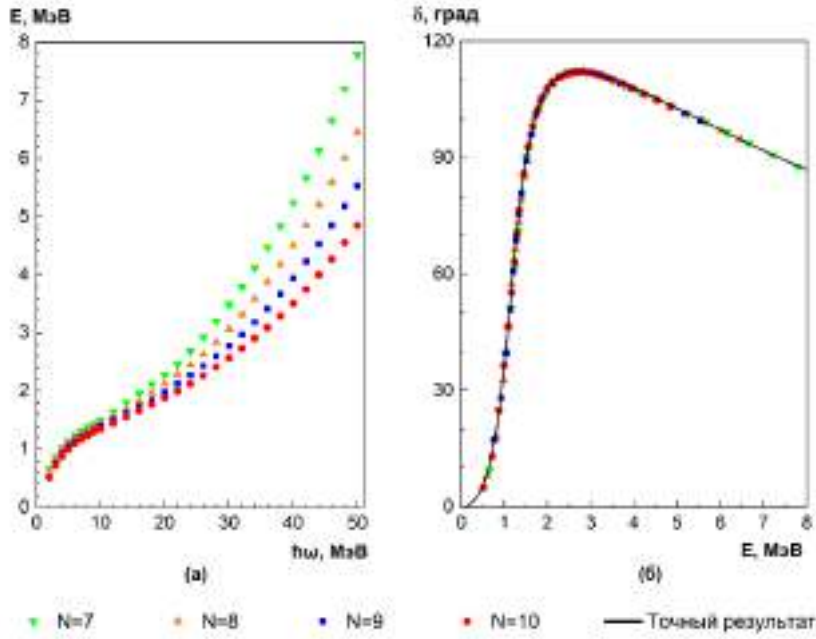


Рис. 1. Собственные энергии  $E_\nu$ , полученные в модельных пространствах с  $N = 7 \div 10$  (слева) для модельной задачи с потенциалом (14). Сдвиги фаз рассеяния  $3 \rightarrow 3$ , полученные на основе  $E_\nu$  по формуле (3), и точные сдвиги фаз рассеяния  $3 \rightarrow 3$  (справа)

Функцию  $X(k)$  мы аппроксимируем полиномом (12) третьей степени по энергии ( $W = 3$ ). Оптимальные значения параметров  $a_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3$ ) в каждом модельном пространстве  $N$  определяются следующим образом. Сначала для фиксированных значений  $\hbar\Omega$  и параметров  $a_i$  функции  $X(k)$ , представленной полиномом (12), из трансцендентного уравнения

$$-\frac{\mathcal{S}_{N+1,\mathcal{L}}(\varepsilon_\nu)}{\mathcal{C}_{N+1,\mathcal{L}}(\varepsilon_\nu)} = \frac{\pi\kappa_\nu^{2K+4}}{2\kappa_\nu^{2K+4} \ln\left(\frac{k}{q_0}\right) + X(\kappa_\nu)}, \quad (15)$$

где  $\kappa_\nu = \sqrt{2M\varepsilon_\nu}/\hbar$ , находятся энергии  $\varepsilon_\nu$ . Затем оптимальные значения параметров  $a_i$  подбираются минимизацией функционала

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{D} \sqrt{\sum_{\nu=1}^D (\varepsilon_\nu - E_\nu)^2 \left(\frac{E_M}{E_\nu}\right)}. \quad (16)$$

Здесь  $D$  – число собственных энергий модельного пространства размера  $N$ , использованных в данной процедуре,  $\left(\frac{E_M}{E_\nu}\right)$  – вес каждого состояния,  $E_M = \max_{\nu=1,\dots,D} E_\nu$ . Выбор такого вида веса обусловлен тем, что меньшие значения  $E_\nu$  (из рассмотренных в данной работе) располагаются ближе к резонансной области и, следовательно, имеют большее значение для поиска оптимальных значений  $a_i$ .

Качество подгонок мы оценивали по величине среднеквадратического отклонения аппроксимированных энергий  $\varepsilon_\nu$  от  $E_\nu$ :

$$\Delta = \sqrt{\frac{1}{D} (\varepsilon_\nu - E_\nu)^2} \quad (17)$$



Полученные для  $N = 7 \div 10$  зависимости сдвигов фаз  $\delta_N$  рассеяния  $3 \rightarrow 3$  с оптимальными значениями параметров  $a_i$  представлены на рис. 2 слева. На данном рисунке сдвиги фаз практически совпадают с точными сдвигами фаз  $\delta_{\text{exact}}$ , что свидетельствует о высокой степени сходимости результатов. Для наглядности расхождений фаз, полученных  $N = 7 \div 10$  и точных фаз, приведены зависимости их разности  $\Delta\delta = \delta_N - \delta_{\text{exact}}$  от энергии относительного движения. Для каждого из значений  $N$  от 7 до 10 были найдены полюсы  $S$ -матрицы рассеяния  $3 \rightarrow 3$  в комплексной плоскости по найденным оптимальным значениям  $a_i$  как решения уравнения (13). Результаты для энергий  $E_r$  и ширины  $\Gamma$  резонанса приведены в сравнении с точными результатами приведены в таблице.

**Энергии  $E_r$  и ширины  $\Gamma$  резонанса, полученные методом SS-HORSE для модельной задачи с потенциалом (14) в сравнении с точными значениями, среднеквадратичные отклонения  $\Delta$ , определенные формулой (17)**

N	$E_r$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$\Delta$ , МэВ
7	1,138	0,871	0,015
8	1,159	0,840	0,009
9	1,150	0,850	0,007
10	1,153	0,848	0,005
Точный результат	1,150	0,850	—

Как видно из таблицы и рис. 2, энергии и ширины резонанса, полученные в SS-HORSE в разных модельных пространствах, демонстрируют сходимость: по мере увеличения  $N$  энергия и ширина резонанса стремятся к точным значениям. При этом по мере роста  $N$  уменьшается среднеквадратическое отклонение (17), что свидетельствует о согласованности сдвигов фаз рассеяния  $3 \rightarrow 3$ , полученных по формуле (3) с одной стороны и по формуле (11) вместе с аппроксимацией (12) с другой стороны. Оценивая погрешность вычисления  $E_r$  и  $\Gamma$  в модельном пространстве  $N$  как разность с результатами в соседнем модельном пространстве ( $N - 1$ ) можно сделать вывод, что результаты для  $E_r$  и  $\Gamma$  при  $N = 10$  совпадают с точными в пределах погрешности.

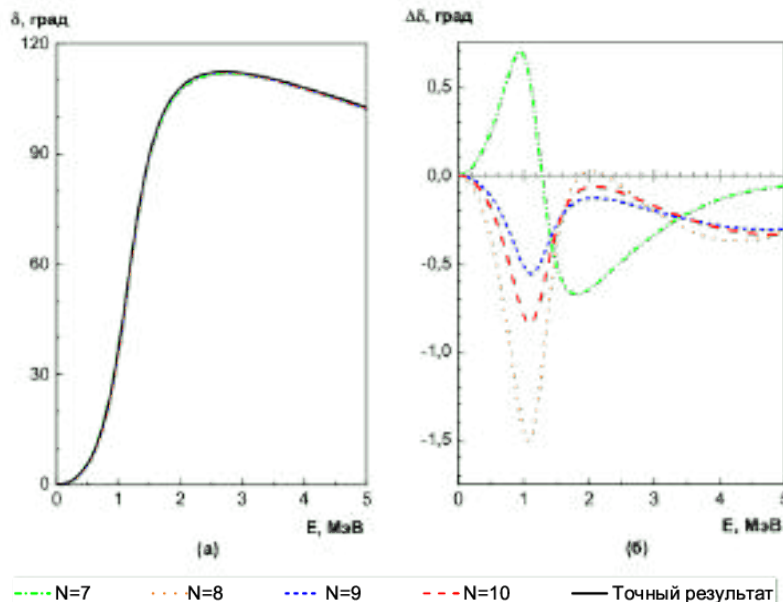


Рис. 2. Зависимости сдвигов фаз  $\delta_N$  рассеяния  $3 \rightarrow 3$ , полученные методом SS-HORSE в сравнении с точными сдвигами фаз  $\delta_{\text{exact}}$  рассеяния в задаче с потенциалом (14) (слева). Их разности  $\Delta\delta = \delta_N - \delta_{\text{exact}}$  (справа)

## Заклучение

В данной работе метод расчета [18] резонансных состояний легких ядерных систем, распадающихся по демократическим распадам на три фрагмента, тестируется на модельной задаче, имеющей точное решение. Результаты, полученные методом SS-HORSE, находятся в полном согласии с точными результатами, полученными интегрированием уравнения Шредингера с потенциалом (14) методом Нумерова [24].

*Работа М. К. Ефименко и А. И. Мазура выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0818-2020-0005). Работа И. А. Мазура поддержана Институтом фундаментальных наук Республики Корея (IBS-R031-D1).*

## Список источников

1. Shell model states in the continuum / M. Shirokov [et. al] // Phys. Rev. C. 94 (6, 2016), C. 064320.
2. Description of Resonant States in the Shell Model / I. A Mazur [et. al] // Part. Nucl. 48.1 (2017), C. 84–89.
3. SS-HORSE Method for Analysis of Resonances: Charged Particle Scattering / L. D. Blokhintsev [et. al] // Physics of Atomic Nuclei 80.6 (2017), C. 1093–1105.
4. SS-HORSE method for studying resonances / L. D. Blokhintsev [et. al] // Physics of Atomic Nuclei 80.2 (2017), C. 226–236.
5. Smirnov Y., Nechaev Y. The elements of scattering theory in the harmonic oscillator representation // Kinam 4.4 (1982), C. 445–458.
6. P-Matrix and J-Matrix Approaches: Coulomb Asymptotics in the Harmonic Oscillator Representation of Scattering Theory / J. M. Bang [et. al] // Ann. Phys. (NY) 280 (2000), C. 299–335.
7. Realistic nuclear Hamiltonian: Ab exitu approach / A. M. Shirokov [et. al] // Phys. Lett. B 644.1 (2007), C. 33–37.
8. N3LO NN interaction adjusted to light nuclei in ab exitu approach / A. M. Shirokov [et. al] // Physics Letters B 761 (2016), C. 87–91.
9. SS-HORSE extension of the no-core shell model: Application to resonances in  ${}^7\text{He}$  / I. A. Mazur [et. al] // Physical Review. C. 106.6 (2022), C. 064320.
10. Description of Continuum States within the No-Core Shell Model: Single-State HORSE Method / A. I. Mazur [et. al] // Phys. At. Nucl. 82.5 (2019), C. 537–548.
11. Bound and Resonant States of the  ${}^9\text{Li}$  Nucleus with Daejeon16 Nucleon–Nucleon Interaction / I. A. Mazur [et. al] // Physics of Atomic Nuclei 85.6 (2022), C. 823–835.
12. Kulikov V. A., Mazur A. I., Shirokov A. M. Extrapolation of the Bound-State Energy within the SS-HORSE Method // Physics of Atomic Nuclei 82.4 (2019), C. 385–394.
13. Трехдиагональная параметризация взаимодействия в дискретном подходе к проблеме рассеяния / С. А. Зайцев [и др.] // ТМФ 115.2 (1998), C. 263–274.
14. APrediction for a Four-Neutron Resonance / M. Shirokov [et. al] // Phys. Rev. Lett. 117 (18 2016), C. 182502.
15. Tetraneutron resonance: Theory / A. M. Shirokov [et. al] // AIP Conf. Proc. 2038.1 (2018).
16. Candidate Resonant Tetraneutron State Populated by the  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be})$  Reaction / K. Kisamori [et. al] // Phys. Rev. Lett. 116 (2016), C. 052501.
17. Observation of a correlated free four-neutron system / M. Duer [et. al] // Nature (London) 606 (2022), 678 с.
18. Trineutron resonances in the SS-HORSE extension of the No-Core Shell Model / I. A. Mazur [et. al] // Phys. Rev. C 110 (2024), C. 014004.
19. Джибути Р. И., Крупенникова Н. Б. Метод гиперсферических функций в квантовой механике нескольких тел. Тбилиси : Мецниереба, 1984.
20. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М. : Наука, 1971.
21. Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. Пер. с англ. М. : Мир, 1969.
22. Nucleon- $\alpha$  scattering and resonances in  ${}^5\text{He}$  and  ${}^5\text{Li}$  with JISP16 and Daejeon16 NN interactions / A. M. Shirokov [et. al] // Phys. Rev. C. 98 (2018), C. 044624.

23. Лурье Ю. А., Широков А. М., Банг Й. М. Точно решаемая модель ядер с мультинейтронным гало // Известия Российской академии наук. Серия физическая 61.1 (1997), С. 87–96.

24. Numerov B. V. A method of Extrapolation of Perturbations // Month. Not. Royal. Astr. Soc. 84 (1924), С. 592–602.

УДК 537.622

## ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ ВОЛН НА ГЕНЕРАЦИЮ ПОПЕРЕЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ОРТОФЕРРИТЕ ИТТРИЯ

**Е. А. Жуков, С. Р. Панасюк**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

E-mail: [000158@pnu.edu.ru](mailto:000158@pnu.edu.ru)

*Изучен вклад магнитной волны, с учетом присутствия поглощения и магнитного поля, в деформацию амплитуды поперечной акустической волны при движении доменной границы в кристалле ортоферрита иттрия. Проведенные расчеты показывают, что максимальный вклад имеет порядок  $10^{-5}$  см при теоретической толщине доменной границы  $D_3 \approx 10^6$  см.*

Главной задачей в современной информационной технологии является повышение скорости обработки информации. Для увеличения быстродействия устройств обработки информации необходимо изучать механизмы взаимодействий в акустической и магнитной подсистемах, которые вызываются движением доменной границы (ДГ).

Взаимодействие акустических и магнитных волн исследуется в работах [1–6]. В этих работах получены решения динамических уравнений, которые связывают магнитные и продольные акустические волны в отсутствие поглощения, а также в отсутствие постоянного магнитного поля и в присутствии поглощения.

Здесь изучается влияние магнитной волны на поперечную акустическую волну с учетом поглощения и присутствием магнитного поля в магнитной подсистеме.

Полные динамические уравнения для волн акустических смещений продольной и поперечной (относительно оси  $x$ )  $u_l(x, t)$  и  $u_t(x, t)$  и угла магнитной волны  $Y(x, t)$  ( $Y = Y(x, t)$ ) имеют вид [7, 8]:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) Y + \frac{b_3}{2A} \sin 2Y = -\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \sin 2Y + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cos 2Y + \frac{\alpha M}{Ag} \frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{mH}{A} \sin Y ; \quad (1)$$

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_l = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial Y}{\partial x} \sin 2Y ; \quad (2)$$

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_t = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial Y}{\partial x} \cos 2Y ; \quad (3)$$

где  $t$  – время;  $A$  – постоянная обменной энергии;  $b_3$  – константа анизотропии;  $\rho$  – плотность;  $\delta_{l,t}$  – магнитоакустические константы;  $s_{l,t}$  – скорость объемных продольных и поперечных звуковых волн;  $\alpha$  – коэффициент поглощения магнитных волн;  $M$  – амплитуда магнитного момента элементарной кристаллической решетки;  $m$  – нормированный вектор намагниченности;  $H$  – амплитуда внешнего магнитного поля,  $c$  – предельная скорость ДГ,  $g$  – гиромагнитное отношение. От координаты  $u$  переменные не зависят.

Для определения угла  $Y(x, t)$  с учетом поглощения и присутствием магнитного поля ( $mH \neq 0$  и  $\alpha M \neq 0$ ) и смещения продольной акустической волны  $u_t(x, t)$ , рассмотрим систему двух динамических уравнений (1), (3). Предполагаем, что акустические волны  $u_l, u_t$  не оказывают влияния на магнитную волну  $Y$ , поэтому в уравнении (1) исключим малую добавку:

$$-\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \sin 2Y + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cos 2Y = 0. \quad (4)$$

При условии (4) уравнение (1) является уравнением одной переменной  $Y(x, t)$ . Решение определим в виде:

$$Y = Y_0 + Y_1, \quad Y_1 \ll Y_0, \quad (5)$$

( $Y_1 \ll Y_0$ , так как правая часть уравнения (1) очень мала). В (5)

$$Y_0(x, t) = -2 \arctg \left( e^{\frac{x-vt}{D_3}} \right), \quad (6)$$

является решением уравнения

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_0(x, t) + \frac{b_3}{2A} \sin 2Y_0(x, t) = 0, \quad (7)$$

где  $v$  – скорость ДГ. Уравнение (7) задает угол магнитной волны в свободном пространстве.

Тогда  $Y_1$ , с учетом (7), есть решение уравнения (1), приведенного к линейному при условии (5):

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_1 = \frac{mH}{A} \sin(Y_0) + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial(Y_0 + Y_1)}{\partial t}. \quad (8)$$

Решаем (8) методом теории возмущений [1]:

$$Y_1 = Y_1^{(0)} + Y_1^{(1)}, \quad (9)$$

$Y_1^{(0)} = Y_1^{(0)}(x, t)$  – нулевое приближение, удовлетворяет уравнению:

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial}{\partial t} \right) Y_1^{(0)}(x, t) = 0, \quad (10)$$

$$Y_1^{(0)}(x, t) = (e^{r_1 \xi} + e^{r_2 \xi}) e^{i\omega_s t - ik_s x} + (e^{r_3 \xi} + e^{r_4 \xi}) e^{-i\omega_s t + ik_s x};$$

$$r_1 = \frac{-(V_1 + iV_2) + \sqrt{(V_1 + iV_2)^2 - 4(V_3 + iV_4)}}{2};$$

$$r_2 = \frac{-(V_1 + iV_2) - \sqrt{(V_1 + iV_2)^2 - 4(V_3 + iV_4)}}{2};$$

$$\begin{aligned}
V_1 &= \frac{c^2}{(v^2 - c^2)} \frac{\alpha M v}{gA}; & V_2 &= \frac{c^2}{(v^2 - c^2)} \left( 2k_s - \frac{2\omega_s v}{c^2} \right); \\
V_3 &= \frac{c^2}{v^2 - c^2} \left( -\frac{\omega_s^2}{c^2} + k_s^2 \right); & V_4 &= -\frac{c^2}{v^2 - c^2} \frac{\alpha M \omega_s}{gA}.
\end{aligned} \tag{11}$$

Соответственно,  $r_3, r_4$  комплексно – сопряженные  $r_1, r_2$ .

Тогда из уравнения (8) следует, что первое приближение  $Y_1^{(1)}$  в (9), удовлетворяет уравнению

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_1^{(1)} = \frac{mH}{A} \text{Sin}(Y_0) + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial(Y_0)}{\partial t} + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial(Y_1^{(1)})}{\partial t}; \tag{12}$$

$$Y_1^{(1)} = B_1 B_2 2D_3 \text{arctg} e^{\frac{x-vt}{D_3}} - B_1 B_2^2; \tag{12}$$

$$B_1 = \frac{mH}{A} + \frac{\alpha M v}{gAD_3}; \quad B_2 = \frac{gA(v^2 - c^2)}{v\alpha M c^2}; \tag{13}$$

В (10)-(13) решение  $Y_1^{(1)}$  определено с учетом поглощения магнитных волн ( $\alpha M \neq 0$ ) и присутствия магнитного поля ( $mH \neq 0$ ), а  $Y_1^{(0)}$  с учетом поглощения магнитных волн ( $\alpha M \neq 0$ ) в отсутствие магнитного поля ( $mH = 0$ ).

Теперь определим волну  $u_t$  из уравнения (3) при влиянии на нее магнитной волны  $Y$  (5), (6), (8)–(13). И так как  $Y_1 \ll Y_0$ , то уравнение (3) сводится к линейному:

$$\left( \frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_t = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial(Y_0 + Y_1)}{\partial x} \text{Cos}2(Y_0); \tag{14}$$

При решении уравнения (14) используются параметры ДГ, которые определяются из (6) [1]:

$$\frac{\partial Y_0}{\partial t} = \frac{v}{D_3 \text{ch}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}; \quad \cos 2Y_0 = 1 - \frac{2}{\text{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)} \tag{15}$$

и законы дисперсии для магнитных, акустических волн и спектральных компонент магнито-акустических напряжений ДГ в виде [1, 7, 8]:

$$\begin{aligned}
D_3 &= \sqrt{\frac{A}{b_3} \left( \frac{c^2 - v^2}{c^2} \right)}; & \omega_s &= \sqrt{\frac{b_3 c^2}{A} + c^2 k_s^2}; \\
\omega &= \omega_s + \omega_a; & k &= k_s + k_a, & \omega_a &= s_t k_a; & \omega &= kv.
\end{aligned} \tag{16}$$

Уравнение (14), (15) будем решать методом теории возмущений [3, 8] в виде:

$$u_t = u_t^{(0)} + u_t^{(1)}. \tag{17}$$

Здесь  $u_t^{(0)}$  нулевое приближение, является решением уравнения

$$\left( \frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_t^{(0)} = 0, \quad u_t^{(0)} = e^{i\omega_a t - ik_a x}. \tag{18}$$

Первое приближение  $u_t^{(1)}$  в (17) ищем в виде

$$u_t^{(1)} = u_{t(0)}^{(1)} + u_{t(1)}^{(1)}. \tag{19}$$

Для этого, используя формулу (9), разобьем правую часть уравнения (14), (15) на два слагаемых и представим  $u_{t(0)}^{(1)}$ ,  $u_{t(1)}^{(1)}$  решениями уравнений:

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{t(1)}^{(1)} = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(-\frac{1}{D_3}\right) \frac{1}{ch\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)} \left(1 - \frac{2}{ch^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}\right) - \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial Y_1^{(1)}}{\partial x} \left(1 - \frac{2}{ch^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}\right), \quad (20)$$

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{t(0)}^{(1)} = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial Y_1^{(0)}}{\partial x} \left(1 - \frac{2}{ch^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}\right). \quad (21)$$

Определим решение (20), используя формулы (10)-(13). Получим функцию от  $x - vt$ :

$$u_{t(1)}^{(1)}(\xi) = \left(\frac{1}{D_3} - B_1 B_2\right) \frac{\delta_t}{\rho(v^2 - s_t^2)} \frac{D_3^2}{ch\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}, \quad \xi = x - vt. \quad (22)$$

Второе слагаемое  $u_{t(0)}^{(1)}(x, t)$  решения (19) определим из уравнения (21). Решение этого уравнения будем искать в виде медленноменяющихся амплитуд [2-4]. Полагаем, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная  $\sim e^{i\omega t - ikx}$ :

$$u_{t(0)}^{(1)}(x, t) = L(x - vt) e^{i\omega_a t - ik_a x} + L^*(x - vt) e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \quad (23)$$

Так как неизвестные амплитуды  $L(\xi)$  и  $L^*(\xi)$  ( $\xi = x - vt$ ) в (23) комплексно-сопряженные функции, то достаточно определить одну из них, найдем  $L(x - vt)$ . Уравнение для этой неизвестной получим из (21), используя законы дисперсии (16) и приравнявая в полученном уравнении выражения при равных экспонентах  $e^{i\omega_a t - ik_a x}$  и  $e^{-i\omega_a t + ik_a x}$ :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{v^2}{s_t^2} - 1\right) \frac{\partial^2 L(\xi)}{\partial \xi^2} + \left(\frac{-v}{s_t^2} 2i\omega_a + 2ik_a\right) \frac{\partial L(\xi)}{\partial \xi} = \\ & = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - \frac{2}{ch^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}\right) \left((r_3 + ik_s) e^{(r_3 + ik)\xi} + (r_4 + ik_s) e^{(r_4 + ik)\xi}\right). \end{aligned} \quad (24)$$

Решение уравнения (24) ищем методом Лагранжа, получим

$$\begin{aligned} L(\xi) = & \frac{i\delta_t(v + s_t)D_3}{\rho s_t^2 \omega_a} (r_3 + r_4 + 2ik_s) \left(th\left(\frac{\xi}{D_3}\right) \left(1 - e^{\left(\frac{2i\omega_a}{v+s_t}\right)\xi}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{i}{kD_3} e^{(ik)\xi} + \frac{i(v + s_t)}{4D_3 \omega_a}\right), \quad \xi = x - vt. \end{aligned} \quad (25)$$

Тогда сопряженная ей функция имеет вид:

$$L^*(\xi) = -\frac{i\delta_t(v + s_t)D_3}{\rho s_t^2 \omega_a} (r_1 + r_2 - 2ik_s) \left(th\left(\frac{\xi}{D_3}\right) \left(1 - e^{\left(\frac{-2i\omega_a}{v+s_t}\right)\xi}\right) - \right.$$

$$-\frac{i}{kD_3} e^{-(ik)\xi} - \frac{i(v + s_t)}{4D_3\omega_a} \Big), \quad \xi = x - vt. \quad (26)$$

Подставим (25), (26) в (23) получим решение  $u_{t(0)}^{(1)}(x, t)$  уравнения (21).

Таким образом, решение  $u_t^{(1)}$  (19) для уравнения (3), генерируемое магнитными волнами при условии, что волна  $Y$  влияет на волну  $u_t$ , а  $u_t$  не оказывает влияние на волну  $Y$ , определяется формулами (18)- (19), (22)-(23), (25)-(26). Из (23) очевидно, что составляющая  $u_{t(0)}^{(1)}$  поперечной акустической волны (19), генерируемая магнитной волной в отсутствии поглощения и присутствии магнитного поля, полностью описывается своей амплитудой (25).

Используя данные параметров уравнений (1) и (3) из [5, 8], выполним расчеты смещения поперечной акустической волны (19), генерируемой магнитной волной при движении ДГ:

$$u_{t(1)}^{(1)}(\xi) = 2,25 \cdot 10^{-12} \frac{1}{ch(10^6\xi)}, \quad \xi = x - vt; \quad (27)$$

$$L(\xi) = -1,9 \cdot 10^{-5}(th(10^6\xi)sin(10^6\xi) + 0,5cos(2 \cdot 10^6\xi) + 0,5) + \\ + i1,9 \cdot 10^{-5}(th(10^6\xi) - th(10^6\xi)cos(10^6\xi) - 0,5sin(2 \cdot 10^6\xi)), \quad \xi = x - vt. \quad (28)$$

Из расчетов (27) следует, что составляющая магнитной волны (12), рассчитанная с учетом возмущения в правой части уравнения (8) вносит несущественный вклад (порядка  $10^{-12} см$ ) в генерацию поперечной акустической волны (19). Из (28) следует, что наибольший вклад в генерацию поперечной акустической волны вносит составляющая (10) магнитной волны, рассчитанная в отсутствии поглощения, но в присутствии магнитного поля. Этот вклад имеет порядок  $10^{-5} см$ , то есть амплитуда поперечной акустической волны сопоставима с видимой толщиной доменной стенки в пластинчатом образце с естественными неоднородностями ( $10^{-6} см$ ). Это явление можно использовать для измерений параметров гиперзвуковых волн (до  $10^{12}$  Гц) оптическими методами.

### Список источников

1. Жуков Е. А., Кузьменко А. П., Щербаков Ю. И. Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках // Физика твердого тела, 2008. Т. 50. В. 6. С. 1033–1036.
2. Метод генерации, усиления, и измерения параметров гиперзвуковых волн в магнитных кристаллах / Е. А. Жуков, В. И. Жукова, А. В. Каминский [и др.] // Вестник Тихоокеанского государственного университета, 2012. № 3 (26). С. 17–27.
3. Жуков Е. А., Жукова В. И. Расчеты взаимодействия магнитных и продольных акустических волн с участием доменной границы в ортоферритах // Вестник Тихоокеанского государственного университета, 2021. № 4 (63) С. 55–64.
4. Механизмы генерации волн Лэмба доменной границей в пластине слабого ферромагнетика / Е. А. Жуков, М. Е. Адамова, В. И. Жукова [и др.] // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2021. Т. 11. № 4. С. 123–136.
5. Жуков Е. А., Жукова В. И., Кузьменко А. П. Вклад магнитной подсистемы в генерацию продольных акустических волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии, 2023. Т. 13. № 4. С. 54–65.
6. Жуков Е. А., Жукова В. И. Вклад акустической подсистемы в генерацию магнитных волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2023. № 3 (70). С. 31–40.
7. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory / V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov [et. al] // Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, 1994. Vol. 129.
8. Звездин А. К., Мухин А. А. Магнитоупругие уединенные волны и сверхзвуковая динамика доменных границ // ЖЭТФ, 1992. Т. 102. Вып. 2. С. 577–599.

**СЕЧЕНИЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
ПРИ ИХ РАССЕЯНИИ НА КУЛОНОВОМ ЦЕНТРЕ  
В ПРИСУТСТВИИ «ИНТЕНСИВНОГО» ВНЕШНЕГО ПОЛЯ**

**В. И. Крылов<sup>2</sup>, И. Н. Егоршин<sup>1</sup>, В. В. Насыров<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

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

*В работе показано, что появление внешнего электрического поля может привести к заметному изменению интенсивности тормозного излучения электронов при их рассеянии на кулоновом центре, находящемся во внешнем неоднородном электрическом поле. Были найдены сечения тормозного излучения, отнесенные к элементу частоты излучаемого фотона.*

В работах [1-2], было показано, что при столкновении заряженных частиц друг с другом в однородном электрическом поле, даже слабом по сравнению с атомным, дифференциальное сечение тормозного излучения, найденное в дипольном приближении, может заметно отличаться от сечения определенного для случая, когда такое поле отсутствует. В данной работе мы определим в первом борновском приближении сечения тормозного излучения электронов, рассеивающихся на кулоновом центре, находящемся в «интенсивном» неоднородном электрическом поле. Считаем, что рассеяние электронов происходит на тяжелом ионе с большим зарядовым числом. Тогда, учитывая неравенство  $Z^2 \gg 1$  и результаты работы [3], будем пренебрегать вкладом в сечение фотонов, излученных электронами при их взаимодействии с внешним электрическим полем. Под интенсивным внешним полем мы будем понимать электрическое поле, локализованное в малой области пространства (вдоль его напряженности). Потенциальную энергию электрона в таком поле выберем в виде прямоугольной «ступеньки»:

$$U = \begin{cases} U_0, & \text{если } z \leq 0 \\ 0, & \text{если } z > 0. \end{cases}$$

Соответствующий матричный элемент, определяющий сечение излучения фотона нерелятивистским электроном, имеет вид [5] (мы используем атомные единицы):

$$V_{Z\phi i} = i \sqrt{\frac{2\pi}{\omega V}} \frac{1}{\omega} \iiint \Psi_f^* \Psi_i \mathbf{e}_\phi \nabla U_1 d^3 \mathbf{r}, \quad (1)$$

где

$$U_1 = -\frac{Z}{r}, \quad (2)$$

$V$  – нормировочный объем фотона;  $\Psi_i$  и  $\Psi_f$  – волновые функции начального и конечного состояния электрона;  $\mathbf{e}_\phi$  – вектор поляризации фотона;  $\omega$  – частота фотона.

Сначала рассмотрим излучение фотонов электронами, находящимися в начальных состояниях с волновыми функциями



$$\Psi_{+\mathbf{k}}(z) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp}) \Psi_{+k_z}(z), \quad (3)$$

где

$$\Psi_{+k_z}(z) = \begin{cases} A_{k_z} e^{iz\sqrt{k_z^2 - 2U_0}} + B_{k_z} e^{-iz\sqrt{k_z^2 - 2U_0}}, & \text{если } z \leq 0 \\ C_{k_z} \exp(ik_z z), & \text{если } z \geq 0; \end{cases} \quad (4)$$

и переходящие, как в состояния с функциями вида (3), так и в состояния с волновыми функциями

$$\Psi_{-\mathbf{k}_f}(z) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \exp(i\mathbf{k}_{f\perp} \mathbf{r}_{\perp}) \Psi_{-k_{fz}}(z) \quad (5)$$

$$\Psi_{0\mathbf{k}_f}(z) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \exp(i\mathbf{k}_{f\perp} \mathbf{r}_{\perp}) \Psi_{0k_{fz}}(z), \quad (6)$$

Подставляя (3) с начальными и конечными значениями  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_f$  в (1), получим после перехода к цилиндрическим координатам  $r_{\perp}$ ,  $\varphi_{r_{\perp}}$ ,  $z$ :

$$V_{Z\phi fi} = i \sqrt{\frac{2\pi}{\omega V}} \frac{1}{\omega} \iiint \Psi_{+\mathbf{k}_f}^* \Psi_{+\mathbf{k}_i} \mathbf{e}_{\phi}^* \nabla U_1 d^3 \mathbf{r}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{\phi}^* \iiint \Psi_{+\mathbf{k}_f}^* \Psi_{+\mathbf{k}_i} \nabla U_1 d^3 r &= \frac{Z e_{\phi}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\varphi_{r_{\perp}} dr_{\perp} r_{\perp}}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \exp[-i(q_{\perp} r_{\perp})] = \\ &= \frac{Z e_{\phi x}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\varphi_{r_{\perp}} dr_{\perp} r_{\perp} \cos \varphi_{r_{\perp}}}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \exp\left\{-i\left[q_{\perp} r_{\perp} \cos(\varphi_{r_{\perp}} - \varphi_{q_{\perp}})\right]\right\} + \\ &+ \frac{Z e_{\phi y}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\varphi_{r_{\perp}} dr_{\perp} r_{\perp} \sin \varphi_{r_{\perp}}}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \exp\left\{-i\left[q_{\perp} r_{\perp} \cos(\varphi_{r_{\perp}} - \varphi_{q_{\perp}})\right]\right\} + \\ &+ \frac{Z e_{\phi z}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\varphi_{r_{\perp}} dr_{\perp} r_{\perp} z}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \exp\left\{-i\left[q_{\perp} r_{\perp} \cos(\varphi_{r_{\perp}} - \varphi_{q_{\perp}})\right]\right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где угол  $\varphi_{r_{\perp}}$  отсчитывается между осью  $x$  и  $\mathbf{r}_{\perp}$ , а  $\varphi_{q_{\perp}}$  отсчитывается между осью  $x$  и  $\mathbf{q}_{\perp} = \mathbf{k}_{f\perp} - \mathbf{k}_{i\perp}$ .

После подстановки в (8) разложения экспоненты по функциям Бесселя [4]

$$\exp[-iq_{\perp} r_{\perp} \cos(\varphi_{r_{\perp}} - \varphi_{q_{\perp}})] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{i^n} J_n(q_{\perp} r_{\perp}) e^{-in(\varphi_{r_{\perp}} - \varphi_{q_{\perp}})} \quad (9)$$

и интегрирования по  $\varphi_{r_{\perp}}$ , получим:

$$\begin{aligned}
e_{\varphi}^* \iiint \Psi_{+k_f}^* \Psi_{+k_i} \nabla U_1 d^3 r &= \frac{Ze_{\varphi x}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} r_{\perp} \cos \varphi_{q_{\perp}}}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \frac{2\pi J_1(q_{\perp} r_{\perp})}{i} + \\
&+ \frac{Ze_{\varphi y}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} r_{\perp} \sin \varphi_{q_{\perp}}}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \frac{2\pi J_1(q_{\perp} r_{\perp})}{i} + \\
&+ \frac{Ze_{\varphi z}^*}{L_x L_y} \int dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) \int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} z}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} 2\pi J_0(q_{\perp} r).
\end{aligned} \tag{10}$$

Входящие в (10) интегралы свелись к двум:

$$\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} z J_0(q_{\perp} r_{\perp})}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} \tag{11}$$

$$\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp}^2 J_1(q_{\perp} r_{\perp})}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}}, \tag{12}$$

которые можно взять, используя выражение [3]:

$$\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} J_0(q_{\perp} r_{\perp})}{\sqrt{r_{\perp}^2 + z^2}} = \frac{1}{q_{\perp}} e^{-q_{\perp} |z|}. \tag{13}$$

Для определения интеграла (11) продифференцируем обе части равенства (13) по координате  $z$ , которая в этом выражении является параметром. Такая операция законна, так как интеграл (13) абсолютно сходящийся. В результате получим:

$$-\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} z J_0(q_{\perp} r_{\perp})}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} = \begin{cases} e^{q_{\perp} z}, & \text{если } z < 0 \\ -e^{-q_{\perp} z}, & \text{если } z > 0. \end{cases} \tag{14}$$

Для взятия интеграла (12) разделим обе части соотношения (14) на  $-z$ :

$$\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp} J_0(q_{\perp} r_{\perp})}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} = \begin{cases} -\frac{1}{z} e^{q_{\perp} z}, & \text{если } z < 0 \\ \frac{1}{z} e^{-q_{\perp} z}, & \text{если } z > 0, \end{cases} \tag{15}$$

и обе части выражения (15) продифференцируем по  $q_{\perp}$ :

$$\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp}^2 J_0'(q_{\perp} r_{\perp})}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} = \begin{cases} -e^{q_{\perp} z}, & \text{если } z < 0 \\ -e^{-q_{\perp} z}, & \text{если } z > 0, \end{cases} \tag{16}$$

где штрих над функцией Бесселя означает дифференцирование по ее аргументу  $q_{\perp} r_{\perp}$ .

Теперь, используя известное рекуррентное соотношение для функций Бесселя:  $J_{n+1} - J_{n-1} = -2J_n'$ , и то, что  $J_{-n} = (-1)^n J_n$ , а значит  $J_1 = -J_0'$ , окончательно находим:

$$\int_0^{\infty} \frac{dr_{\perp} r_{\perp}^2 J_1(q_{\perp} r_{\perp})}{(r_{\perp}^2 + z^2)^{3/2}} = e^{-q_{\perp} |z|}. \tag{17}$$

Подставляя интегралы (14) и (17) в выражение (10), получим

$$\begin{aligned} & e_{\varphi}^* \iiint \Psi_{+k_f}^* \Psi_{+k_i} \nabla U_1 d^3 r = \\ & = \frac{2\pi Z \left( e_{\varphi_x}^* \cos \varphi_{q_{\perp}} + e_{\varphi_y}^* \sin \varphi_{q_{\perp}} \right)}{iL_x L_y} \int_{-\infty}^{\infty} dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp}|z|} + \\ & + 2\pi \frac{Z e_{\varphi_z}^*}{L_x L_y} \left\{ \int_0^{\infty} dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp}z} - \int_{-\infty}^0 dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{q_{\perp}z} \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

Выражение  $e_{\varphi_x}^* \cos \varphi_{q_{\perp}} + e_{\varphi_y}^* \sin \varphi$  можно записать как  $(\mathbf{e}_{\varphi}^* \mathbf{q}_{\perp}) / q_{\perp}$ , а  $e_{\varphi_z}^* = (\mathbf{e}_{\varphi}^* \mathbf{k})$ , где  $\mathbf{k}$  – единичный вектор, направленный вдоль оси  $z$ , тогда

$$\begin{aligned} \iiint \Psi_{+k_f}^* \Psi_{+k_i} \nabla U_1 d^3 r & = \frac{2\pi Z \left( \mathbf{e}_{\varphi}^* \mathbf{q}_{\perp} \right)}{iL_x L_y q_{\perp}} \int_{-\infty}^{\infty} dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp}|z|} + \\ & + 2\pi \frac{Z \left( \mathbf{e}_{\varphi}^* \mathbf{k} \right)}{L_x L_y} \left\{ \int_0^{\infty} dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp}z} - \int_{-\infty}^0 dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{q_{\perp}z} \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя функцию (2)

$$\Psi_{+k_z}(z) = \begin{cases} A_{k_z} e^{\left( iz\sqrt{k_z^2 - 2U_0} \right)} + B_{k_z} e^{\left( -iz\sqrt{k_z^2 - 2U_0} \right)}, & \text{при } z \leq 0 \\ C_{k_z} \exp(ik_z z), & \text{если } z \geq 0, \end{cases} \quad (20)$$

где

$$A_{k_z} = \frac{k_z + \sqrt{k_z^2 - 2U_0}}{2\sqrt{k_z^2 - 2U_0}} C_{k_z}; \quad (21)$$

$$B_{k_z} = -\frac{k_z - \sqrt{k_z^2 - 2U_0}}{2\sqrt{k_z^2 - 2U_0}} C_{k_z}. \quad (22)$$

Нормируя функцию (20) на дельта-функцию, получим, используя выражение (13):

$$\left\{ \frac{\sqrt{k_z^2 - 2U_0}}{k_z} \left[ A_{k_z}^* A_{k_z} + B_{k_z}^* B_{k_z} \right] + C_{k_z}^* C_{k_z} \right\} \pi = 1. \quad (23)$$

Подставляя в (23) выражения (21) и (22), найдем

$$\left| C_{k_z} \right|^2 = \frac{k_z \sqrt{k_z^2 - 2U_0}}{\pi \left( k_z^2 - U_0 + k_z \sqrt{k_z^2 - 2U_0} \right)}. \quad (24)$$

Введем  $g_{zi,f} = \sqrt{k_{zi,f}^2 - 2U_0}$ , тогда простые, но громоздкие вычисления приводят к следующему результату:

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp}|z|} dz = \\
& = \frac{C_{k_{fz}}^* C_{k_{iz}}}{\left(q_{\perp}^2 + g_{fz}^2 + g_{iz}^2\right)^2 - 4g_{fz}^2 g_{iz}^2} \left\{ q_{\perp} \left( q_{\perp}^2 + g_{fz}^2 + g_{iz}^2 + 2k_{iz} k_{fz} \right) + i \left( 1 - \frac{g_{iz}}{g_{fz}} \right) \times \right. \\
& \quad \left. \times \left[ \left( q_{\perp}^2 + g_{fz}^2 + g_{iz}^2 \right) k_{fz} + 2k_{iz} g_{fz}^2 \right] \right\} + \frac{q_{\perp} - iq_z}{q^2} C_{k_{fz}}^* C_{k_{iz}} \equiv S_1, \quad (25)
\end{aligned}$$

где  $q_z = k_{fz} - k_{iz}$ ,  $q^2 = q_{\perp}^2 + q_z^2$ .

Первое слагаемое в фигурной скобке (25) (с множителем, содержащим  $C_{k_{fz}}^* C_{k_{iz}}$ ) равно интегралу  $\int_{-\infty}^0 dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{q_{\perp} z}$ . Второе слагаемое совпадает с интегралом

$$\begin{aligned}
& \int_0^{\infty} dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp} z}. \text{ Следовательно,} \\
& \int_0^{\infty} dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{-q_{\perp} z} - \int_{-\infty}^0 dz \Psi_{+k_{fz}}^*(z) \Psi_{+k_{iz}}(z) e^{q_{\perp} z} = \\
& = - \frac{C_{k_{fz}}^* C_{k_{iz}}}{\left(q_{\perp}^2 + g_{fz}^2 + g_{iz}^2\right)^2 - 4g_{fz}^2 g_{iz}^2} \left\{ q_{\perp} \left( q_{\perp}^2 + g_{fz}^2 + g_{iz}^2 + 2k_{iz} k_{fz} \right) + i \left( 1 - \frac{g_{iz}}{g_{fz}} \right) \times \right. \\
& \quad \left. \times \left[ \left( q_{\perp}^2 + g_{fz}^2 + g_{iz}^2 \right) k_{fz} + 2k_{iz} g_{fz}^2 \right] \right\} + \frac{q_{\perp} - iq_z}{q^2} C_{k_{fz}}^* C_{k_{iz}} \equiv S_2. \quad (26)
\end{aligned}$$

Тогда матричный элемент (7) можно записать в виде

$$V_{Z\varphi i} = i \sqrt{\frac{2\pi}{\omega V}} \frac{1}{\omega} e_{\varphi}^* \iiint \Psi_{+k_f}^* \Psi_{+k_i} \nabla U_1 d^3 r = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega V}} \frac{1}{\omega} \left[ \frac{2\pi Z(\mathbf{e}_{\varphi}^* \mathbf{q}_{\perp})}{L_x L_y q_{\perp}} S_1 + 2\pi i \frac{Z(\mathbf{e}_{\varphi}^* \mathbf{k})}{L_x L_y} S_2 \right]. \quad (27)$$

Суммируя  $|V_{Z\varphi i}|^2$  по поляризациям фотона (т.е. усредняя по поляризациям с использованием формулы  $\overline{(\mathbf{ae})(\mathbf{be}^*)} = (1/2)[\mathbf{an}][\mathbf{bn}]$  [5], где  $\mathbf{n} = \mathbf{k}_{\varphi} / k_{\varphi} = (\sin \theta_{\varphi} \cos \varphi_{\varphi}, \sin \theta_{\varphi} \sin \varphi_{\varphi}, \cos \theta_{\varphi})$ , и умножая на 2, так как фотон имеет две независимые поперечные поляризации, получим

$$\sum_{\mathbf{e}_{\varphi}} |V_{Z\varphi i}|^2 = \frac{2\pi}{\omega^3 V} \frac{Z^2}{(L_x L_y)} \left\{ \left[ \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_{\perp}}{q_{\perp}} \right]^2 |S_1|^2 + i(S_1^* S_2 - S_1 S_2^*) [\mathbf{nk}] \left[ \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_{\perp}}{q_{\perp}} \right] + |S_2|^2 [\mathbf{nk}]^2 \right\}. \quad (28)$$

Выражения

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_\perp}{q_\perp} \right]^2 &= \mathbf{n} \left[ \frac{\mathbf{q}_\perp}{q_\perp} \left[ \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_\perp}{q_\perp} \right] \right] = 1 - \left( \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_\perp}{q_\perp} \right)^2 = \\ &= 1 - \left( \left( \frac{q_x}{q_\perp} \right)^2 \cos^2 \varphi_\varphi + \left( \frac{q_y}{q_\perp} \right)^2 \sin^2 \varphi_\varphi \right) \sin^2 \theta_\varphi - \frac{q_x q_y}{q_\perp q_\perp} \sin^2 \theta_\varphi \sin 2\varphi_\varphi \end{aligned}$$

и  $[\mathbf{n}\mathbf{k}]^2 = \sin^2 \theta_\varphi$  будут равны  $8\pi/3$ , если проинтегрировать (28) по сферическим координатам  $\theta_\varphi$  и  $\varphi_\varphi$  волнового вектора фотона с весом  $\sin \theta_\varphi$ . Выражение же  $[\mathbf{n}\mathbf{k}] \left[ \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_\perp}{q_\perp} \right] = - \left( \frac{\mathbf{n} \mathbf{q}_\perp}{q_\perp} \right) (\mathbf{n}\mathbf{k})$ , содержащие  $\cos \varphi_\varphi$  и  $\sin \varphi_\varphi$  в первой степени, после такого интегрирования обратится в ноль.

Для определения сечения излучения тормозного фотона с волновым вектором  $\mathbf{k}_\varphi$ , лежащим в элементе телесного угла  $\sin \theta_\varphi d\theta_\varphi d\varphi_\varphi$ , отнесенного к элементу частоты  $d\omega$  и элементу  $d^2\mathbf{k}_{f\perp} dk_{fz}$  объема  $\mathbf{k}_f$  пространства излучающего электрона, воспользуемся формулой

$$d\sigma = \frac{2\pi}{j} \sum_{\epsilon_\varphi} |V_{Z\varphi fi}|^2 \delta\left(\frac{k_{f\perp}^2}{2} + \frac{k_{fz}^2}{2} + \omega - \frac{k_{iz}^2}{2}\right) \frac{\alpha^3 V}{(2\pi)^3} \omega^2 d\omega \sin \theta_\varphi d\theta_\varphi d\varphi_\varphi \frac{L_x L_y}{(2\pi)^2} d^2\mathbf{k}_{f\perp} dk_{fz}, \quad (29)$$

где  $j = k_{iz} / (2\pi L_x L_y)$ .

Подставляя в (29) выражение (28), а также учитывая, что

$$\begin{aligned} d^2\mathbf{k}_{f\perp} dk_{fz} &= d^3\mathbf{k}_f = k_f k_f dk_f \sin \theta_f d\theta_f d\varphi_f = \\ &= -k_f d\left(\frac{k_f^2}{2}\right) d(\cos \theta_f) d\varphi_f = -k_f d(\epsilon_f) d\eta d\varphi_f, \end{aligned}$$

где  $\epsilon_f = k_f^2 / 2$ ,  $\eta = \cos \theta_f$ ,  $\theta_f$  и  $\varphi_f$  – сферические координаты формально введенного волнового вектора электрона (в его конечном состоянии) с компонентами  $(\mathbf{k}_{f\perp}, k_{fz})$ , то после интегрирования (29) по  $\theta_\varphi$ ,  $\varphi_\varphi$  и устранения дельта-функции, получим сечение  $d\sigma_{\omega\theta_f\varphi_f}$  отнесенного к  $d\omega \sin \theta_f d\varphi_f$ :

$$d\sigma_{\omega\theta_f\varphi_f} = \frac{8\pi}{3} \alpha^3 Z^2 \frac{\sqrt{k_{iz}^2 - 2\omega}}{k_{iz}} \frac{d\omega}{\omega} \left[ |S_1|^2 + |S_2|^2 \right] \sin \theta_f d\theta_f d\varphi_f. \quad (30)$$

Из соотношений (25) и (26) следует, что  $S_1$  и  $S_2$  не зависят от угла  $\varphi_f$ , тогда получим дифференциальное сечение, отнесенное к элементу частоты  $d\omega$ :

$$d\sigma_{\omega++} = \frac{16\pi^2}{3} \alpha^3 Z^2 \frac{\sqrt{k_{iz}^2 - 2\omega}}{k_{iz}} \frac{d\omega}{\omega} \int_{\eta_1}^1 \left[ |S_1|^2 + |S_2|^2 \right] d\eta, \quad (31)$$

где  $\eta_1 = \sqrt{2U_0 / (k_{iz}^2 - 2\omega)}$ ,  $k_f^2 = k_{iz}^2 - 2\omega$  и, в соответствии с областью применимости функций  $\Psi_{+\mathbf{k}_f}$ , должно выполняться условие

$$(k_{iz}^2 - 2\omega) \cos^2 \theta_f \geq 2U_0, \quad (32)$$

что и определяет величину  $\eta_1$ , а также интервал частоты:  $\omega \in (0, k_{iz}^2 / 2 - U_0)$ . Кроме того, условие применимости функций  $\Psi_{+\mathbf{k}_i}$  соответствует неравенству  $k_{iz}^2 \geq 2U_0$ .

Для переходов в состояния, определяемые волновой функцией:

$$\Psi_{-k_z}(z) = \begin{cases} D_{k_z} \exp\left(-iz\sqrt{k_z^2 - 2U_0}\right), & \text{если } z \leq 0 \\ P_{k_z} \exp(ik_z z) + Q_{k_z} \exp(-ik_z z), & \text{если } z \geq 0, \end{cases}$$

находим сечение  $d\sigma_{\omega-+}$  также как и  $d\sigma_{\omega++}$ :

$$d\sigma_{\omega-+} = \frac{16\pi^2}{3} \alpha^3 Z^2 \frac{\sqrt{k_{iz}^2 - 2\omega}}{k_{iz}} \frac{d\omega}{\omega} \int_{\eta_1}^1 \left[ |S_3|^2 + |S_4|^2 \right] d\eta, \quad (33)$$

где

$$S_3 = C_{k_{iz}} D_{k_{fz}}^* [P_1 + F_1 + i(P_2 - F_2)]; S_4 = C_{k_{iz}} D_{k_{fz}}^* [P_1 - F_1 + i(P_2 + F_2)];$$

$$P_1 = \frac{k_{f\perp} (k_f^2 + k_{iz}^2 - 2k_{iz} g_{fz})}{(k_f^2 + k_{iz}^2)^2 - 4k_{fz}^2 k_{iz}^2};$$

$$P_2 = \frac{(k_f^2 + k_{iz}^2 - 2k_{iz} k_{fz})(k_{iz} + g_{fz}) - 2k_{iz} (k_{fz} - g_{fz})(k_{fz} - k_{iz})}{(k_f^2 + k_{iz}^2)^2 - 4k_{fz}^2 k_{iz}^2};$$

$$|D_{k_{fz}}|^2 = \frac{k_{fz}^2}{\pi(k_{fz}^2 - U_0 + k_{fz} g_{fz})};$$

$$F_1 = \frac{q_{\perp} (k_f^2 - 2U_0 + g_{iz}^2 - 2k_{iz} g_{fz})}{(k_f^2 - 2U_0 + g_{iz}^2)^2 - 4g_{fz}^2 g_{iz}^2};$$

$$F_2 = \frac{q_{\perp}^2 (k_{iz} + g_{fz}) + k_{iz}^3 - k_{iz}^2 g_{fz} - k_{iz} k_{fz}^2 + g_{fz} k_{fz}^2}{(k_f^2 - 2U_0 + g_{iz}^2)^2 - 4g_{fz}^2 g_{iz}^2}.$$

Выражения (31) и (33) имеют смысл для частот излучаемых фотонов, удовлетворяющих одному и тому же условию (32) и значению параметра  $\eta \in (\eta_1, 1)$ . Следовательно, дифференциальное сечение излучения фотона в интервал частот  $\omega \in (0, k_{iz}^2 / 2 - U_0)$  при переходе электрона в состояния, соответствующие одному и тому же интервалу параметра  $\eta$ , должно определяться суммой выражений (31) и (33):

$$d\sigma_{\omega < \frac{k_{iz}^2}{2} - U_0} = \frac{16\pi^2}{3} \alpha^3 Z^2 \frac{\sqrt{k_{iz}^2 - 2\omega}}{k_{iz}} \frac{d\omega}{\omega} \int_{\eta_1}^1 \left[ |S_1|^2 + |S_2|^2 + |S_3|^2 + |S_4|^2 \right] d\eta. \quad (34)$$

Нетрудно проверить, что при  $U_0=0$  выражение (34) переходит в хорошо известную формулу дифференциального сечения тормозного излучения электронов, рассеивающихся на неподвижном кулоновом центре, которая в атомных единицах при  $k_i = k_{iz}$  имеет следующий вид [48]:

$$d\sigma_{0\omega} = \frac{16}{3} \alpha^3 Z^2 \frac{1}{k_{iz}^2} \ln \frac{k_f + k_{iz}}{k_{iz} - k_f} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (35)$$

Если, при излучении фотона, электрон переходит в состояния с  $k_{fz}^2/2 = (k_{iz}^2 - 2\omega) \cos^2 \theta_f / 2 \leq U_0$ , то его волновая функция будет определяться выражением:

$$\Psi_{0k_{fz}}(z) = \begin{cases} R_{k_{fz}} \exp(z\bar{g}_{fz}), & \text{если } z \leq 0 \\ G_{k_{fz}} \exp(ik_{fz}z) + H_{k_{fz}} \exp(-ik_{fz}z), & \text{если } z \geq 0, \end{cases}$$

где  $\bar{g}_{fz} = \sqrt{2U_0 - k_{fz}^2}$ ,  $R_{k_{fz}} = k_{fz} / \sqrt{\pi U_0}$ .

В этом случае сечение излучения фотона, отнесенное к элементу частоты, будет определяться формулой:

$$d\sigma_{\omega 0+} = \frac{16\pi^2}{3} \alpha^3 Z^2 \frac{\sqrt{k_{iz}^2 - 2\omega}}{k_{iz}} \frac{d\omega}{\omega} \int_0^{\eta_1} \left[ |S_5|^2 + |S_6|^2 \right] d\eta, \quad (36)$$

$$S_5 = C_{k_{iz}} R_{k_{fz}}^* \left\{ \frac{q_{\perp} + \bar{g}_{fz} - ik_{iz}}{(q_{\perp} + \bar{g}_{fz})^2 + g_{iz}^2} + \frac{(q_{\perp} + \bar{g}_{fz})(q_{\perp}^2 + k_{fz}^2) + (q_{\perp} - \bar{g}_{fz})k_{iz}^2}{(k_f^2 + k_{iz}^2)^2 - 4k_{fz}^2 k_{iz}^2} + \frac{ik_{iz}(q_{\perp}^2 + k_{iz}^2 - k_{fz}^2 + 2q_{\perp} \bar{g}_{fz})}{(k_f^2 + k_{iz}^2)^2 - 4k_{fz}^2 k_{iz}^2} \right\};$$

$$S_6 = C_{k_{iz}} R_{k_{fz}}^* \left\{ -\frac{q_{\perp} + \bar{g}_{fz} - ik_{iz}}{(q_{\perp} + \bar{g}_{fz})^2 + g_{iz}^2} + \frac{(q_{\perp} + \bar{g}_{fz})(q_{\perp}^2 + k_{fz}^2) + (q_{\perp} - \bar{g}_{fz})k_{iz}^2}{(k_f^2 + k_{iz}^2)^2 - 4k_{fz}^2 k_{iz}^2} + \frac{ik_{iz}(q_{\perp}^2 + k_{iz}^2 - k_{fz}^2 + 2q_{\perp} \bar{g}_{fz})}{(k_f^2 + k_{iz}^2)^2 - 4k_{fz}^2 k_{iz}^2} \right\}.$$

Сечение (отнесенное к элементу частоты) для переходов электронов при их излучении фотонов будет определяться суммой выражений (34) и (36), когда  $\omega_1 < 1$ . При частотах, когда

формально  $\omega_1 > 1$ , сечение будет определяться выражением (36) с  $\omega_1 = 1$ . Интегрирование в этих выражениях приводит к очень громоздким и ненаглядным формулам. Здесь мы ограничимся графическим сравнением функций  $F = \omega d\sigma_{0\omega} / (\alpha^3 Z^2 d\omega)$ , при  $k_{zi} = 30$ , и

$$F_1 = \omega \left( d\sigma_{\omega < \frac{k_{iz}^2}{2} - U_0} + d\sigma_{\omega > \dots} \right) / (\alpha^3 Z^2 d\omega),$$

при  $k_{zi} = 30$  и  $U_0 = 445$  на интервале частоты  $\omega \in (1, 5)$ , когда  $\eta_1 \leq 1$ , и на интервале частоты  $\omega \in (5, 450)$ , когда  $\eta_1 = 1$ .

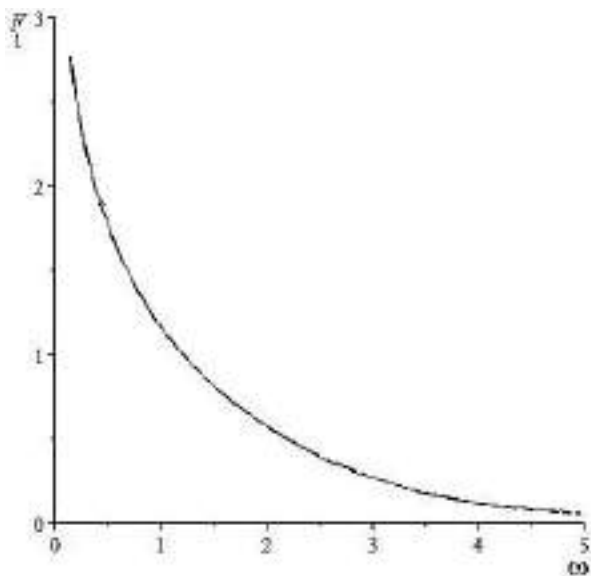


Рис. 1. Функции  $F_1$  при  $k_{zi} = 30$  и  $U_0 = 445$

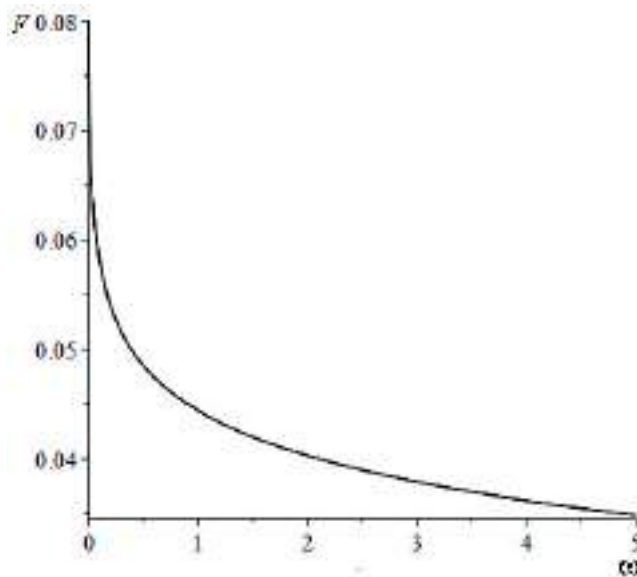


Рис. 2. Функции  $F$  при  $k_{zi} = 30$

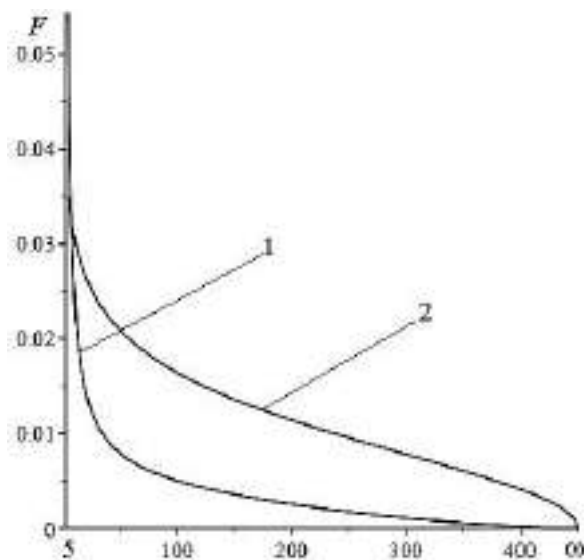


Рис. 3. Функции  $F$ : 1 – кривая соответствует функции  $F_1$  при  $k_{zi} = 30$  и  $U_0 = 445$ ; 2 – кривая соответствует функции  $F$



Из рис. 1-3 следует, что появление внешнего электрического поля может привести к заметному изменению интенсивности тормозного излучения электронов при их рассеянии на кулоновом центре, находящемся в таком поле. Отметим, что, как и в [1], где рассматривалась подобная задача, но только с однородным внешним полем, мы считали малым вклад в излучение фотона электроном его взаимодействие с внешним неоднородным электрическим полем. Следовательно, изменение сечения в настоящей теории происходит только за счет изменения средней плотности зарядов излучающих электронов при их взаимодействии с внешним полем. В [1] не были найдены сечения, отнесенные только к элементу частоты фотона. Поэтому сравнивать результаты этой работы с результатами, полученными здесь не совсем корректно. Однако, учитывая осцилляционный характер полученных в [1] сечений, можно ожидать, что сечения, отнесенные только к элементу частоты в однородном поле, не так сильно, как здесь отличаются от сечений тормозного излучения фотонов на изолированном кулоновом центре.

#### Список источников

1. Крылов В. И. Тормозное излучение, возникающее при столкновении частиц во внешнем электрическом поле // Известия вузов. Физика. 1994. № 7. С. 46–50.
2. Крылов В. И., Хомяков В. В. Тормозное излучение нерелятивистских электронов, пронизывающих многослойную упорядоченную систему кулоновых центров при наличии внешнего электрического поля // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 13.
3. Крылов В. И. Об отсутствии предельного перехода к классической электродинамике в квантовом описании тормозного излучения электрона при его ускорении или торможении интенсивным электрическим полем // Бюллетень научных сообщений. Хабаровск : Изд-во ДВГУПС, 2023. № 28. С. 17–28.
4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М. : Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1953. 680 с.
5. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М. : Наука, 1989. 723 с.

УДК 526.3

### СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ДИНАМИКА КОНЦЕНТРАЦИИ НАНОЧАСТИЦ В НАНОЖИДКОСТИ (НЕЛИНЕЙНЫЙ ПОДХОД)

А. И. Ливашвили, П. В. Виноградова

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск  
E-mail: [livbru@mail.ru](mailto:livbru@mail.ru)

*Получено точное решение системы нелинейных уравнений, описывающих нелинейную динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде, подверженной лазерному облучению. При этом учитывается зависимость коэффициента теплопроводности от концентрации*

Стремительный прогресс в области нанотехнологий предоставил исследователям широкий арсенал новых материалов с уникальными оптическими и физико-химическими свойствами для применений в биологии и медицине [1-3]. К числу таких материалов относят коллоидные суспензии или, как сейчас их принято называть, наножидкости (при исследовании

оптических свойств наножидкости принимается, что длина световой волны, которой её облучают, много больше размеров частиц), широко применяются в различных сферах нанотехнологии.

Не смотря на большое число публикаций по этой проблематике [4-9], многие вопросы, связанные с процессами переноса в наножидкостях, остаются невыясненными.

Целью нашей работы является теоретическое исследование динамики концентрации наночастиц в жидкофазной среде, подвергаемой лазерному облучению постоянной интенсивности. Коэффициент поглощения излучения принимаем постоянным (рис. 1).

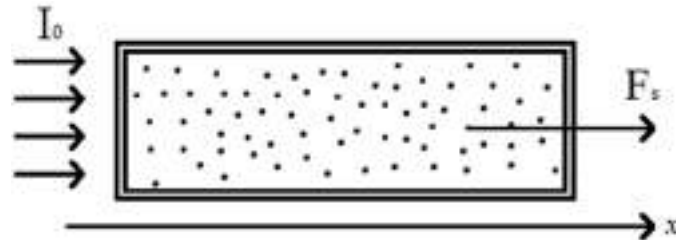


Рис. 1. Геометрия задачи

Запишем систему балансных уравнений теплопроводности и переноса массы (наночастиц) [10]:

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda(C) \overrightarrow{\text{grad}T}) + \alpha I_0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \text{div}(D \overrightarrow{\text{grad}C}) + D_T \text{div}(C(1-C) \overrightarrow{\text{grad}T}) - \overline{V} \cdot \overrightarrow{\text{grad}C} \quad (2)$$

где  $T$  - температура среды,  $C$  - объёмная концентрация среды,  $\lambda(C)$  - коэффициент теплопроводности среды,  $\alpha$  - коэффициент поглощения световой волны,  $I_0$  - интенсивность падающего излучения  $D$  - коэффициент диффузии наночастиц,  $D_T$  - коэффициент термодиффузии,  $C_p, \rho$  - теплофизические постоянные: теплоёмкость и плотность среды соответственно.

Будем рассматривать одномерный случай, пренебрегая, ввиду его малости, эффектом Дюфура. Мы также не учитываем потоки, вызванные электрострикцией наночастиц. Динамику наночастиц будем изучать на фоне стационарной температуры среды -  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , что вполне оправдано, т.к. тепловые процессы устанавливаются на 2-3 порядка быстрее диффузионных. Нас также будут интересовать процессы с  $C \ll 1$ . Это неравенство гарантирует нам отсутствие процессов коагуляции (слипания) наночастиц.

Согласно теоретическим и экспериментальным работам [11-12], концентрационную зависимость коэффициента теплопроводности среды при малых концентрациях можно считать линейной:

$$\lambda(C) = \lambda_0(1 + pC), \quad (3)$$

где  $\lambda_0$  - значение коэффициента теплопроводности несущей жидкости (без наночастиц), параметр  $p$  - линейный коэффициент ( $0 < p < 1$ ).

Учитывая стационарный температурный режим, равенство (3) и малую концентрацию, из уравнения теплопроводности получим:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -\frac{\alpha}{\lambda_0(1+pC)} I_0 \approx -\frac{\alpha}{\lambda_0} I_0 (1 - pC). \quad (pC \ll 1). \quad (4)$$

Для дальнейшего математического упрощения задачи, в диффузионном уравнении (2) будем пренебрегать слагаемым, которое пропорционально  $\nabla[C(1 - C)]\nabla T$ . Дело в том, что сравнительная оценка этого выражения со слагаемым типа  $C(1 - C)\nabla^2 T$  даёт следующие результаты: в случае освещения наножидкости излучением с гауссовым профилем интенсивности неравенство

$$|C(1 - C)\nabla T| \leq |C(1 - C)\nabla^2 T|$$

доказывается прямым вычислением, а при равномерно распределённой интенсивности даже грубые оценки показывают, что левая часть этого неравенства не превосходит правую.

Используя приближение (4), уравнение для концентрации (2) можно записать в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \frac{DS_T \alpha I_0}{\lambda_0} (1 - pC)(1 - C)C, \quad (5)$$

где  $S_T = \frac{D_T}{D}$  – коэффициент Сорэ.

Введём безразмерные переменные:  $\tau = \frac{DS_T \alpha I_0}{\lambda_0} t$ ,  $y = \left(\frac{S_T \alpha I_0}{\lambda_0}\right)^{\frac{1}{2}} x$ .

Тогда уравнение (5) примет вид

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - (1 - pC)(1 - C)C \quad (6)$$

Полученное уравнение известно как уравнение реакции диффузии. Доказано, что при непрерывности однородного слагаемого уравнение (6) имеет частное автомодельное решение в виде бегущей волны.

Уравнение (6) имеет однородные решения:  $C_1 = 0$ ,  $C_2 = 1/p$ ,  $C_3 = 1$ . ( $p > 1$ )

Для нахождения явного вида решения воспользуемся подстановкой Коула=Хопфа:

$$C(y, \tau) = \frac{W'_y}{W} \cdot \mu, \quad W = W(y, \tau). \quad (7)$$

Подставляя (7) в уравнение (6), получим систему переопределённых уравнений относительно функций  $W(y, \tau)$ , решая которую и используя (7), получим частное решение уравнения (6):

$$C(y, \tau) = \frac{A \exp[(3k_1^2 - k_1(1 + p))\tau + k_1 y] + B \exp[(3k_2^2 - k_2(1 + p))\tau + k_2 y]}{M \exp[(3k_1^2 - k_1(1 + p))\tau + k_1 y] + N \exp[(3k_2^2 - k_2(1 + p))\tau + k_2 y] + G} \quad (8)$$

где:  $k_{1,2} = \frac{1}{2}(1 \pm \sqrt{5})$ .

Таким образом, мы получили «двухфазное» решение, которое описывает автоволну с неизменяющимся профилем фронта (кинк) (рис. 2). Постоянные в решении могут быть определены из начальных условий. Заметим, что наличие в знаменателе постоянной  $G$  приводит к появлению особенности в решении (8).

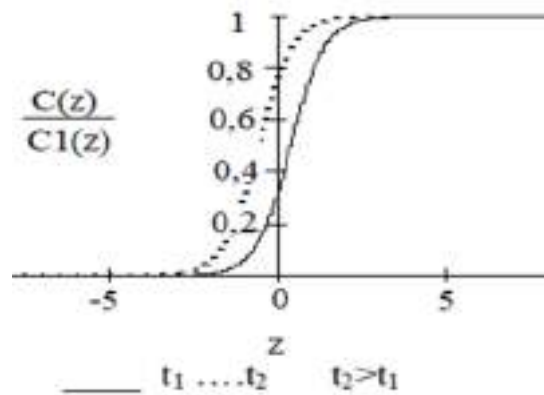


Рис. 2. Профили решения (8) при различных значениях параметров

Возвращаясь к уравнению (5), подчеркнём тот факт, что при его получении, мы предполагали протекание процессов с нормальной термодиффузией. Рассмотрение случая с аномальной приводит к тому, что выражение для концентрации становится комплекснозначным, что приводит к потере его физического смысла. Очевидно, требуется дополнительное изучение этого вопроса.

#### Список источников

1. Рудяк В. Я., Минаков А. В. Современные проблемы микро- и нанофлюидики. Новосибирск : Наука, 2016. С. 296.
2. Baig N., Kammakakam I., Falath W. Nanomaterials: a review of synthesis methods, properties, recent progress, and challenges // *Materials Advances*. 2021. 2. P.1821–1871.
3. Kolahalam A. Kasi Viswanath Review on nanomaterials: Synthesis and applications // *Materials today*, 2019. Vol. 18, part 6. P. 2182–2190.
4. Сироткина А. Л., Федорович Е. Д., Перспективы использования наножидкостей в системах отвода тепла в авариях, с плавлением активной зоны // *Глобальная ядерная безопасность*. 2017. № 2. С. 81–88.
5. Иванов В. И., Ливашвили А. И. Эффект Дюфура в дисперсной жидкофазной среде в поле гауссова пучка // *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов : межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Тверь : Твер. гос. ун-т, 2013. Вып. 5. С. 116–119.*
6. Concentration dynamics of nanoparticles under a periodic light field / A. I. Livashvili, V. V. Krishtop, T. N. Bryukhanova [et. al] // *Physics Procedia*, 2015. 73. P. 156–158.
7. Appearance of a Solitary Wave Particle Concentration in Nanofluids under a Light Field / A. I. Livashvili [et. al] // *Nanomaterials*, 2021. (11). P. 1291.
8. Traveling-wave convection in colloids stratified by gravity / B. L. Smorodin, L. N. Cherepanov, B. I. Myznikova [et. al] // *Physical Review*, 2011. Vol. 84. P. 026305.
9. Dynamics of nanoparticle concentration in nanofluids under laser light field / A. I. Livashvili, V. V. Krishtop, P. V. Vinogradova [et. al] // *A I 1, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf.* 2017. Series 936. P. 012079.
10. Гроот С. Д., Мазур П. А. Динамика необратимых процессов. М. : Мир, 1968.
11. Черепанов И. Н., Попов В. А. Экспериментальное исследование влияния концентрации на параметры наножидкости // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2017. Вып. 2(36). С. 26–31.
12. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. О влиянии концентрационной зависимости вязкости на конвективную неустойчивость горизонтального слоя коллоидного раствора // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2019. Вып. 1(36). С. 26–30.

УДК 519.67

## РАЗРАБОТКА ОСТАТОЧНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ И ДИАГНОСТИКИ РАКА КОЖИ

**В. В. Насыров**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

E-mail: [000612@pnu.edu.ru](mailto:000612@pnu.edu.ru)

*В работе описано применение остаточной нейронной сети (ResNet), разработанной для классификации дерматоскопических изображений кожных образований, с целью предварительной диагностики раковых заболеваний кожи.*

По обновленным в 2024 г. данным базы данных GLOBOCAN 2022 [1], которые приводятся Международным агентством по изучению рака (IARC) [2], злокачественные новообразования кожи являются одной из достаточно распространенных форм онкологических заболеваний в мире. Поэтому развитие способов ранней диагностики одного из самых опасных видов рака кожи – злокачественной меланомы – является крайне актуальной задачей.

В настоящее время основным стандартом диагностики новообразований является гистологическое исследование. Однако, этот метод не лишен известных недостатков: в силу различных причин есть вероятность постановки неверного диагноза [3]; забор биоптата из организма пациента может также спровоцировать развитие опухоли [4] в случае злокачественной меланомы.

Что приводит к тому, что визуальное исследование врачом дерматологом дерматоскопических изображений становится не только предварительным методом диагностики, но и при поддержке цифровых технологий может стать перспективным оптическим методом диагностики кожных заболеваний. Так, например, точность гистологии в таком случае можно повысить с помощью специального программного обеспечения для морфологической диагностики, например, Digital Pathology, а также при помощи различных алгоритмов и методов машинного обучения [5].

Исследования в области применения нейросетей для распознавания поражений кожи, которые активно ведутся и широко внедряются (например, [6, 7]) могут предоставить возможность делать быструю и относительно точную оценку заболеваний кожи. В данной работе предлагается использовать для анализа дерматоскопических изображений остаточную нейронную сеть.

В работе были использованы свободно распространяемые дерматоскопические изображения из базы данных организации The International Skin Imaging Collaboration (ISIC) за 2019 г. [8] и 2020 г. [9], содержащих 25331 и 33126 размеченных изображений (таблица, столбцы 2-3).

#### Состав наборов изображений

Набор изображений	Изображений без меланомы	Изображений с меланомой	Тренировочный набор	Валидационный набор	Проверочный набор
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
ISIC 2019	20809	4522	20239	2547	2547
ISIC 2020	32542	584	25151	3351	4625

Для обучения нейросети и проверки качества нейросети, использовались сформированные псевдослучайным способом тренировочный, валидационный и проверочный наборы, содержащих примерно 80 %, 10 % и 10 % исходных изображений, соответственно (таблица, столбцы 4-6). Все изображения были подвергнуты предварительной обработке: выполнена цветокоррекция, фильтрация шумов, уменьшение разрешения изображений до 256x256 пикселей, а также применен алгоритм удаления волос с изображений [10].

Программа-классификатор изображений использует ансамбль модифицированных ResNet сетей, содержащих инвертированные остаточные блоки. Данная идея была предложена в архитектуре EfficientNet [11]. Нейросеть содержит около 15 млн. параметров.

Архитектура нейросети и размер входного изображения были подобраны в ходе ряда вычислительных экспериментов исходя из характеристик использованного для расчетов компьютера (процессор i5-12600K, видеокарта RTX 4060 8ГБ, оперативная память 32 ГБ). Для ускорения процесса обучения расчет выполнялся на процессорах видеокарты, что давало основное ограничение на параметры модели, при этом одна эпоха обучения занимала примерно 1 час. Метрики обучения показаны на рис. 1. За 33 эпохи обучения модель достигает точности 74%

на валидационном наборе, причем поведение графика зависимости потерь от количества эпох демонстрирует отсутствие переобучения.

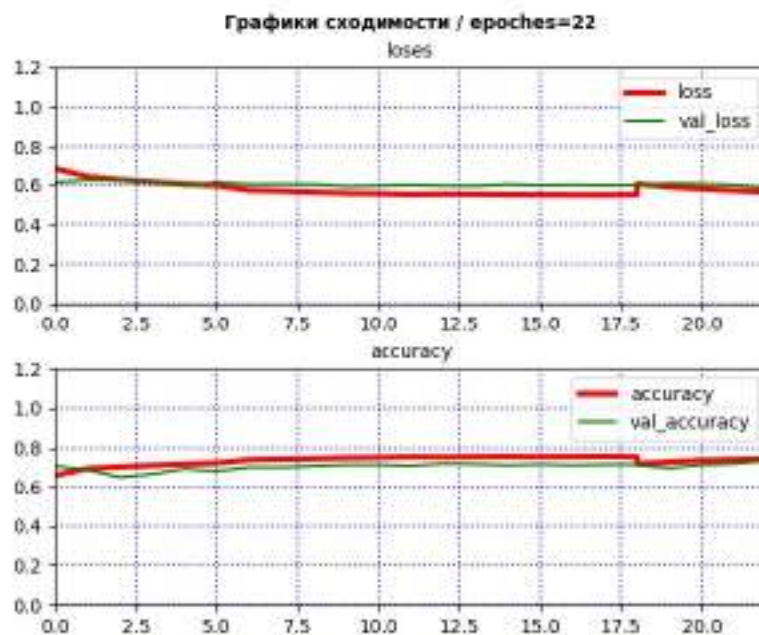


Рис. 1. Метрики: красная прямая – тренировочный набор, зеленая – валидационный набор

Для оценки способности модели к распознаванию и классификации новых дерматологических изображений на этапе формирования наборов из исходных данных было выделено два псевдослучайных тестовых набора (таб. 1, столбец б) с которыми нейросеть не знакома. На рис. 2 представлены матрицы ошибок модели на тестовых изображениях. Количество правильно классифицированных изображений около 74%, что соответствует точности на валидационном наборе.

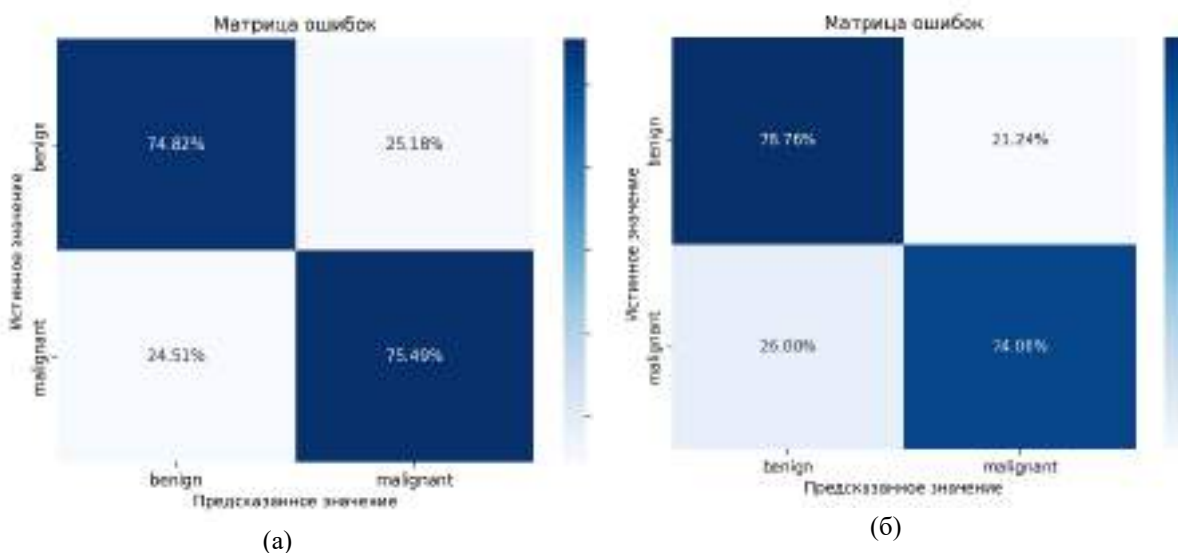


Рис. 2. Матрица ошибок для тестовых наборов: а – 2019 г., б – 2020 г.

На рис. 3, 4 приведены примеры правильно распознанных изображений, на рис. 5, 6 – примеры неверной классификации.

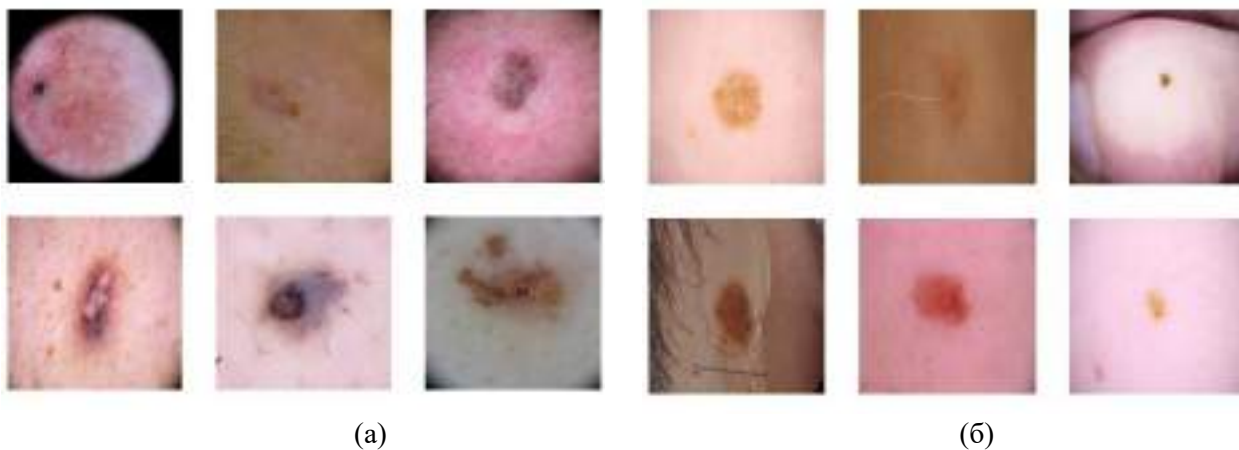


Рис. 3. Пример правильно распознанных «не раковых» изображений: а – 2019 г., б – 2020 г.

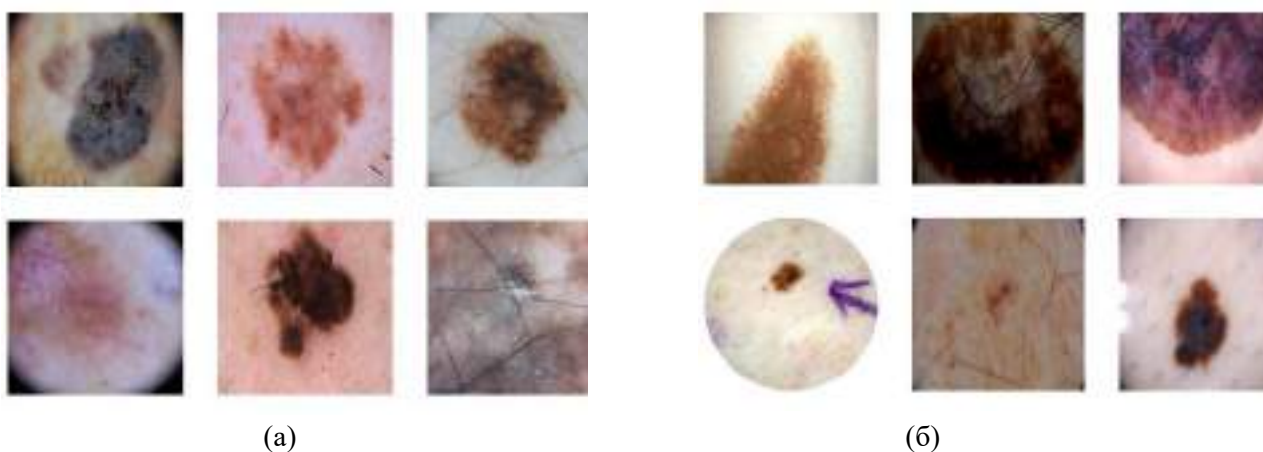


Рис. 4. Пример правильно распознанных «раковых» изображений: а – 2019 г., б – 2020 г.

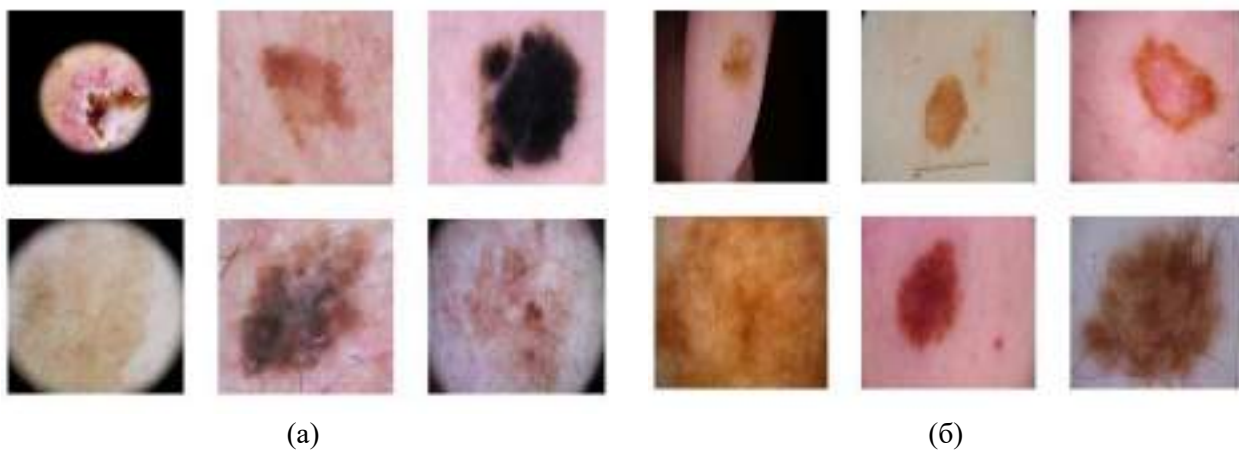


Рис. 5. Пример ошибочно распознанных «не раковых» изображений: а – 2019 г., б – 2020 г.

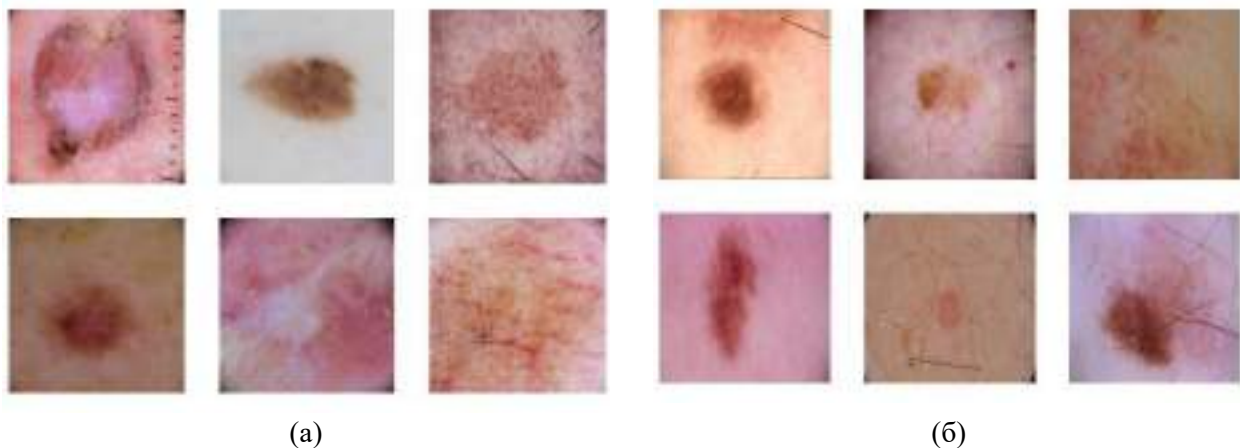


Рис. 6. Пример ошибочно распознанных «раковых» изображений: а – 2019 г., б – 2020 г.

Классическими дерматоскопическими критериями определения меланомы считаются

- «правило ABCDE»:
  - A – (asymmetry) асимметрия новообразования
  - B – (border) четкость и ровность краев
  - C – (color) цвет
  - D – (diameter) диаметр
  - E – (evolution) эволюция, т.е. прогрессирование со временем
- критерий 4х4:
  - цвет – черный, коричневый, серый, голубой
  - рисунок – глобулярный, ретикулярный, звездчатый, однородный синий
  - распределение пигмента – мультифокальное, центральное, эксцентричное, равномерное
  - локализация – лицо, ладони/стопы, ногтевая пластина, слизистые оболочки.

Достигнутая в работе точность в целом соответствует (и даже несколько превосходит) отмечаемой в специализированной литературе точности постановки предварительного диагноза при визуальном осмотре врачом-дерматологом. Входными параметрами построенной нейросети является только входное дерматоскопическое изображение, без учета других возможных данных, например, локализация или динамика изменения. В дальнейшем предполагается повысить качество модели посредством учета большего количества входных параметров.

#### Список источников

1. Global cancer statistics 2022: GLOBOCAN estimates of incidence and mortality worldwide for 36 cancers in 185 countries / F. Bray, M. Laversanne, H. Sung [et al.] // CA Cancer J Clin. 2024. Vol. 74(3). P. 229–263.
2. Ranking (Melanoma of skin), estimated number of new cases in 2020, both sexes, ages 0-74 (excl. NMSC) – International Agency for Research on Cancer (IARC) [Электронный ресурс]. URL: <https://gco.iarc.who.int/today> (дата обращения: 11.08.2024).
3. Кит О. И., Фоменко Ю. А., Карнаухов Н. С. Частота расхождения диагноза в прижизненной патологоанатомической диагностике онкологических заболеваний (по материалам пересмотра готовых гистологических препаратов в патологоанатомическом отделении ФГБУ РНИОИ МЗ РФ) // Research'n Practical Medicine Journal. 2019.
4. Friedman R. J. Early detection of malignant melanoma: the role of physician examination and self-examination of the skin // CA: a cancer journal for clinicians. 1985. Vol. 35(3). P. 130–151.
5. Oliveira R. B., Filho M. E., Zhen Ma Computational methods for the image segmentation of pigmented skin lesions: A review, Computer Methods and Programs in Biomedicine. 2016. Vol. 131. P. 127–141.



6. Superior skin cancer classification by the combination of human and artificial intelligence / A. Hekler, J. S Utikal [et. al] // Eur J Cancer. 2019. Vol. 1(120). P. 114–121.
7. Adegun A., Viriri S. Deep learning techniques for skin lesion analysis and melanoma cancer detection: a survey of state-of-the-art // Artif Intell Rev, 2021. Vol. 54. P. 811–841
8. Tschandl P., Rosendahl C., Kittler H. The HAM10000 dataset, a large collection of multi-source dermatoscopic images of common pigmented skin lesions // Sci. Data. 2018. Vol. 5, P. 161.
9. Rotemberg, V. A patient-centric dataset of images and metadata for identifying melanomas using clinical context // Sci Data. 2021. Vol. 8. P. 34.
10. Bibiloni P., González-Hidalgo M., Massanet S. Skin hair removal in dermoscopic images using soft color morphology // Springer, Cham. Conference on Artificial Intelligence in Medicine in Europe. 2017. P. 322–326.
11. Ahmed, Tashin & Sabab, Noor. Classification and understanding of cloud structures via satellite images with EfficientUNet // SN Computer Science. 2020. Vol. 3(1).

УДК 004.942

## **ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ДЕФОРМАЦИИ ИЗГИБА, ВОЗНИКАЮЩЕЙ КАК РЕЗУЛЬТАТ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ФАКТОРОВ**

**Е. В. Резак**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск  
E-mail: [010931@pnu.edu.ru](mailto:010931@pnu.edu.ru)

*В статье рассмотрены конструктивные особенности оптического волокна как среды распространения сигнала. Представлен алгоритм исследования математической модели волокна при исследовании влияния на него деформации, возникающей в результате воздействия внешних и внутренних факторов. С помощью разработанной модели в системе компьютерной математики приведен расчет основных параметров оптического волокна.*

Цифровая составляющая прочно вошла в жизнь современного человека и приобрела глобальный характер. Для ее реализации требуется увеличение скорости передачи информации по сетям связи и усовершенствование способов доступа к ее получению. Это зависит как от разработки современных, так и модернизации уже имеющихся телекоммуникационных линий связи.

В силу специфичности отрасли связи, что связано с большой протяженностью линий, при этом само оптическое волокно имеет малые поперечные размеры и не малую стоимость, как самих материалов, так и работ по созданию линии, усложняющих процесс исследования в реальных условиях, необходимо проводить предварительное моделирование процесса [1-3] поведения оптического волокна с помощью математических моделей, включающих различные условия, приближенные к реальным [4-5]. При этом для ускорения расчетов будем рассматривать построения и исследования математических моделей, изучение которых будет происходить с помощью специализированных программ или пакетов для математического моделирования [6].

Оптическое волокно, являясь диэлектрической направляющей средой, в обобщенном виде представляет собой тонкую нить (длинный, тонкий, прозрачный, однородный сплошной цилиндр) из стекла или пластика (прозрачных материалов), применяемого для распространения

электромагнитных волн оптического и инфракрасного диапазонов внутри себя посредством полного внутреннего отражения. Конструктивно оптическое волокно состоит из сердцевинки и оптической оболочки, изготовленных из специальных материалов для возможности распространения оптического излучения по волокну. Показатель преломления сердцевинки волокна варьируется в пределах от 1.4 до 1.5, при этом показатель преломления оптической оболочки меньше, что обеспечивает полное внутреннее отражение света от границ раздела сердцевинка-оболочка.

В результате внешних воздействий, на волокно начинают действовать силы, приводящие к его деформации. При этом с волокном происходят различные изменения, такие как удлинение и/или укорочение по различным направлениям.

Рассмотрим деформацию изгиба оптического волокна. При этом необходимо учитывать, что деформации волокна по различным осям происходят неодинаково, так как при изгибе происходят пространственные изменения структуры волокна по трем направлениям, в отличие от простого растяжения или сжатия. Таким образом, составляющие механического напряжения в изогнутом волокне выражаются формулами (1):

$$\sigma_x = \frac{E}{2R^2}(x^2 - b^2), \sigma_y = 0, \sigma_z = \frac{E}{R}x, \quad (1)$$

где  $E$  – модуль Юнга,  $x$  – координата относительно центральной оси волокна.

С учетом эффекта Пуассона и механического напряжения, составляющие относительных деформаций имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \varepsilon_x = \frac{1}{2R^2}(x^2 - b^2) - \frac{\mu}{R}x \\ \varepsilon_y = -\mu \left[ \frac{1}{2R^2}(x^2 - b^2) + \frac{1}{R}x \right] \\ \varepsilon_z = \frac{1}{R}x - \frac{1}{2} \frac{\mu}{R^2}(x^2 - b^2) \end{cases}, \quad (2)$$

где  $\mu$  – отношение Пуассона.

В системе (2) учтены все составляющие, включая квадратичные в отличие от классической теории, в которой не рассматриваются значения  $x \ll b$ , что приводит к потере полной картины, происходящей в оптическом волокне под воздействием деформации изгиба.

Важным значением для оптического волокна является показатель преломления, найденный в [7-10]. Так изменение показателя преломления в направлении координатных осей с учетом (1) и (2) принимает вид, представленный системой (3).

$$\begin{cases} n_x = n + \frac{n^3}{2} \left[ \frac{\mu}{R^2} \left( p_{12} - \frac{p_{11}}{2\mu} \right) x^2 + \frac{\mu}{R} \left( p_{11} + p_{12} - \frac{p_{12}}{\mu} \right) x + \frac{\mu}{R^2} \left( \frac{p_{11}}{2\mu} - p_{12} \right) b^2 \right] \\ n_y = n + \frac{n^3}{4} \left[ \frac{\mu}{R^2} \left( p_{11} - \frac{p_{12}}{\mu} + p_{12} \right) x^2 + \frac{\mu}{R} \left( 2p_{11} + 2p_{12} - \frac{2p_{12}}{\mu} \right) x + \frac{\mu}{R^2} \left( \frac{p_{12}}{\mu} - p_{12} - p_{11} \right) b^2 \right] \\ n_z = n + \frac{n^3}{4} \left[ \frac{\mu}{R^2} \left( p_{11} - \frac{p_{12}}{\mu} + p_{12} \right) x^2 + \frac{\mu}{R} \left( 4p_{12} - \frac{2p_{11}}{\mu} \right) x + \frac{\mu}{R^2} \left( \frac{p_{12}}{\mu} - p_{12} - p_{11} \right) b^2 \right] \end{cases}. \quad (3)$$

Для ускорения процессов расчета, составляющих показателя преломления оптического волокна, произведем их с помощью системы компьютерной математики (пакет Mathcad).

Данный пакет выбран в связи с его широкими возможностями, заключающимися в интеграции между собой различных компонентов [4-5].

Во-первых, достаточно мощный текстовый редактор, который позволяет вводить, редактировать и форматировать текст и математические выражения на общепринятом языке математических символов и формул без применения специальных команд или операторов.

Во-вторых, встроенный вычислительный процессор, который умеет проводить расчеты по введенным формулам и выражениям с использованием различных встроенных методов расчета с появлением промежуточных результатов по мере ввода очередной формулы.

В-третьих, входной язык ввода системы является интерпретирующим, то есть встроенный символьный процессор, который, на сегодняшний момент, можно рассматривать фактически как системы искусственного интеллекта.

В-четвертых, интерфейс данного компьютерного пакета является визуальным (здесь реализован принцип «WYSIWYG»), а значит, что практически любые действия в системе компьютерной математики Mathcad можно выполнять без помощи клавиатуры, выбирая нужные пункты меню или инструменты на панелях.

На основе уже имеющейся уточненной математической модели проведем вычисления по следующему алгоритму [11-12]:

1. Проведем обозначения формул (1-3) в системе компьютерной математики.
2. Введем необходимые величины.
3. Запишем выражения для расчетов как это принято в данном компьютерном пакете (рис. 1).



Рис. 1. Символьные значения показателя преломления

4. Вычисления будут проводиться в виде выполнения символьных операций через присвоение переменных и вызова функции collect.

5. Проведем группировку по заданным параметрам, для удобства расположения формул.

6. В результате появится строка с вычислением приведения подобных слагаемых, которые выполняются во встроенном символьном процессоре (рис. 2). Результат получаем в символьной форме.

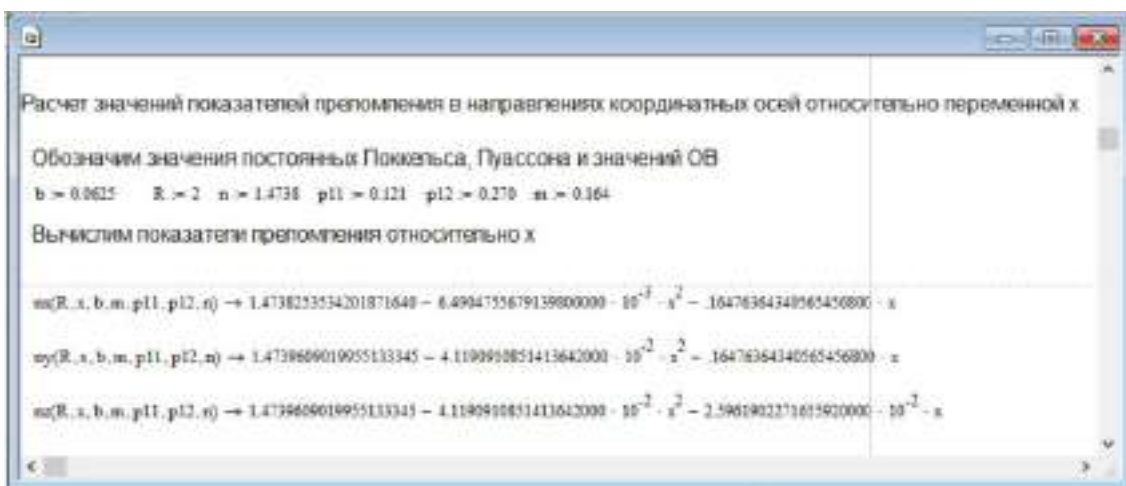


Рис. 2. Значения показателя преломления с учетом постоянных величин

Для простоты восприятия вычисления представлены в табличной форме. Шаг вычисления выбран  $h=0.0004$  мм, для упрощения восприятия таблиц (рис. 3).

z =	m(R, x, b, m, p11, p12, n)	m(R, x, b, m, p11, p12, n)	m(R, x, b, m, p11, p12, n)
-0.004	1.4744843	1.4745193	1.47406409
-0.0036	1.47441842	1.47455352	1.47406383
-0.0032	1.47435253	1.47448772	1.47406356
-0.0028	1.47428664	1.47442192	1.47406327
-0.0024	1.47422075	1.4743561	1.47406297
-0.002	1.47415485	1.47429026	1.47406266
-0.0016	1.47408896	1.47422442	1.47406234
-0.0012	1.47402306	1.47415856	1.473992
-0.0008	1.47395716	1.47409269	1.47398185
-0.0004	1.47389126	1.4740268	1.47397128
0	1.47382535	1.4739609	1.4739609
0.0004	1.47375945	1.47389499	1.47395051
0.0008	1.47369354	1.47382905	1.47394011
0.0012	1.47362763	1.47376313	1.47392969
0.0016	1.47356171	1.47369717	1.47391926
0.002	1.4734958	1.47363121	1.47390881
0.0024	1.47342988	1.47356523	1.47389836
0.0028	1.47336396	1.47349924	1.47388789

Рис. 3. Расчеты показателей преломления в табличной форме

Полученные численные значения представлены графически на рис. 4. По горизонтальной оси отмечены изменение координаты  $x$  от оси волокна. На вертикальной оси – изменение показателя преломления волокна. Необходимо отметить, что на рис. 4  $x$  – координата относительно центральной оси волокна;  $n$  – значение показателя преломления сердечника неизогнутого волокна;  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  – значения показателя преломления изогнутого волокна в направлении координатных осей внутри сердечника.

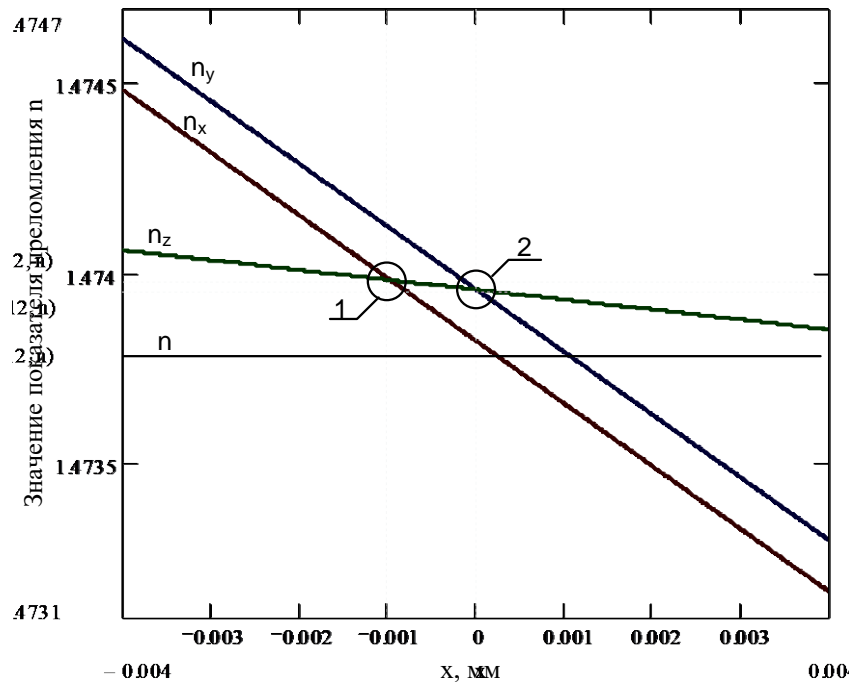


Рис. 4. Изменения составляющих показателя преломления волокна внутри сердечника

В результате на графике получены два состояния волокна точки 1 и 2 (рис. 4) – это точки перехода изогнутого оптического волокна из двухосного состояния «кристалла» в одноосное.

На рис. 4 видны изменения значений показателей преломления в зависимости от изменения значения координаты  $x$ , при этом значения  $n_x$ ,  $n_y$  и их разности, не зависят от других координат.

Согласно полученным теоретическим расчетам (рис. 4) распространение излучения в изогнутом волокне происходит как внутри двухосного кристалла. При этом существуют два таких взаимных расположения  $n_x$ ,  $n_y$  и  $n_z$  (точки 1 и 2 на рис. 4) при которых значения  $n_x = n_z$  и  $n_y = n_z$ , таким образом, в данных точках свет распространяется по деформированному волокну как по одноосному кристаллу.

Согласно полученным результатам, полученным для уточненной математической модели деформированного оптического волокна можно сделать следующие выводы.

Во-первых, показатели преломления для всех трех взаимно перпендикулярных направлений неодинаковы, то есть при изгибе оптического волокна распространение света в нем происходит, как по двухосному анизотропному кристаллу.

Во-вторых, в случаях при  $x_1=0$  и  $x_2=-l$  мкм распространение света по изогнутому волокну происходит как по одноосному кристаллу.

В-третьих, значения показателей преломления изогнутого волокна в направлении координатных осей  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  принимают значение показателя преломления неизогнутого волокна (рис. 4) на расстоянии 0.14 мкм, 1 мкм и 6 мкм от оси неизогнутого волокна соответственно.  $n_z$  принимало бы значение равное показателю преломления до изгиба за пределами сердечника волокна, если бы не существовало скачка показателя преломления сердечник-оболочка. В-четвертых, на оси ОВ ( $x_1=0$ ) значения показателя преломления изогнутого ОВ отличаются от показателя преломления недеформированного ОВ, что приводит к сдвигу максимума поля моды.

#### Список источников

1. Ураксеев М. А., Закурдаева Т. А. Математическая модель, чувствительность и статическая характеристика электрооптического прибора // Электротехнические и информационные комплексы и системы. 2017. № 1. С. 86–92.
2. Исламова Э. Ф., Куликов А. В., Плотников М. Ю. Компьютерное моделирование перекрестных помех в информационно-измерительном волоконно-оптическом приборе // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2013. № 5 (87). С. 59–62.
3. Любопытов В. С. Математическая модель полностью оптической системы детектирования параметров распространения мод в оптическом волокне при маломодовом режиме для адаптивной компенсации смещения мод [Электронный ресурс] / В. С. Любопытов, А. З. Тлявлин, А. Х. Султанов, [и др.] // КО. 2013. № 3. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/matematicheskaya-model-polnostyu-opticheskoy-sistemy-detektirovaniya-parametrov-rasprostraneniya-mod-v-opticheskom-volokne-pri> (дата обращения: 11.10.2023).
4. Седов Р. Л. Применение mathcad в реализации математических моделей [Электронный ресурс] // Интерактивная наука. 2022. № 3 (68). URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/primenenie-mathcad-v-realizatsii-matematicheskih-modeley> (дата обращения: 25.10.2023).
5. Романюк Г. Э. Геометрическое моделирование с применением средств компьютерной математики (MATHCAD) [Электронный ресурс] // Вестник ВГТУ. 2006. № 11. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/geometricheskoe-modelirovanie-s-primeneniem-sredstv-kompyu-ternoy-m-a-t-ema-ti-ki-mathcad> (дата обращения: 12.10.2023).
6. Афонин И. Е., Федосеев В. Е. Математическая модель сигнала, отраженного от цели сложной формы [Электронный ресурс] // I-methods. 2015. № 3. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/matematicheskaya-model-signala-otrazhennogo-ot-tseli-slozhnoy-formy> (дата обращения: 13.11.2023).

7. Резак Е. В. Моделирование влияния деформации в одномодовом оптическом волокне на показатель преломления сердечник-оболочка // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2023. № 2. С. 3–11.
8. Резак Е. В. Моделирование влияния деформации в одномодовом оптическом волокне на показатель преломления сердечник-оболочка // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2023. № 2. С. 3–11.
9. Резак Е. В. Моделирование влияния деформации и эффекта фотоупругости на изменение поведения излучения в оптическом волокне // Вопросы устойчивого развития общества. 2023. № 5. С. 17–23.
10. Резак Е. В., Панкратьева С. Г. Модель поведения деформированного оптического волокна // Перспективы науки. 2023. № 7(166). С. 81–84.
11. Резак Е. В. Моделирование и расчет составляющих показателя преломления оптического световода с помощью компьютерного пакета систем компьютерной математики Matcad // Российская наука, инновации, образование (РОСНИО-II-2023) : сборник научных статей по материалам II Всероссийской (национальной) научной конференции с международным участием, Красноярск, 15–17 июня 2023 года. Красноярск: Общественное учреждение «Красноярский краевой Дом науки и техники Российского союза научных и инженерных общественных объединений» 2023. С. 352–358.
12. Резак Е. В. Исследование математической модели изгиба оптического волокна // Информационные технологии и высокопроизводительные вычисления : Материалы VII Международной научно-практической конференции, Хабаровск, 11–13 сентября 2023 года. Хабаровск: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Хабаровский Федеральный исследовательский центр Дальневосточного отделения Российской академии наук, 2023. С. 177–179.
13. Резак Е. В. Математическое моделирование в волоконной оптике как возможность предварительного исследования поведения сигнала при условии внешнего и внутреннего воздействия на оптическое волокно // Far East Math – 2023 : Материалы национальной научной конференции, Хабаровск, 04-09 декабря 2023 года. Хабаровск: Тихоокеанский государственный университет, 2024. С. 28–33.
14. Резак Е. В., Карась Ю. В. Программное средство для моделирования влияния деформации на параметры оптического волокна // Инженерный вестник Дона. 2024. № 2 (110). С. 536–547.

УДК 534.26

## **НОВЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ПОВЕДЕНИИ УЗЛОВ ОБРАТНОЙ РЕШЁТКИ НА ОКРУЖНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ЭВАЛЬДА ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ**

**В. Н. Чуков**

Институт биохимической физики имени Н. М. Эмануэля Российской академии наук, г. Москва  
E-mail: vchukov@mail.ru

*Впервые в литературе получено расширенное решение по сравнению с решением автора, опубликованным ранее, задачи о расположении заданного наперёд произвольного числа узлов обратной резонансной решётки рассеяния на окружности отражения Эвальда в пространстве волновых векторов для рассеяния поверхностной акустической волны Рэлея на решётке разрывов поверхностной шероховатости, имеющей форму прямоугольной полосы. Данные узлы соответствуют произвольным заданным наперёд резонансным углам рассеяния волны Рэлея. В качестве резонансных рассматриваются условия Лауэ-Брэгга-Вульфа для продольной решётки и противоположное условие для поперечной решётки, обусловленное амплитудным форм-фактором решётки, не учитываемым в литературе ранее. Полученное решение позволяет моделировать угловой спектр резонансного коротковолнового рассеяния волны Рэлея в более широких пределах параметров спектра рассеяния.*

## Введение

Волновые процессы природы занимают одно из ведущих мест в теоретической и экспериментальной физике [1-16]. Среди них немалую роль играет рассеяние волн на неоднородностях среды их распространения. Оно классифицируется в физике согласно соотношению длины рассеиваемой волны и характерного размера неоднородной области, как рэлеевское [1], резонансное и диффузное рассеяния [7, 9], когда длина волны много больше, равна по порядку величины и много меньше указанного размера неоднородности соответственно. В соответствии с этим длинноволновое рассеяние подчиняется закону Рэлея, а коротковолновое рассеяние на периодических решётках неоднородностей – условиям рассеяния Лауэ [4, 5] и закону Брэгга-Вульфа [5]. В работах [12-16] получены топологические законы рассеяния поверхностной акустической волны Рэлея [2, 7], обобщающие и, в частности, нарушающие закон рассеяния Рэлея [1] и Лауэ-Брэгга-Вульфа [4, 5]. Последний назван так в согласии с юбилейным сборником классических статей [4], посвящённому пятидесятилетию открытия дифракции лучей Рентгена в кристаллах и законов Лауэ-Брэгга-Вульфа, описывающих их с точки зрения рассеяния волн в периодических структурах неоднородностей [4, 5]. Условия Лауэ и закон Брэгга-Вульфа объединяет их физическая природа как фазового синхронизма рассеянных волн. Кроме этого, закон Брэгга-Вульфа удовлетворяет условиям Лауэ. В литературе принято различать их как описывающие объёмное рассеяние и зеркальное отражение волн соответственно [8, 9].

Согласно закону Лауэ-Брэгга-Вульфа коротковолновое рассеяние волн на периодических решётках неоднородностей, когда длина волны много меньше размера элементарной ячейки решётки, имеет ярко выраженный резонансный угловой спектр – лауэграмму рассеяния. Положение резонансов по двум пространственным углам рассеяния определяется указанным законом [4, 5]. Физически наглядный способ определения, является ли заданный угол резонансным для рассеяния волны с заданной частотой, получил Эвальд [6].

В пространстве волновых векторов падающей и рассеянной волн строится обратная решётка рассеяния, узлы которой соответствуют закону Лауэ-Брэгга-Вульфа и представляют собой всевозможные резонансные значения волнового вектора, переданного при рассеянии от падающей рассеянной волне. Эти значения не привязаны к частоте конкретной рассеиваемой волны. Чтобы ограничиться только теми переданными волновыми векторами, которые вследствие упругого характера рассеяния, не меняющего частоту волны, по величине соответствуют фиксированной, а не произвольной, как во всей обратной решётке, частоте рассеиваемой и рассеянной волн, надо на обратную решётку наложить сферу Эвальда с радиусом равным модулю волнового вектора падающей волны так, чтобы сам этот волновой вектор упирался в любой узел обратной решётки. Тогда переданный волновой вектор, равный разности волновых векторов падающей и рассеянной волн, будет начинаться в указанном узле обратной решётки, а заканчиваться в произвольной точке сферы Эвальда. Два пространственных угла как координаты этой точки определяют направление рассеяния. Если эта точка совпадает с одним произвольным узлом обратной решётки, то данное направление рассеяния является резонансным. Но Эвальд не решал следующие задачи: сколько узлов обратной решётки лежит на сфере Эвальда, соответствующей конкретной заданной частоте падающей волны; или какую частоту волны надо взять, чтобы заданные наперёд углы рассеяния были резонансными, т. е., соответствовали узлам обратной решётки, которые лежат на указанной заданной сфере Эвальда. Указанные задачи для рассеяния плоской волны Рэлея в цилиндрическую волну Рэлея на решётке разрывов шероховатости в форме прямоугольной полосы решены в работах [15, 16]. Цилиндрической рассеянной волне Рэлея соответствует не сфера, а окружность Эвальда в двумерной, а не трёхмерной обратной решётке произвольных, не ограниченных по частоте падающей волны, резонансных волновых векторов.

В [15, 16] рассмотрена одна возможная схема решения поставленных задач на окружности отражения Эвальда. В настоящей работе получены ещё три схемы решения этих задач, расширяющие диапазоны параметров моделируемого углового спектра, т. е., лауэграммы, рассеяния волны Рэля на решётке разрывов шероховатости в форме прямоугольной полосы. Настоящая работа является логическим продолжением работ [15, 16], поэтому все обозначения рассматриваемых в ней физических величин совпадают с [15, 16].

Необходимо заметить, что в [16], кроме решения указанных задач на окружности отражения Эвальда для рассеяния волны Рэля на чисто периодической решётке, получены принципиальные физические результаты, расширяющие и нарушающие закон Лауэ-Брэгга-Вульфа, о влиянии амплитудного форм-фактора решётки разрывов на рассеяние и, в частности, на решение задач об узлах обратной решётки, лежащих на окружности отражения Эвальда. В настоящей работе эти новые топологические законы рассеяния не рассматриваются. Но в качестве условий резонансов, обусловленных продольной структурой шероховатой полосы взят закон Лауэ-Брэгга-Вульфа, а для поперечной структуры – противоположный закон, с точностью до наоборот, обусловленный тем, что амплитуды двух боковых поперечных разрывов полосы равны по модулю, но имеют противоположный знак, что не учитывается законом Лауэ-Брэгга-Вульфа, но рассмотрено в качестве основного условия резонансов в [15, 16]. В [16] рассмотрена также поперечная решётка, состоящая не из двух разрывов, а из произвольного их числа, имеющих произвольный амплитудный форм-фактор, т.е., зависимость разности левого и правого предельных значений шероховатости или её производных в узле «прямой» реальной пространственной решётки разрывов шероховатости от номера этого узла в данной решётке. Цилиндрически симметричная решётка разрывов шероховатости рассмотрена в [14].

#### **Задача об узлах обратной решётки, лежащих на окружности отражения Эвальда**

Рассмотрим указанную задачу для рассеяния поверхностной акустической волны Рэля на решётке разрывов шероховатости в форме прямоугольной полосы.

Пусть плоская поверхностная акустическая волна Рэля [2, 7, 15, 16], распространяющаяся вдоль оси  $x_1$  по свободной поверхности однородного изотропного твёрдого тела, занимающего полупространство  $x_3 \geq 0$  декартовой системы координат  $(x_1, x_2, x_3)$ , падает на шероховатый участок поверхности  $-L_{1,2}/2 < x_{1,2} < L_{1,2}/2$ , имеющий форму прямоугольника с конечными размерами  $L_{1,2}$  вдоль осей  $x_{1,2}$  соответственно. Шероховатость описывается следующей функцией

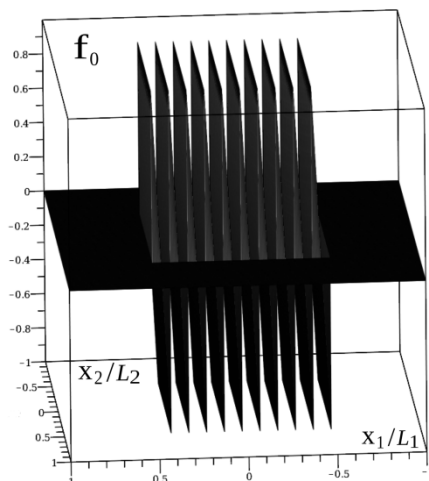
$$x_3 = f^{(2)}(x_1, x_2) = \delta_0 f_0(x_1, x_2) = \delta_0 f_\theta(x_1; -L_1/2; L_1/2) f_\theta(x_2; -L_2/2; L_2/2) f_1(x_1), \quad (1)$$

где  $\delta_0$  есть амплитуда шероховатости, имеющая размерность длины; ступенчатая функция  $f_\theta(x, a, b) = 1$  для  $a < x < b$  и 0 при других значениях  $x$ ;  $f_1(x_1)$  есть произвольная безразмерная детерминированная (не статистическая) функция (рис.).

Необходимо исследовать структуру лауэграммы рассеяния волны Рэля на решётке разрывов шероховатости (1), используя решение задачи рассеяния на этой шероховатости, полученное в работе [15]. Для этого требуется решить задачу о количестве резонансных узлов обратной решётки рассеяния в пространстве волновых векторов падающей плоской и рассеянной цилиндрической волн Рэля. При этом имеются в виду такие узлы данной решётки, которые соответствуют произвольному количеству, заданному наперёд, произвольных углов рассеяния с заданными наперёд значениями. Необходимо найти радиус окружности отражения Эвальда, содержащей указанные узлы обратной решётки рассеяния. С физической точки зрения это означает, что надо найти частоту падающей волны Рэля в зависимости от параметров решётки, для которой указанные произвольные углы рассеяния являются резонансными.



Решение поставленной задачи по одной возможной схеме конфигурации параметров задачи получено в [16]. В настоящей работе получено расширенное решение, содержащее ещё три возможных схемы решения поставленной задачи. Разница между ними определяется разной конфигурацией параметров, формирующих решение. Указанные разные схемы решения вызывают интерес для экспериментальной физики и технологических применений при моделировании углового спектра рассеяния с разными параметрами.



Поверхностная шероховатость  $f_0$  (1), имеющая периодическую решётку разрывов шероховатости [15,16]. Число разрывов продольной и поперечной структуры вдоль осей  $x_{1,2}$  декартовой системы координат есть  $N_l + 1 = 11$  и 2 соответственно. Последние есть боковые края прямоугольной полосы шероховатости. Разность левого и правого предельных значений шероховатости  $f_0$  (амплитудный форм-фактор решётки разрывов) во внутренних и крайних точках разрывов вдоль оси  $x_1$  равно 2 и 1 соответственно. Аналогичные разности вдоль оси  $x_2$  равны  $\pm 1$  для точек разрывов  $x_2 = \pm L_2/2$  соответственно

### Расширенное решение задачи о произвольных углах рассеяния, соответствующих узлам обратной решётки, лежащим на окружности отражения Эвальда

С математической точки зрения необходимо найти радиус окружности отражения Эвальда, соответствующий постановке задачи. Он следующим образом выражается через искомый параметр  $p_{N_l}$ , который является отношением размера продольной элементарной ячейки решётки к длине волны  $\lambda = 2\pi\lambda$

$$k_R = \omega/c_R = p_{N_l}/(L_1/N_l), \quad (2)$$

где  $\omega$ ,  $c_R$  – частота и скорость падающей волны Рэлея,  $N_l$  – число элементарных ячеек продольной структуры решётки вдоль оси  $x_1$ . Искомое значение параметра  $p_{N_l}$  (2) математически удовлетворяет первому уравнению системы (2) в [16]. При этом также необходимо найти натуральное число  $n^{(E)}$  пар целых неотрицательных чисел  $(n_1, n_2)$ , удовлетворяющих условиям резонансов ([18-21] в [15]). Каждая такая пара соответствует резонансному углу рассеяния  $\varphi_s$ , значение которого определяется вторым уравнением системы (2) в [16] с помощью параметра  $m_l = n_1/(2n_2 + 1)$  и параметра  $m^{(L)}$ , зависящего от соотношения размеров решётки.  $n^{(E)}$  есть число резонансных углов рассеяния в пределах  $0 < \varphi_s < \pi$ . Столько же углов расположено симметрично относительно оси  $x_1$  [15, 16].

С физической точки зрения первое уравнение системы (2) в [16] означает, что при произвольных вещественных числах  $(n_1, n_2)$ , удовлетворяющих этому уравнению, вектор  $\vec{q}^{(r)}$  ((18) в [15] и Fig. 1 в [16]) является хордой окружности отражения Эвальда с радиусом, соответствующим параметру  $p_{N_l}$  (2), который также удовлетворяет этому уравнению. Это значит, что этот  $\vec{q}^{(r)}$  является волновым вектором, переданным при рассеянии, но соответствующий ему угол рассеяния  $\varphi_s$  ((2) в [16]) не обязан быть резонансным, но соответствует физическому процессу рассеяния волны Рэлея с данным  $p_{N_l}$  в отличие от произвольных нефизических по отношению к указанному рассеянию узлов обратной решётки. Если при всём этом пара  $(n_1, n_2)$  является целыми числами, то угол рассеяния  $\varphi_s$ , соответствующий данному  $\vec{q}^{(r)}$ , является резонансным согласно условиям (18)-(21) в [15]. Первая возможная схема решения системы фазовых уравнений (2) в [16] приведена в [16].

Для решения системы уравнений (2) в [16] используется представление всех параметров и искомой величины  $p_{N_l}$  в виде рациональных чисел (3) в [16]. После этого система (2) в [16] преобразуется в систему уравнений в целых числах (4) в [16]. В рамках физического эксперимента любое иррациональное число аппроксимируется с заданной точностью вещественным числом с десятичной точкой и конечным числом разрядов, которое всегда представляется в виде рационального числа. Такой же характер имеют все измерения физических величин как результатов эксперимента в рамках заданной погрешности.

Математически первое уравнение системы (4) в [16] представляет собой сумму двух целых слагаемых, каждое из которых содержит сомножителями искомые целые числа  $n_1$  или  $n_2$  ((18)-(21) в [15]) и целые параметры представления (3) в [16], через которые выражаются как искомая величина  $p_{N_l}$ , так и соотношение размеров решётки разрывов шероховатости (1) в виде вещественной величины  $m^{(L)}$ . Сумма этих двух слагаемых при разных  $(n_1, n_2)$ , определяющих узлы обратной решётки по формуле (18) в [15], лежащие на одной окружности отражения Эвальда (Fig. 1 в [16]), равна одному и тому же искомому натуральному числу  $C$  ((3), (4) в [16]), определяющему искомый радиус окружности отражения Эвальда, т.е., частоту падающей волны Рэлея согласно (2), для которой на указанной окружности Эвальда лежит  $n^{(E)}$  узлов обратной решётки  $(n_1^{(m)}, n_2^{(m)})$ , где  $m = 1, 2, \dots, n^{(E)}$ . Следовательно, резонансными являются  $n^{(E)}$  произвольных заданных наперёд углов рассеяния  $\varphi_s^{(m)}$ , где  $m = 1, 2, \dots, n^{(E)}$ , при  $0 < \varphi_s^{(m)} < \pi$  и столько же углов симметричных им относительно оси  $x_1$  [15]. Таким образом, в одном уравнении содержится три неизвестных: одна натуральная константа  $C$  и  $n^{(E)}$  пар целых неотрицательных чисел  $(n_1^{(m)}, n_2^{(m)})$ , где  $m = 1, 2, \dots, n^{(E)}$ . С другой стороны, это же первое уравнение из (4) в [16] накладывает условие на произведение двух сомножителей. Один из них пропорционален  $n_1$ , а второй есть разность  $C$  и целого числа пропорционального  $n_1$ . Рассмотрим три схемы решения системы (4) в [16], исходя из двух сформулированных требований первого уравнения из (4) в [16]. Эти схемы являются дополнением к первой схеме решения, приведённой в [16].

### Схемы решения фазовой системы уравнений на окружности отражения Эвальда

Сконструируем вторую схему решения, чтобы удовлетворить первому уравнению на окружности отражения Эвальда (Fig. 1 в [16]) из (4) в [16] в следующей форме

$$\begin{cases} \chi_m \left( V_m^{(1)2} m_6^2 + V_m^{(2)2} m_7^2 \right) = C; \\ V_m^{(1)2} V_m^{(2)2} \chi_m^2 m_7^2 m_6 m_8^2 m_5^2 = (2n_2 + 1)^2 m_7^2 m_6, \end{cases} \quad (3)$$

где  $V_m^{(1,2)}$ ,  $m = 1, 2, \dots, n^{(E)}$ , есть произвольные нечётные натуральные числа. По аналогии с (5)-(9) в [16] решение (3) имеет следующий вид

$$C = \text{lcm} \left\{ V_m^{(1)^2} m_6^2 + V_m^{(2)^2} m_7^2 \right\} \Big|_{\{m=1,2,\dots,n^{(E)}\}}; \quad \chi_m = C / \left( V_m^{(1)^2} m_6^2 + V_m^{(2)^2} m_7^2 \right);$$

$$n_3^{(m)} = \chi_m V_m^{(1)^2} m_6; \quad n_1^{(m)} = m_5 n_3^{(m)} = \chi_m V_m^{(1)^2} m_6 m_5; \quad (2n_2^{(m)} + 1) = V_m^{(1)} V_m^{(2)} \chi_m m_8 m_5; \quad (4)$$

$$m_l^{(m)} \equiv m_l(n_1^{(m)}, n_2^{(m)}) = \frac{n_1^{(m)}}{2n_2^{(m)} + 1} = \frac{V_m^{(1)} m_6}{V_m^{(2)} m_8}; \quad \tan \frac{\varphi_s^{(m)}}{2} = \pm \frac{V_m^{(1)} m_6}{V_m^{(2)} m_7}; \quad m = 1, 2, \dots, n^{(E)},$$

где « $\text{lcm}\{\dots\}$ » обозначает наименьшее общее делимое для  $n^{(E)}$  натуральных чисел в скобках.

Из (4) следует, что, задав число резонансных углов  $n^{(E)}$  и их значения с помощью параметров в виде натуральных чисел  $V_m^{(1,2)}$ ,  $m_{6,7}$ , можно найти искомое натуральное число  $C$  и искомый радиус окружности отражения Эвальда (2) ((3) в [16]).

Третья схема решения получается из второй (3), (4), а четвёртая схема – из первой ((5)-(9) в [16]) взаимной заменой произвольных натуральных нечётных чисел  $V_m^{(1,2)}$ , где  $m = 1, 2, \dots, n^{(E)}$ . Заметим, что полученное решение системы (2)-(4) в [16] налагает дополнительные требования чётности или нечётности на параметры  $m_i$ , где  $i = 5, 6, 7, 8$ . Это обусловлено вторым необходимым условием полного резонанса (21) в [16], которое противоположно закону Лауэ-Брэгга-Вульфа: на поперечном размере шероховатой полосы, равном размеру поперечной элементарной ячейки решётки должно укладываться полуцелое число длин волн  $(n_2 + 1/2)$ , где  $n_2 = 0, 1, 2, \dots$ , или нечётное число  $(2n_2 + 1)$  полудлин волн  $\lambda/2$ .

Замена условия Лауэ-Брэгга-Вульфа на противоположное обусловлено дополнительной фазовой модуляцией рассеянной волны амплитудным форм-фактором поперечной решётки (рис.1), который в дополнение к размеру элементарной ячейки меняет фазу волны на противоположную [14,15,16]. Условия резонансов (18)-(21) являются необходимыми. Недостающим достаточным условием является принадлежность узлов обратной решётки ((18) в [15], Fig. 1 в [16]) окружности отражения Эвальда, т. е., соответствие узлов обратной решётки физическому процессу рассеяния волны с заданной частотой.

### Заключение

С физической точки зрения из решения задачи о числе узлов обратной решётки, лежащих на окружности отражения Эвальда следует, что для того чтобы увеличивалось число резонансных углов рассеяния, имеющих произвольные значения и соответствующих узлам обратной решётки ((18) в [15], Fig. 1 в [16]) по формулам (12) в [16], необходимо, чтобы увеличивался радиус окружности отражения Эвальда, то есть, частота падающей волны Рэлея. Различные конфигурации параметров, использованные в расширенном решении задачи о структуре лауэграммы рассеяния волны Рэлея на решётке разрывов поверхностной шероховатости в форме прямоугольной полосы позволяют в более широких пределах свойств моделировать угловой спектр рассеяния и контролировать рассеяние на определённые пространственные углы.

*Работа выполнена в рамках Госзадания НИОКТР № 122041400112-8, код темы FFZR-2022-0012.*

### Список источников

1. Страт Д. У. The Theory of Sound, New York: Dover, 1945.
2. Страт Д. У. On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid // Proc. London Math. Soc., 1885, vol. 17, p. 4.

3. Страт Д. У. On the Dynamical Theory of Gratings // Proc. Royal. Soc. London. 1907. V. A 79. P. 399.
4. Laue M., Friedrich W., Knipping P., in Bacon G. E. (Ed.), X-Ray and Neutron Diffraction (in English), Pergamon Press, 1966. P. 253.
5. Bijvoet J. M., Burgers W. G., Hagg G. Early Papers on Diffraction of X-Rays by Crystals, Vol. I, Springer, 1969. Vol. II, Springer, 1972.
6. Ewald P. P. Introduction to the Dynamical Theory of X-Ray Diffraction // Acta Cryst. 1969. V. A25. P. 103.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М. : Наука, 1987.
8. Robinson I. K., Tweet D. J. Surface X-ray diffraction // Rep. Prog. Phys. 1992. V. 55. P. 599.
9. Бирюков С. В., Гуляев Ю. В., Крылов В. В. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М. : Наука, 1991.
10. Бабиц В. М., Киселёв А. П. Упругие волны. Высокочастотная теория. Санкт-Петербург : БХВ-Петербург, 2014.
11. Sarris G., Haslinger S. G., Huthwaite P. Attenuation of Rayleigh waves due to surface roughness // J. Acoust. Soc. Am. 2021, V. 149, P. 4298.
12. Chukov V. N. Topological laws of the Rayleigh wave scattering on a statistical inhomogeneity of isotropic solid in the Rayleigh limit // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2024. V. 88, № 2. P. 244.
13. Чуков В. Н. Мета-рэлеевское рассеяние волны Рэлея // XXXV Всероссийская школа-семинар им. проф. А. П. Сухорукова «Волновые явления: физика и применения» («Волны 2024»). 26-31 мая 2024, МГУ им. М. В. Ломоносова, Можайская обл., Красновидово.
14. Чуков В. Н. Новые законы и физические явления диффузного рассеяния волны Рэлея. Сборник трудов III Всероссийской Акустической конференции под ред. акад. О. В. Руденко. Политех-пресс: Санкт-Петербургский Политехнический университет им. Петра Великого. URL: <https://acoust-conference.iapras.ru>. 2020. С. 87–100.
15. Chukov V. N. The Rayleigh wave scattering on a rectangular lattice of the solid roughness discontinuities // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2103. P. 012157.
16. Чуков В. Н. Структура акустической лауэграммы на окружности отражения Эвальда для рассеяния волны Рэлея // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 1.2.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ДЛЯ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА  
ПО ШУМОВЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА**

**С. В. Барышников**

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск  
E-mail: [svbar2003@list.ru](mailto:svbar2003@list.ru)

*Исследованы температурно-частотные зависимости собственных шумов монокристаллов ТГС в мегагерцевом диапазоне. Показано, что деполяризующее поле вблизи фазового перехода может существенно влиять на времена релаксации. Обнаружено, что в «короткозамкнутом» кристалле за счет изменения внутреннего поля происходит увеличение времени релаксации полярных групп, ответственных за фазовый переход.*

В ионных кристаллах тепловое движение ионов приводит к флуктуациям поляризации, которые генерируют шумового напряжения на электродах. Спектральную плотность флуктуирующего напряжения обычно вычисляют из формулы Найквиста [1]

$$S_u(\omega) = 4kT \operatorname{Re}\{Z(\omega)\} \quad (1)$$

где  $Z(\omega)$  является импедансом образца. Однако формула Найквиста была получена для линейных систем, и строго говоря для сегнетоэлектриков вблизи точки Кюри некорректна.

Одни из первых теоретических исследований флуктуаций поляризации в сегнетоэлектрических материалах было представлено в [2]. В этой работе для описания шумов вблизи фазового перехода используется более общий подход, основанный на соотношениях Найквиста и формулы Крамерса – Кронига, где показано, что шумовое напряжение вблизи фазового перехода будет пропорционально диэлектрической проницаемости. Исследование шумовых характеристик сегнетоэлектриков первого и второго рода посвящен ряд работ [3-5].

В сегнетоэлектриках, описываемых моделью фазового перехода типа порядок – беспорядок, предполагается наличие групп атомов, обладающих дипольными моментами. В параэлектрической области эти диполи неупорядочены, т. е. имеется несколько равновероятных ориентаций дипольных моментов полярных групп, которые хаотически распределяются по этим направлениям под влиянием тепловых колебаний. Спектр колебаний этих диполей или полярных групп будет определяться временами релаксации.

При понижении температуры дипольные взаимодействия приводят к упорядочению полярных групп, так что возникает фазовый переход и сегнетоэлектрическое состояние, при этом меняются времена релаксаций.

Для изучения этих процессов часто используется исследование частотно-температурной зависимости диэлектрической проницаемости и потерь, так как при этом могут быть определены времена релаксации процессов, приводящих к спонтанному упорядочению полярных групп. Однако при измерении диэлектрических свойств на образец накладывается электрическое поле, которое вблизи фазового перехода может приводить к искажению определяемых параметров. В данной работе исследуется температурно-частотная зависимость собственных шумов монокристаллов ТГС в мегагерцевом диапазоне, с целью определения времен релаксации.

Образцы представляли собой пластинки размером 6х6 мм и толщиной 1мм полученные скалыванием перпендикулярно полярной оси  $b$ . В получения электродов использовалось серебряная паста. В качестве предварительного усилителя использовался селективный вольтметр В6-10 с частотным диапазоном 0,1–30 МГц и полосой пропускания 1 или 9 кГц. Собственный уровень шумов установки составлял порядка  $10^{-6}$  В. Исследования проводились в автоматизированном режиме с использованием компьютера и программного продукта ZetLab. Измерение температуры и шумового напряжения проводилось при медленном нагреве или остывании образца через 0.1 °С. Скорость изменения температуры регулировалась программно и для приведенных измерений составляла 2 °С/мин.

Как показали исследования собственные шумы кристаллов вблизи фазового перехода существенно зависят от частоты и составляют несколько микровольт на частотах  $f \geq 5$  МГц. Форма кривой  $U_{ш}(T)$  повторяет ход диэлектрической проницаемости на данной частоте. Если образец зашунтирован сопротивление 50 Ом, на кривой  $U_{ш}(T)$  в точке фазового перехода наблюдается провал, глубина которого зависит от частоты (рис. 1).

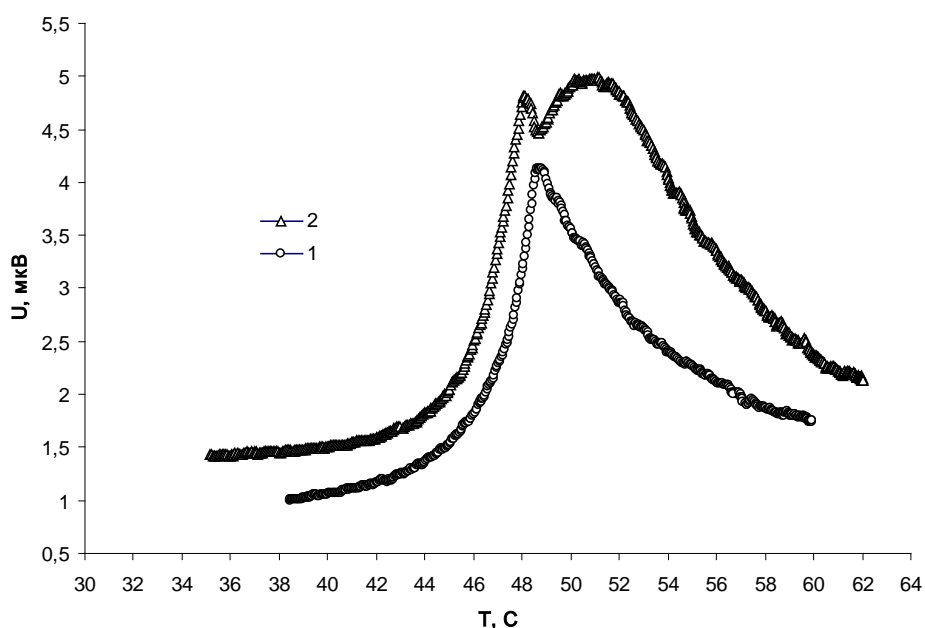


Рис. 1. Зависимости  $U_{ш}(T)$  кристаллов триглицинсульфата на частоте 30 МГц ( $\Delta f=1$  КГц): для входного сопротивления прибора 2 МОм (1) и входного сопротивления прибора 50 Ом (2)

Минимум диэлектрической проницаемости в точке Кюри – вместо обычного для сегнетоэлектриков на низких частотах максимума  $\epsilon$ , впервые был обнаружен при СВЧ-исследованиях сегнетовой соли [6]. Позднее такие же минимумы были найдены на сверхвысоких частотах в ТГС и в других сегнетоэлектриках [7].

Дисперсионное уравнение  $\epsilon^*(T, \omega)$  для сегнетоэлектриков типа порядок-беспорядок можно получить из дебаевского, полагая в нем  $\epsilon_0 - \epsilon_\infty = C/(T - \theta)$  [6]:

$$\epsilon^*(\omega, T) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + i\omega\tau} \quad \text{или} \quad \epsilon^*(\omega, T) = \epsilon_\infty + \frac{C}{T - \theta + i\omega\tau_0} \quad (2)$$

где  $\tau = \tau_0/(T - \theta)$ . Частота  $\omega_{кр}$  при которой будет появляться минимум на зависимости  $\epsilon'(T, \omega)$  можно найти из соотношения  $\omega_{кр} = (T_{кр} - \theta)/\tau_0$ . Здесь величина  $\theta$  описывает закон Кюри – Вейсса для  $\epsilon$  и может отличаться от  $T_{кр}$ .

Температурный ход шумового напряжения повторяет ход диэлектрической проницаемости. Отличие в постановке эксперимента между кривыми 1 и 2 на рис. 1 заключается в том, что для кривой 2 кристалл зашунтирован сопротивлением 50 Ом, что приводит к равенству нулю деполяризующего поля, а это в свою очередь приводит к изменению внутреннего поля. На основании полученных результатов можно предположить, что деполяризующее поле вблизи фазового перехода может существенно влиять на времена релаксации.

Оценки  $\tau_0$  сделанные из температурного хода шумового напряжения для «закороченного» кристалла ТГС на разных частотах дает  $\tau_0 = 1,22 \times 10^{-8} \text{ с}\cdot\text{К}$  в параэлектрической и  $\tau_0 = 8,1 \times 10^{-9} \text{ с}\cdot\text{К}$  в сегнетоэлектрической фазах.

Для сравнения полученных результатов с диэлектрическими измерениями была использована схема, приведенная на рис.2 а. На рис.2 б приведен график зависимости  $U_x(T)$  для используемой схемы. Как показали расчеты из диэлектрических измерений для «закороченного» кристалла ТГС на тех же частотах при напряжении  $U_0 = 10\text{-}15 \text{ мВ}$  значения  $\tau_0 = 1,28 \times 10^{-8} \text{ с}\cdot\text{К}$  в параэлектрической и  $\tau_0 = 5,4 \times 10^{-9} \text{ с}\cdot\text{К}$  в сегнетоэлектрической фазах.

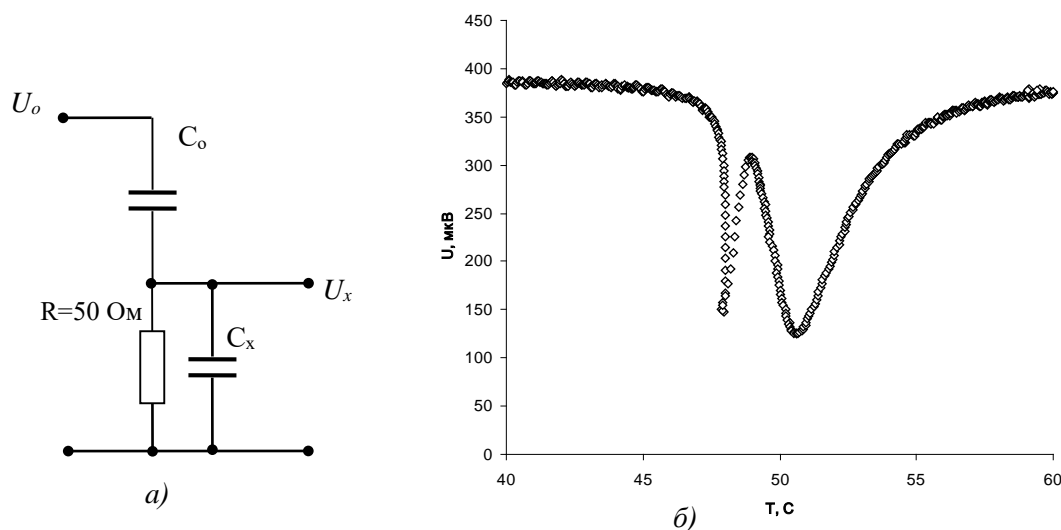


Рис. 2. Схема включения образца – а, график зависимости  $U_x(T)$  кристалла триглицинсульфата на частоте 30 МГц – б

По литературным данным [7] где проводились измерения  $\varepsilon'(T)$  в СВЧ диапазоне, провал на зависимости  $\varepsilon'(T)$  для кристалла триглицинсульфата появляется, начиная с частоты около  $5 \times 10^8 \text{ Гц}$ . А значения времен релаксации составляют  $\tau_0 = 2,0 \times 10^{-10} \text{ с}\cdot\text{К}$  в параэлектрической и  $\tau_0 = 0,75 \times 10^{-11} \text{ с}\cdot\text{К}$  в сегнетоэлектрической фазах.

Сравнение этих данных по временам релаксации для «закороченного» и незакороченного кристалла показывает, что при отсутствии деполяризующего поля времена релаксации полярных групп атомов в кристаллах ТГС значительно увеличиваются: примерно в 60 раз для парафазы и в 10 раз для сегнетоэлектрической фазы.

В упрощенном виде время релаксации для диполя во внешнем электрическом поле можно представить соотношением.

$$\tau_1 = \frac{1}{\nu_0} e^{\frac{-(PE_1)}{kT}} \quad \text{и} \quad \tau_2 = \frac{1}{\nu_0} e^{\frac{-(PE_2)}{kT}} \quad \text{откуда} \quad \frac{E_1}{E_2} = \frac{\ln(\tau_1)}{\ln(\tau_2)},$$

где  $E_1$  и  $E_2$  есть усредненное поле, которое складывается из поля спонтанной поляризации (если она есть), поля полярных дефектов и поля деполяризации. Увеличение времени релаксации в 60 раз соответствует изменению внутреннего поля на 18,4%, а увеличение времени релаксации в 10 раз приводит к изменению внутреннего поля на 11,3%.

Подводя итог можно сделать вывод, что времена релаксации полярных групп атомов, определяющих возникновение в районе фазового перехода, зависят от качества кристалла, величины приложенного электрического поля, и условий измерения. А метод измерения времен релаксации по шумовым характеристикам кристалла вблизи фазового перехода является более точным методом по сравнению с другими.

#### Список источников

1. Nyquist H. Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors // Phys. Rev. 1928. 32. P. 110–113.
2. Гинзбург В. Л. Некоторые вопросы теории электрических Флуктуации. УФН, 1952. Т. XLVI, Вып. 3, С. 348–387.
3. Бедняков П. С., Шнайдштейн И. В., Струков Б. А. Исследование диэлектрических свойств монокристаллов BaTiO<sub>3</sub> разного качества методом тепловых шумов // Физика твердого тела. 2011. Т. 53. № 2, С. 328–335.
4. Godefroy L. Noise measurements in ferroelectrics // Phys. Colloques 33, 1972. 44 с.
5. The study of the ferroelectric phase transition in nanoscale sodium nitrite by the method of thermal noise / E. V. Stukova, S. B. Baryshnikov, Yu. A. Shatskaya [et. al] // Physics Procedia 23, 2012. С. 77–80.
6. Sandy F., Jones R. V. Dielectric Relaxation of Rochelle Salt // Phys. Rev. 168, 1968. P. 481–493.
7. Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М. : Мир, 1975. 398 с.

УДК 539.23:535.33: 536.21:537.3

### ФОРМИРОВАНИЕ, СТРУКТУРА, ОПТИЧЕСКИЕ, ТРАНСПОРТНЫЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАТОНКИХ И ТОНКИХ ПЛЕНОК CoSi НА КРЕМНИИ

**Н. Г. Галкин, К. Н. Галкин, Д. Л. Горошко, Е. Ю. Субботин, С. А. Балаган, О. А. Горошко, И. М. Чернев, А. М. Маслов, О. В. Кропачев, С. А. Доценко**

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток  
E-mail: [galkin@iacp.dvo.ru](mailto:galkin@iacp.dvo.ru)

*Методами твердофазной эпитаксии из слоя кобальта и молекулярно-лучевой эпитаксии из смеси кобальта и кремния выращены ультратонкие (4–7 нм) и тонкие (14–38 нм) пленки однофазного CoSi, что доказано в ростовой камере методами электронной Ожэ-спектроскопии (ЭОС) и спектроскопии характеристических потерь энергии электронами (ХПЭЭ), а также после выгрузки образцов методами рентгеновской дифракции (РД), спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и оптической спектроскопии в дальнем ИК-диапазоне. Установлено, что пленка CoSi толщиной около 18 нм демонстрирует слабую металлическую проводимость в диапазоне температур (2–300 К) с немонотонным повышением с уменьшением температуры, что подтверждается слабым положительным (до 0.2% при B=8 Тл) магнетосопротивлением при всех температурах до 300 К и формированием участка слабой локализации при T=2 К. Наиболее интересные термоэлектрические свойства демонстрирует пленка CoSi толщиной 18 нм в диапазоне температур 250–450 К, как по величине коэффициента Зеебека -(30–40) мкВ/град, так и по фактору мощности 1.5–3.0 мВт/(м<sup>2</sup>·К). Проведенные первопринципные расчеты фононной структуры и теплопроводности CoSi в объемном состоянии и в*



виде нанопроволок позволили оценить предельные величины теплопроводности (8-2) Вт/(м·К) нанопроволок диаметром от 18 до 2 нм, что позволило определить максимальную величину безразмерной термоэлектрической эффективности пленки CoSi (18 нм):  $ZT = 0.45$  при  $T = 450$  К.

Моносилициды переходных металлов (Cr, Mn, Fe и Co) кристаллизуются в объемном состоянии в кубическую структуру с пространственной группой  $P2_13$ , которая характеризуется нарушением пространственной инверсионной симметрии и формированием в ряде особых точек зоны Бриллюэна около уровня Ферми пересечения валентной зоны и зоны проводимости с линейной дисперсией и топологических поверхностных состояний [1]. Это приводит к тому, что кубический моносилицид кобальта (CoSi) становится топологическим полуметаллом Вейля [2], обладающим интересными электрическими и термоэлектрическими свойствами [3]. Исследования в основном проводились на монокристаллах и объемных поликристаллах CoSi [3-6], а также для относительно толстых (50-700 нм) пленок CoSi [7, 8]. В то же время остаются неизученными сверхтонкие пленки (4-20 нм) CoSi, методы их формирования, кристаллическая структура, оптические, электрические и термоэлектрические свойства, что и является предметом настоящей работы.

Эксперименты по осаждению ультратонких (2 нм) и тонких (7-10 нм) слоев Co проводились в двух сверхвысоковакуумных (СВВ) установках (Varian и А-камера) с базовым вакуумом  $2 \times 10^{-10}$  Торр, оснащенных соответственно анализатором электронной Оже-спектроскопии (ЭОС), спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ) и дифрактометром низкоэнергетических электронов (ДМЭ), а также источниками кобальта (Co) и кремния (Si). До роста пленок CoSi после высокотемпературных кратковременных отжигов при  $T = 1150^\circ\text{C}$  с суммарной продолжительностью 5 минут [9] формировалась атомарно-чистая поверхность кремниевой подложки, что подтверждалось либо отсутствием пиков углерода и кислорода в спектрах ОЭС, либо появлением картины ДМЭ: Si(111)7×7. В первых экспериментах на поверхность Si(111)7×7 наносились слои Co толщиной 2–10 нм при комнатной температуре. Первоначально для ряда образцов проводился твердофазный отжиг в А-камере при температурах от  $400^\circ\text{C}$  до  $500^\circ\text{C}$  по данным о температуре формирования CoSi [7, 8]. В СВВ-камере Varian для определения температуры формирования CoSi проводился изохронный отжиг пленки Co толщиной 7,7 нм при температурах от  $275^\circ\text{C}$  до  $700^\circ\text{C}$  с шагом  $25^\circ\text{C}$  и пошаговой регистрацией спектров ЭОС и ХПЭЭ. Отдельные пленки Co выгружали без отжига, а затем отжигали в специальной приставке (Linkam THMS600) в диапазоне температур ( $30$ - $500^\circ\text{C}$ , шаг  $25^\circ\text{C}$ ) с продувкой аргоном и одновременной регистрацией спектров комбинационного рассеяния света (КРС) на установке NTEGRA SPECTRA II для контроля начала образования CoSi и его насыщения. На этой же установке были зарегистрированы спектры КРС для ряда пленок CoSi, сформированных методом твердофазного отжига в СВВ-камерах. После выгрузки из ростовых камер морфология выращенных пленок исследовалась на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 в полуконтактном режиме. Кристаллическую структуру выращенных пленок исследовали методом рентгеновской дифракции (РД) в диапазоне углов  $2\theta$  от  $5^\circ$  до  $90^\circ$  с шагом по углу  $0,01^\circ$  на дифрактометре D8 ADVANCE (ИК ДВО РАН) в геометрии Брэгга-Брентана. Для контроля оптических свойств и фоновой структуры пленок CoSi регистрировались спектры отражения и пропускания на спектрофотометрах: U-3010 (Hitachi) и VERTEX v80 (BRUKER). Транспортные свойства пленок CoSi регистрировали в диапазоне температур  $1.5$  –  $300$  К на установке Teslatron TP. Термоэлектрические свойства пленок исследовали в атмосфере азота в диапазоне температур от  $80$  до  $473$  К на лабораторной установке «Криотел». *Ab initio* расчеты фоновой зонной структуры объемного CoSi, а также решеточной теплопроводности, групповой скорости, скорости рассеяния и длины свободного пробега фононов для CoSi в объемном состоянии и в виде нанопроволок проводились с использованием пакета VASP [10] и с использованием методик, описанных в работе [11].

После выгрузки образцов из А-камеры с толщинами слоев кобальта 2, 4, 7 и 10 нм (образцы А99, А100, А99 и А101, соответственно), отожженных при 500 °С, исследовали морфологию образцов методом АСМ. Установлено, что пленки с минимальной толщиной кобальта (2 нм) имела гладкую поверхность с шероховатостью около 0.8 нм. С увеличением толщины (от 4 до 10 нм) осажденного кобальта происходит переход к росту нанокристаллитов с размерами от 50 до 100 нм и растет среднеквадратичная шероховатость от 1.2 до 2.9 нм. Образец с большей толщиной пленки силицида кобальта (около 38 нм) был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии (V852) при температуре подложки  $T=450$  °С. По данным АСМ пленка состояла из нанокристаллов с размерами 50-100 нм и шероховатостью около 5 нм. Исследования структуры пленок с максимальной толщиной (образцы А101 и V852) методом РД показали (рис. 1), что основной фазой в пленках является моносилицид кобальта (CoSi), который имеет основной вклад от плоскостей (111) и (222), что свидетельствует об их эпитаксиальной ориентации относительно подложки кремния: CoSi(111)//Si(111). В пленках также имеются незначительное количество зерен с другими ориентациями: CoSi(210), CoSi(211) и CoSi(310). Полученные из рентгенограмм значения постоянных решётки CoSi и механических напряжений в плёнках CoSi на этих образцах (сжатие от -0.16% до -0.14%) показывают, что решётка CoSi в обеих пленках практически релаксирована.

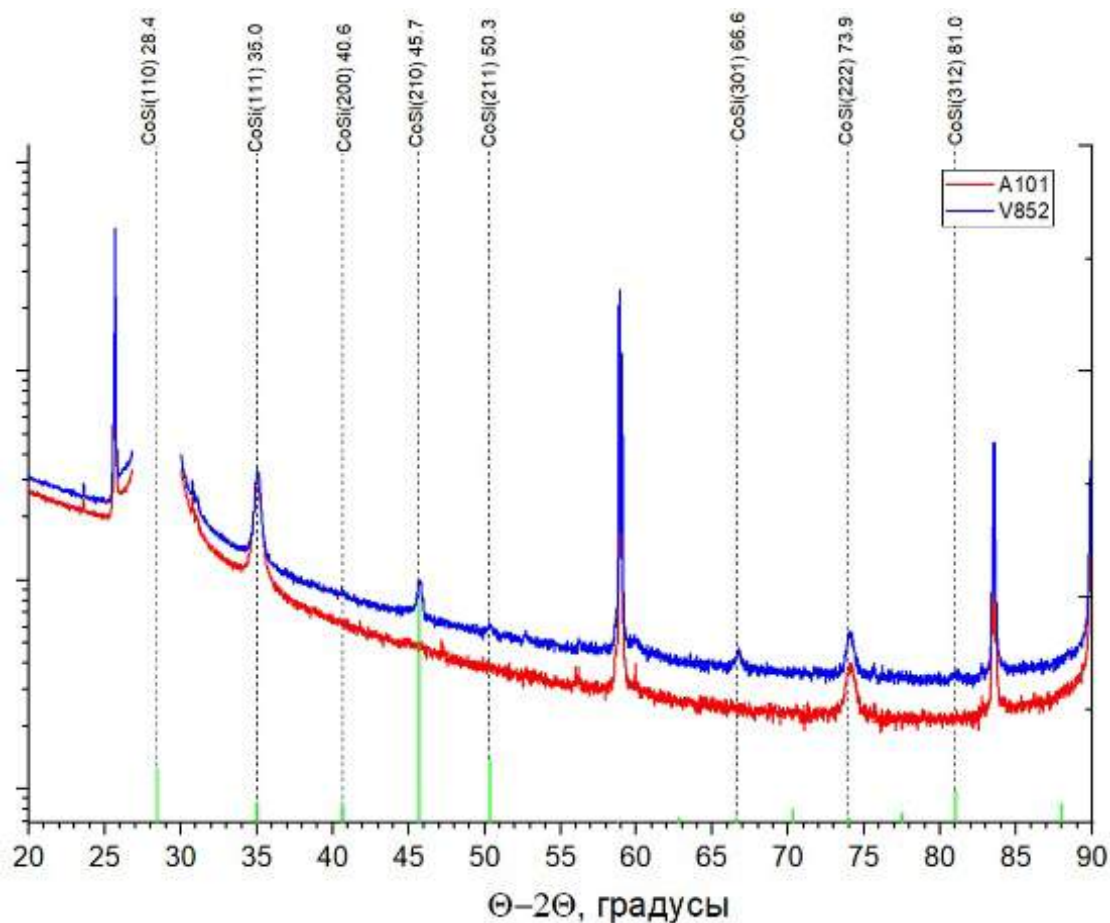


Рис. 1. Рентгенограммы для образцов А101 и V852 с пленками CoSi. Интенсивности пиков РД по левой оси. Положения основных пиков CoSi их интенсивности показаны сплошными зелеными линиями, интенсивность которых обозначена на правой оси ( $I/I_{\max}$ )

Один из образцов с тонкой пленкой кобальта (7.7 нм), осажденной при комнатной температуре, подвергался отжигу с СВВ-камере Varian с постепенным увеличением температуры от 270 °С до 700 °С с пошаговой регистрацией спектров ЭОС и ХПЭЭ. Установлено, что формирование CoSi начинается при температуре 325 °С, что подтверждается изменением интенсивностей спектров ЭОС для Co и Si и смещением ЭОС-пиков от начальных положений, что соответствует вступлению Co и Si в химическую связь и уменьшению концентрации Co и увеличению концентрации Si. Состав силицида, близкий к стехиометрическому CoSi, формируется при температурах 400–600 °С (рис. 2, а).

Более точно фазовый состав подтверждается спектрами ХПЭЭ (рис. 2(б)), когда в интервале температур 400–600 °С образуются поверхностные (13,3 эВ) и объемные (20,2-20,5 эВ) плазмоны, соответствующие CoSi [12]. Переход от CoSi к CoSi<sub>2</sub> наблюдается при температурах выше 675 °С, что соответствует смещению объемного плазмона в положение 19,3 эВ (рис. 2, б), соответствующее CoSi<sub>2</sub> [12, 13]. Максимальная интенсивность объемного плазмона 20,2-20,5 эВ наблюдается в интервале температур 500-600 °С, что соответствует образованию максимального количества фазы CoSi и ее наилучшему кристаллическому состоянию, а также не полностью коррелирует по температуре отжига слоев Co с ранее полученными данными [7, 8].

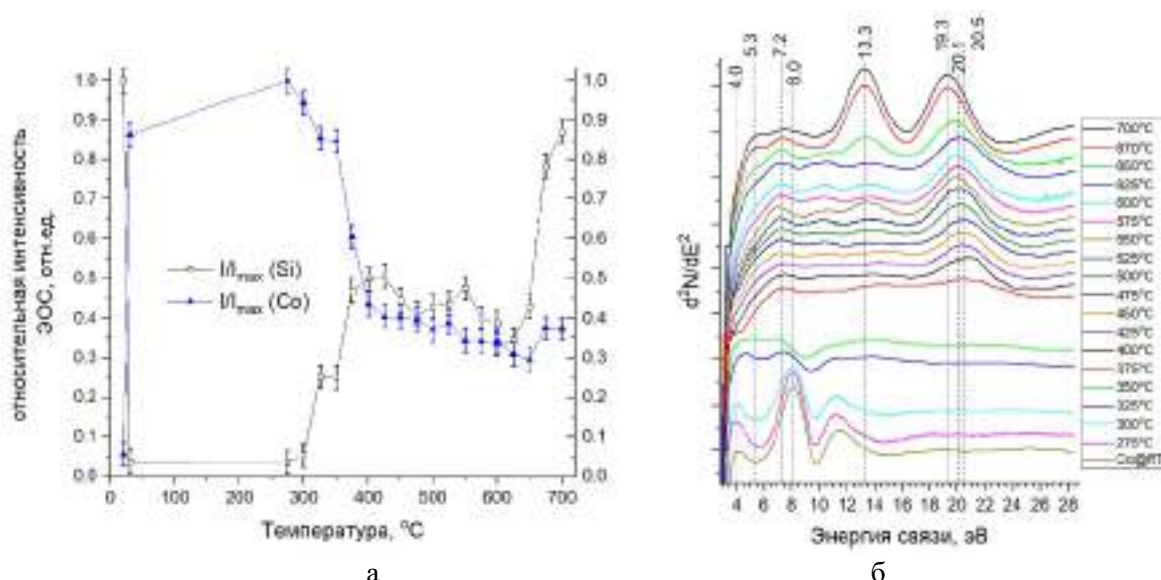


Рис. 2. Зависимости концентрации Co и Si от температуры отжига в пленке образца V847 (а), изменения в спектрах ХПЭЭ с увеличением температуры отжига (б)

Формирование CoSi из тонкой пленки Co было также проверено путем отжига осажденной на атомарно-чистую подложку кремния тонкой пленки Co (4.8 нм) в среде аргона и одновременной регистрации КРС спектров с пошаговым увеличением температуры. Установлено, что нижней границей формирования CoSi является температура 325 °С, когда появляется пик КРС при 198 см<sup>-1</sup> (204 см<sup>-1</sup> для более толстых пленок CoSi [14]). Интенсивность этого пика повышается с температурой и достигает максимума при температурах 475-500 °С, что совпадает с данными ЭОС-ХПЭЭ (рис. 2).

Поскольку пленка кобальта выгружалась на атмосферу, то произошла адсорбция атомов кислорода на поверхности пленки. Отжиг при температурах от 375 °С привел к появлению двух дополнительных пиков при 187 см<sup>-1</sup> и 677 см<sup>-1</sup>, которые соответствуют образованию оксида кобальта [15]. Интенсивность этих пиков возрастала с увеличением температуры отжига, что соответствует росту толщины оксида кобальта. То есть незащищенная поверхность пленки кобальта подвержена окислению.

Поскольку CoSi относится к полуметаллам, то его пленки должны характеризоваться особенностями в спектрах пропускания и отражения в среднем и ближнем ИК-диапазонах. В диапазоне энергий фотонов (0.2–1.1 эВ) пленка CoSi в образце A101 имеет низкий коэффициент отражения 0.45–0.52, что характерно для полупроводников [16], а при энергиях 0.05–0.1 эВ наблюдается заметное уменьшение пропускания, что связано с поглощением на свободных носителях в CoSi выше и ниже уровня Ферми [1-3]. Принадлежность пленки к моносилициду кобальта подтвердили данные спектров дальнего ИК-поглощения, в которых обнаружено появление пиков фононов при 223,7, 302,5 и 418,6 см<sup>-1</sup>, что согласуется с литературным данным для CoSi [17].

Образец A101 продемонстрировал высокое кристаллическое качество (рис. 1) и однофазный состав без примесей второй фазы CoSi<sub>2</sub>, поэтому низкотемпературные измерения слоевого сопротивления были проведены для этой пленки в диапазоне температур 1.5 – 300 К при токе 100 мкА через образец (рис. 3(а)). С уменьшением температуры слоевое сопротивление пленки возрастает до 170 К, а затем уменьшается до 75 К с последующим возрастанием до 1.5 К. Такой характер зависимости в диапазоне температур 180-300 К может соответствовать формированию в пленке волны зарядовой плотности [18]. При этом с уменьшением температуры ниже 70 К рост слоевого сопротивления может быть обусловлен, либо вкладом подложки, либо открытием малой запрещенной зоны как в слоях FeSi [1, 3, 19]. Такое поведение нехарактерно для объемного CoSi [6, 8]. Шунтирование подложкой незначительное выше 80 К и его можно не учитывать (рис. 3, а). Зависимость магнетосопротивления пленки CoSi на кремнии от величины магнитного поля показала различный характер от температуры (рис. 3, б). При температуре 2 К наблюдается отрицательное магнетосопротивление в диапазоне от ± 1 Тл до ±3 Тл и независимость от магнитного поля от -1 Тл до +1 Тл. Это соответствует режиму локализации [20]. В диапазоне температур 10-30 К наблюдаются параболические зависимости  $\Delta R/R(B)$ , а при переходе к температурам 280-300 К, они приобретают квазилинейный характер (рис. 3, б).

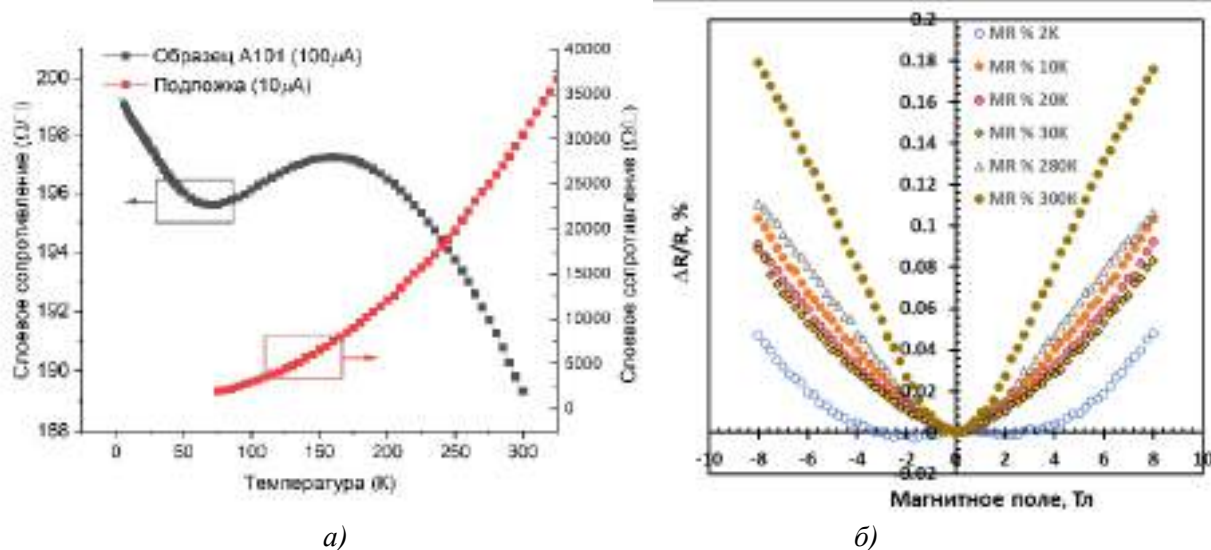


Рис. 3. Температурная зависимость слоевого сопротивления для пленки CoSi в образце A101 и Si подложке после отжига при T=1150 °C (5 мин) (а), зависимость ее магнетосопротивления от магнитного поля (б)

Для образца A101 с пленкой CoSi толщиной 18 нм сняты зависимости (рис. 4, а, б) эффективного удельного сопротивления (а) и эффективного коэффициента Зеебека (S) (б). Видно, что слоевое сопротивление имеет максимум при температуре 200 К с последующим его умень-

шением к 80 К, что коррелирует с данными низкотемпературных измерений слоевого сопротивления (рис. 4, а). При этом эффективный коэффициент Зеебека имеет отрицательный знак и немонотонно уменьшается по модулю с уменьшением температуры (рис. 4, б). После учета вклада кремниевой подложки (данные на графике (рис. 4, а) были проведены расчеты параметров пленки CoSi по двухслойной модели для термо-эдс и проводимости [21]. Установлено, что для пленки CoSi отрицательный знак Зеебека сохраняется и несколько уменьшается по модулю (рис. 4, б), что приводит к появлению положительного коэффициента Зеебека для пленки CoSi при температурах ниже 100 К. Расчет фактора мощности ( $PF=S^2 \times \sigma$ ) для пленки (рис. 4, в) показал, что резкое уменьшение фактора мощности в районе 100 К связано со сменой знака коэффициента Зеебека для пленки CoSi (рис. 4, б), а максимальный фактор мощности наблюдается в диапазоне температур от 250 К до 450 К. Его величина изменяется от 1.5 до 3.0 мВт/м<sup>2</sup>×К, что близко к данным для монокристалла CoSi [22]. Согласно проведенным нами первопринципным расчетам фоновой структуры CoSi является устойчивым соединением. Расчеты теплопроводности для объемного CoSi и его нанопроволок показали примерно (8 – 4)-кратное ее уменьшение в диапазоне от 100 К до 450 К для нанопроволок с диаметром от 4 до 18 нм по сравнению с объемным CoSi. С увеличением температуры теплопроводность ( $\kappa$ ) нанопроволок CoSi уменьшается от (8-5) Вт/(м×К) до (3-2) Вт/(м×К) (рис. 4(в)). Полученные величины теплопроводности были использованы для оценки безразмерной термоэлектрической эффективности ( $ZT = (S^2 \times \sigma \times T) / \kappa$ ). Для тонкой пленки CoSi в диапазоне от 150 К до 450 К она может быть оценена следующими величинами: от  $ZT=0.0045$  при  $T=150$  К до  $ZT=0.45$  при  $T=450$  К, что заметно выше, чем для объемного и нелегированного CoSi:  $ZT=0.15$  при  $T=450$  К [23].

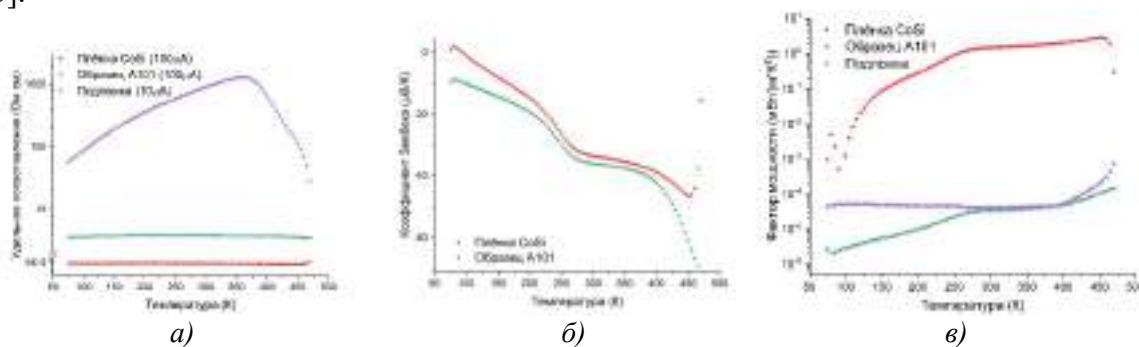


Рис. 4. Температурные зависимости удельного сопротивления (а), коэффициента Зеебека (б) образца А101 с пленкой CoSi толщиной около 20 нм и пленки CoSi без и после учета вклада подложки при токе нагрева градиентной печи (100 мкА). Температурные зависимости фактора мощности для пленки CoSi (в). На (а) показана зависимость удельного сопротивления Si-подложки после высокотемпературного отжига ( $T=1150$  °С, 5 минут) в сверхвысоком вакууме

В работе определен диапазон температур (400 – 500 °С) формирования однофазной пленки CoSi при твердофазном отжиге в сверхвысоком вакууме ультратонких (2-4 нм) и тонких (7-10 нм) слоев кобальта на атомарно-чистой поверхности кремния (Si(111)7x7). Отработан рост более толстых пленок CoSi (38 нм) методом МЛЭ из потоков кобальта и кремния при температуре 450 °С, что подтверждено данными электронной спектроскопии. При отжиге тонкой пленки (4.8 нм) Co в среде аргона после переноса через атмосферу установлена начальная температура (325 °С), при которой начинается формирование CoSi, что подтверждено образованием плазмона (198 см<sup>-1</sup>) в спектрах КРС. Методом рентгеновской дифракции в тонких пленках CoSi, выращенных методами ТФЭ и МЛЭ, доказано формирование ненапряженной решетки кубического CoSi. Формирование CoSi подтверждено также появлением фононов при 223,7, 302,5 и 418,6 см<sup>-1</sup> в спектрах дальнего ИК-поглощения. Установлено, что пленка CoSi

толщиной около 18 нм имеет слабый рост слоевого сопротивления с понижением температуры (300 – 2.0 К) и незначительное (менее 0.2%) магнетосопротивление с участком слабой локализации при T=2.0 К. Данные по проводимости и термо-эдс данной пленки при температурах 80–450 К в рамках двухслойной модели показали отрицательный коэффициент Зеебека (до - 40 мкВ/град) и высокий фактор мощности 1.5–3.0 мВт/(м<sup>2</sup>×К). Первопринципные расчеты теплопроводности нанопроволок CoSi позволили оценить безразмерную термоэлектрическую эффективность пленки ZT = 0.45 при T=450 К.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) № 22-12-00036, <https://rscf.ru/project/22-12-00036>. Рентгеновские измерения проводились на оборудовании ЦКП «Дальневосточный центр структурных исследований» Института химии ДВО РАН. Расчеты фоновых зонных структур и теплопроводности произведены с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН (<https://cc.dvo.ru>) и вычислительного кластера «Академик В. М. Матросов» (<https://hpc.icc.ru>).*

### Список источников

1. Dutta P., Pandey S. K. Investigating the electronic structure of MSi (M = Cr, Mn, Fe & Co) and calculating  $U_{eff}$  &  $J$  by using cDFT // Computational Condensed Matter, 2018. Vol. 16. P. 0035(1–7).
2. Band structure and unconventional electronic topology of CoSi / D. A. Pshenay-Severin, Y. V. Ivanov, A. A. Burkov [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter 2018. Vol. 30. P. 135501.
3. Electronic Structure and Thermoelectric Properties of Transition Metal Monosilicides / D. A. Pshenay-Severin, Yu. V. Ivanov, A. T. Burkov [et al.] // Journal of Electronic Materials, 2018. Vol. 47. P. 3277–3281.
4. Thermoelectric performance and electronic properties of transition metal monosilicides / T. Y. Ouyang, G. J. Shu, H. R. Fuh [et al.] // EPL, 2017. Vol. 120. P. 17002.
5. Crystal Structure Analysis and Magneto-Transport Investigation of Co<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Si (with x = 0% to x = 20%) / L. Schnatmann, M. Lammel, C. Damm [et al.] // Adv. Electron. Mater, 2022. Vol. 8. P. 2101081.
6. Anomalous Positron Lifetime in Single Crystal of Weyl Semimetal CoSi / D. A. Salamatin, A.V. Bokov, M. G. Kozin [et al.] // Crystals, 2023. Vol. 13. P. 509–518.
7. Structures for constructing devices from formed Mn<sub>4</sub>Si<sub>7</sub> and CoSi films / M. T. Normuradov, I. R. Bekpulatov, G. T. Imanova [et al.] // Advanced Physical Research. 2022. Vol. 4. P. 142–154.
8. B20 Weyl Semimetal CoSi Film Fabricated by Flash-Lamp Annealing / Z. Li, Y. Yuan, R. Hübner, [et al.] // ACS Applied Materials & Interfaces, 2023. Vol. 15. P. 30517–30523.
9. New monoclinic ground state of FeSi / N. G. Galkin, D. B. Migas, N. V. Medvedeva [et al.] // Comp. Mater. Science. 2024. Vol. 233. P. 112762.
10. Kresse G., Furthmüller J. Efficiency of ab-initio total energy calculations for metals and semiconductors using a plane-wave basis set // Computational materials science. 1996. Vol. 6. P. 15–50.
11. Ultrathin Cr and Fe monosilicides on Si(111) substrate: formation, optical and thermoelectrical properties / K. N. Galkin, I. M. Cernev, E. Yu. [et al.] // St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics, 2023. Vol. 16. No. 3.1. P. 84–89.
12. Formation of the CoSi(111)7x7 interface: AES- and EELS-study / N. I. Plusnin, A. P. Milenin, D. P. Prihod'ko [et al.] // Applied Surface Science. 2000. Vol. 166. P. 125–129.
13. Core-level electron-energy-loss spectroscopy as a local probe for the electronic structure of the Co/Si(111) interface / M. De Crescenzi, J. Derrien, E. Chainet [et al.] // Physical Review B. 1989. Vol. 39. P. 5520.
14. Crystallographic disorder and electron-phonon coupling in Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Si single crystals: Raman spectroscopy study / A.-M. Racu, D. Menzel, J. Schoenes [et al.] // Physical Review B. 2007. Vol. 76. P. 115103.
15. Raman spectroscopic studies of the formation processes of cobalt silicide thin films / F. M. Liu, J. H. Ye, B. Ren [et al.] // Thin Solid Films, 2005. Vol. 471. P. 257–263.
16. Seeger K. Semiconductor Physics // Springer Science & Business Media, 2013.
17. Acun A. D., Soyalp F. Elastic and phonon properties of FeSi and CoSi in the B2 structure // Philosophical Magazine, 2012. Vol. 92. No. 5. P. 635–646.

18. Charge density wave like behavior with magnetic ordering in the orthorhombic  $\text{Sm}_2\text{Ru}_3\text{Ge}_5$  / C. N. Kuo, S. J. Hsu, C. W. Tseng [et al.] // Phys. Rev. B. 2020. Vol. 101, P. 155140.
19. Narrow-gap signature of  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Si}$  single crystals / A. Lacerda, H. Zhang, P. C. Canfield [et al.] // Physica B. 1990. Vol. 186–188, P. 1043–1052.
20. Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas / B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin // Phys. Rev. B. 1980, Vol. 22. P. 5142–5153.
21. Bahk J. H., Favalaro T., Shakouri A. Thin film thermoelectric characterization techniques // Annual Review of Heat Transfer. 2013. Vol. 16. Chapter 3. P. 1–54. Ed. G. Chen et al. (Begell House Inc., New York, 2013).
22. Sk S., Shahi N., Pandey S.K. Experimental and computational approaches to study the high temperature thermoelectric properties of novel topological semimetal CoSi // J. Phys.: Condens. Matter. 2022. Vol. 34, P. 265901.
23. Effects of Ge and B substitution on thermoelectric properties of CoSi / W. L. Ren, C. C. Li, L. T. Zhang [et al.] // J. Alloys and Compounds. 2005. Vol. 392, P. 50–54.

УДК 534.6:534.22.620.179.16

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ МАТЕРИАЛОВ

**Т. В. Крокош, П. В. Базылев**

Дальневосточный филиал ФГУП «ВНИИФТРИ», г. Хабаровск  
E-mail: [krokosh@dfvniiftri.ru](mailto:krokosh@dfvniiftri.ru), [bazylev@dfvniiftri.ru](mailto:bazylev@dfvniiftri.ru)

*Представлены результаты исследований динамического метода определения модулей упругости материалов на основе измерений скоростей распространения продольных и поперечных акустических волн с применением бесконтактных емкостных методов возбуждения и регистрации ультразвука. Динамический способ определения модулей упругости имеет преимущества, так как является неразрушающим и может применяться непосредственно для конкретных образцов. Определение модулей упругости основано на известной связи последних со скоростью упругих волн. Приведены результаты измерений и их сравнение с табличными значениями модулей упругости для ряда конструкционных материалов.*

Модули упругости твердых сред являются важными фундаментальными физическими величинами, характеризующими механические свойства материалов. Физико-механические характеристики материалов служат важнейшими расчетными параметрами в аналитическом аппарате физики твердого тела, физической теории деформации и разрушения твердого тела, конструкторских расчетах сооружений, машин и механизмов.

Методы определения модулей упругости можно разделить на статические и динамические. В статических испытаниях изготавливается стандартный образец заданной геометрической формы из данного материала и подвергается неизменному (или медленно изменяющемуся) во времени воздействию с помощью, например, разрывных испытательных машин. Динамические методы, в свою очередь, можно разделить на методы, использующие непрерывные колебания, и импульсные методы. Динамические методы, в принципе, являются более точными, чем статические, так как величины напряжений и деформаций и время протекания процессов весьма малы и, соответственно, не возникают пластические деформации и не успевают развиваться деформации ползучести, а погрешности измерений исходных величин могут быть меньше.

Динамические импульсные (акустические) методы определения модулей упругости основаны на их связи со скоростями упругих продольных и поперечных волн в материале [1–2]. Таким образом, измеряя скорости продольных  $C_L$  и поперечных  $C_S$  ультразвуковых (УЗ) волн, можно определить такие упругие постоянные, как  $E$  – модуль упругости (модуль Юнга),  $G$  – модуль сдвига,  $K$  – модуль объемного сжатия,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\lambda$  и  $\mu$  – коэффициенты Ламе.

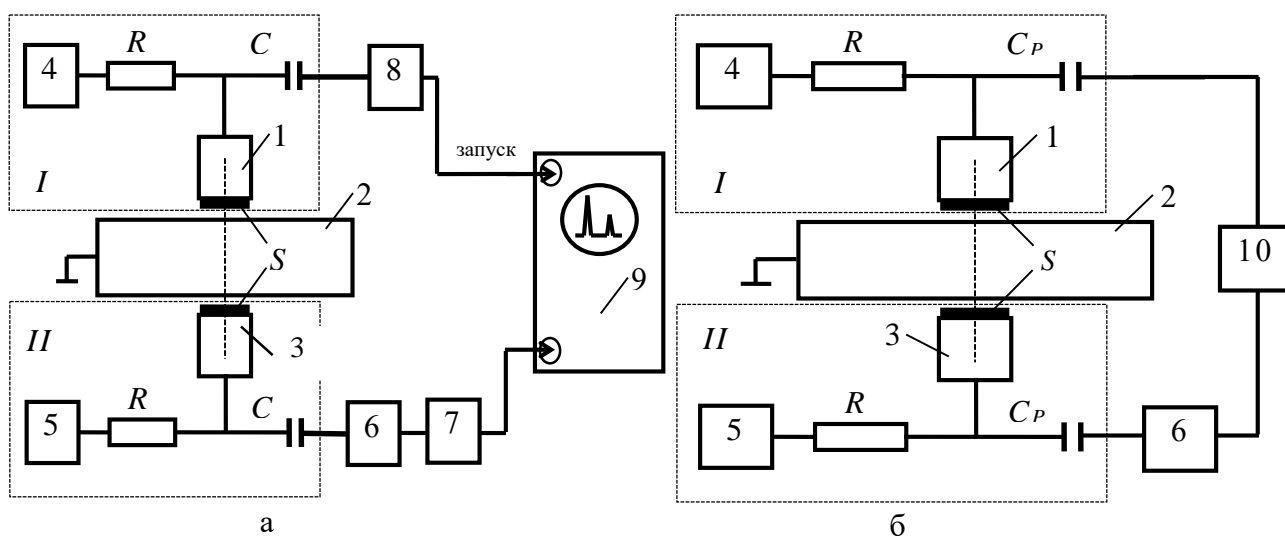
Для изотропного твердого тела имеем следующие выражения [2] (для определенности выберем следующие модули –  $E$ ,  $G$  и  $\nu$ ):

$$E = \frac{\rho C_S^2 (3C_L^2 - 4C_S^2)}{C_L^2 - C_S^2}, \quad G = \rho C_S^2, \quad \nu = \frac{1 - 0,5C_L^2 / C_S^2}{1 - C_L^2 / C_S^2}, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность материала.

Плотность  $\rho$  измеряют с погрешностью порядка  $10^{-3} \%$ , и, соответственно, точность измерения упругих модулей определяется точностью измерения параметров  $C_L$  и  $C_S$ .

В Дальневосточном филиале ФГУП «ВНИИФТРИ» разработана установка для комплексных измерений акустических параметров твердых сред ИЗУ-1 [3], в которой применяются бесконтактные широкополосные (1–50 МГц) емкостные методы возбуждения и регистрации УЗ волн. Установка предназначена для прецизионных измерений скорости распространения и коэффициента затухания продольных УЗ волн в твердых средах (металлах и диэлектриках с металлизированными поверхностями) эхо-импульсным и резонансным методами измерений, групповых скоростей распространения продольных и сдвиговых УЗ волн импульсным методом. Установка применяется в качестве рабочего эталона 1 разряда согласно Государственной поверочной схеме для средств измерений скоростей распространения и коэффициента затухания ультразвуковых волн в твердых средах. Схема установки приведена на рисунке.



Структурная схема установки при измерениях скорости распространения и коэффициента затухания продольных УЗ волн эхо-импульсным (а) и резонансным (б) методами:  $I, II$  – возбуждающий и приемный ЕП. 1, 3 – электроды; 2 – мера (образец); 4, 5 – источники постоянного поляризирующего напряжения; 6 – предусилитель; 7 – полосовой усилитель; 8 – генератор радиоимпульсов; 9 – цифровой запоминающий осциллограф; 10 – анализатор спектра.  $S$  – диэлектрический слой;  $C_p$  – разделительный конденсатор;  $R$  – зарядное сопротивление

Структурная схема установки при работе в эхо-импульсном режиме показана на рис. 1(а). Радиоимпульс требуемой амплитуды, длительности и частоты заполнения  $f$ , формируемый генератором радиоимпульсов 8, с помощью излучающего ЕП  $I$ , образованного возбуждающим



электродом 1 и проводящей поверхностью образца 2, преобразуется в УЗ импульс с той же частотой заполнения  $f$ . Переотражённые в образце 2 УЗ импульсы, которые распространяются в мере со скоростью продольных УЗ волн  $C_L$  с помощью приемного ЕП II, расположенного соосно с излучающим ЕП на противоположной стороне образца и образованного приемным электродом 3 и поверхностью образца 2, преобразуются в электрический сигнал, который усиливается с помощью предусилителя 6 и полосового усилителя 7 и подается на вход цифрового запоминающего осциллографа (ЦЗО) 9, с помощью которого производится контроль амплитудно-временных параметров УЗ импульсов и измерения временных интервалов между УЗ импульсами  $t_{nm}$  и отношения амплитуд УЗ импульсов  $A_{nm}$ . Переотражённые УЗ импульсы регистрируются в режиме работы ЦЗО «усреднение», которое существенно повышает отношение сигнал–шум. При измерениях параметров  $t_{nm}$  и  $A_{nm}$  используется метод совмещения импульсов на экране ЦЗО.

Структурная схема установки при работе в резонансном режиме показана на рис. 4.2 (б). С выхода анализатора спектра 10 радиочастотный сигнал подается на излучающий ЕП I, с помощью которого преобразуется в непрерывные УЗ колебания в образце. На резонансных частотах  $f_{max}$ , кратных  $f_{max} = mC_L / (2d)$ , где  $d$  – толщина образца,  $m$  – целое число, формируются акустические спектральные линии (АСЛ), ширина которых  $\Delta F$  связана с величиной коэффициента затухания УЗ волн в материале образца. С помощью приемного ЕП II акустический сигнал преобразуется в электрический и через предусилитель 6 возвращается на вход анализатора спектра, на экране которого наблюдаются АСЛ. Анализируя частотную картину, выбирают требуемую АСЛ, положение которой наиболее близко к требуемой частоте УЗ колебаний. Используя маркеры анализатора спектра, определяют частоту максимума АСЛ  $f_{max}$  и ширину АСЛ  $\Delta F$  на заданном уровне  $\beta$  от максимума.

Скорость распространения продольных УЗ волн  $C_L$  в эхо-импульсном режиме работы определяется по формуле

$$C_L = \frac{2d(m-n)}{t_{nm}} + \Delta C_{диф}, \quad (2)$$

где  $\Delta C_{диф}$  – дифракционная поправка;  $m$  и  $n$  – номера УЗ импульсов.

Скорость распространения продольных УЗ волн  $C_L$  в резонансном режиме работы определяется по формуле

$$C_L = \frac{2df_m}{m}. \quad (3)$$

Для измерений групповой скорости распространения продольных и сдвиговых УЗ волн применяется импульсный метод измерений. Схема установки при работе в импульсном режиме измерений аналогична показанной на рис. 1(а), при этом вместо генератора радиоимпульсов 8 включается генератор прямоугольных электрических импульсов Г5-88. Сдвиговая составляющая УЗ сигнала формируется в результате возникновения упругих напряжений на границе зоны возбуждения, имеющей конечные размеры.

Скорость распространения сдвиговых УЗ волн  $C_S$  определяется по формуле

$$C_S = \frac{d}{T_S} + \Delta C_{Сдиф}, \quad (4)$$

где  $T_S$  – время прихода сдвиговой составляющей УЗ сигнала (с поправкой на собственные задержки установки);  $\Delta C_{Сдиф}$  – дифракционная поправка.

Целью данной работы является экспериментальное определение модулей упругости  $E$  и  $G$  акустическими методами, оценка точности их измерений при помощи установки ИЗУ-1 и сравнение результатов измерений со справочными данными.

Измерения скорости распространения продольных и поперечных УЗ волн проведены в пяти образцах из материалов, указанных в таблице. Образцы представляли собой плоскопараллельные цилиндрические плиты толщиной  $d$  и диаметром  $D$  не менее  $3d$  для исключения влияний отражений от боковых граней.

Скорость продольных и сдвиговых УЗ волн измерена импульсным методом. Границы относительной погрешности измерений не превышали значений  $\delta C_L = \pm 0,1\%$  и  $\delta C_S = \pm 0,5\%$ . Плотность материалов принята в соответствии со справочными данными.

Модули Юнга  $E_{расч}$  и сдвига  $G_{расч}$  рассчитаны по формулам (1).

Табличные значения  $E_{табл}$  и  $G_{табл}$  приведены как наиболее типовые значения по различным справочным данным [4–7]. Характерной особенностью справочных данных являются достаточно широкие пределы рассеяния значений и отсутствие информации о точности приведенных значений.

Относительная погрешность измерений модулей упругости  $E$  и  $G$  определялась в соответствии с [Селиванов, Качество измерений] с допускаемой неопределенностью  $30\%$  и составляет  $\delta E_{расч} = 4(\delta C_L + \delta C_S)$ ,  $\delta G_{расч} = 2\delta C_S$  и  $\delta v_{расч} = 1,5(\delta C_L + \delta C_S)$ .

Сравнительная оценка разности экспериментальных и справочных результатов (в %) рассчитана по формулам

$$\delta E = \frac{\Delta E}{E_{табл}} = \frac{E_{расч} - E_{табл}}{E_{табл}}, \quad \delta G = \frac{\Delta G}{G_{табл}} = \frac{G_{расч} - G_{табл}}{G_{табл}}, \quad \delta v = \frac{\Delta v}{v_{табл}} = \frac{v_{расч} - v_{табл}}{v_{табл}} \quad (5)$$

Результаты измерений, расчетные и табличные значения модулей упругости  $E$  и  $G$ , сравнение экспериментальных данных с табличными представлены в таблице.

#### Результаты измерений модулей упругости

Марка	Л63	Д16Т	Д16Т	Стекло К8	Сталь 40Х13
$d$ , мм	25,043	9,888	49,980	24,531	21,178
$C_L$ , м/с	4446,8	6423,7	6397,6	6005,8	6001,9
$C_S$ , м/с	2197,5	3086,5	3170,4	3638,4	3298,3
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	8,44	2,77	2,77	2,52	7,65
$E_{расч}$ , ГПа	109,10	71,24	74,46	80,74	213,66
$G_{расч}$ , ГПа	40,76	26,39	27,84	33,36	83,22
$v_{расч}$	0,338	0,350	0,337	0,210	0,284
$\delta E_{расч}$ , %	2,27	1,61	1,57	1,43	1,55
$\delta G_{расч}$ , %	0,91	0,65	0,63	0,55	0,61
$\delta v_{расч}$	0,76	0,54	0,52	0,48	0,52
$E_{табл}$ , ГПа	116	72	72	80,65	214
$G_{табл}$ , ГПа	45	27	27	33,36	85
$v_{табл}$	0,37	0,33	0,33	0,209	0,28
$\delta E$ , %	-5,9	-1,0	3,4	0,1	-0,2
$\delta G$ , %	-9,4	-2,3	3,1	0,0	-2,1
$\delta v$ , %	-8,5	6,0	2,2	0,5	1,3

Как видно из таблицы, относительная погрешность измерений акустическим методом модуля Юнга составляет порядка 2 %, модуля сдвига и коэффициента Пуассона не более 1 % при данной погрешности измерений скоростей УЗ волн.

В целом можно отметить, что результаты измерений модулей упругости достаточно хорошо соответствуют приведенным справочным данным для всех образцов, с учетом как неопределенности самих справочных данных, так и имеющейся зависимости акустических параметров материалов и, соответственно, их физико-механических характеристик от неоднородности свойств различных партий изготовления.

Максимальные различия отмечены для латуни Л63, имеющей значительную структурную и акустическую неоднородность (разброс скоростей УЗ волн до  $\pm 100$  м/с для различных поставок). Наименьшие расхождения получены для оптического стекла марки К8, так как оптические стекла более структурно однородны в сравнении с металлами, а физико-механические характеристики стекол строго регламентированы ГОСТ 13659-78. Очевидно, более перспективным вариантом может быть непосредственное сличение статического и динамического методов на образцах материалов одной поставки.

Согласно методическим указаниям МИ 668-84, при оценке достоверности данных о модулях упругости металлов и сплавов, полученных динамическими методами, расхождения между расчетными и табличными данными могут быть порядка 5%.

Полученные результаты подтверждают возможность определения модулей упругости материалов динамическим методом с высокой точностью на основе прецизионных измерений скоростей распространения продольных и поперечных акустических волн с применением бесконтактных емкостных методов возбуждения и регистрации ультразвука.

В дальнейшем могут быть исследованы и разработаны методы и средства определения физико-механические свойств материалов с использованием динамического акустического метода с целью создания эталонной базы в данной области измерений.

#### Список источников

1. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М. : Мир, 1978. 544 с.
2. Методы акустического контроля металлов / Н. П. Алешин, В. Е. Белый, А. Х. Вовилкин [и др.] / под ред. Н. П. Алешина // М. : Машиностроение, 1989. 456 с.
3. Эталонная установка для комплексных измерений акустических параметров твердых сред / В. А. Луговой, С. Л. Снытко, Н. С. Андрианова [и др.] // Измерительная техника. 2023. № 2, С. 55–62.
4. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. М. : Атомиздат, 1976. 1008 с.
5. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова // М. : Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
6. Францевич И. Н., Воронов Ф. Ф., Бакута С. А. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов / Под ред. Академика И. Н. Францевича // Киев : Наукова Думка, 1982. 286 с.
7. Справочник конструктора [Электронный ресурс]. URL: <https://sprav-constr.ru/index.html> (дата обращения: 08.09.2024).

## МАГНЕТРОННЫЕ НАНОПЛЕНКИ ИЗ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ – *n*– И $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$ – *p*-ПРОВОДИМОСТИ

А. П. Кузьменко, А. И. Колпаков, К. А. Матарыкин

Юго-Западный государственный университет, г. Курск

E-mail: [artem.kolpakov.96@mail.ru](mailto:artem.kolpakov.96@mail.ru)

*В статье представлены результаты исследований магнетронных пленочных структур (МНП) из теллурида висмута  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  (*n*-проводимость) и  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$  (*p*-проводимость), нанесенных на подложку из монокристаллического кремния (100). Методами сканирующей электронной (СЭМ) и атомно-силовой (АСМ) микроскопии и рентгенофазового анализа (РФА) исследованы морфология, элементный и фазовый состав поверхности МНП. По данным РФА определены размеры области когерентности, коэффициенты текстуры, микродеформации и межплоскостные деформационные искажения МНП. По результатам АСМ МНП определена шероховатость, проведен гранулометрический анализ, рассчитана фрактальная размерность, составившая  $D = 2,5$ , что указывало на их трехмерность.*

Рост обеспокоенности влияния негативных воздействий парниковых газов, практически неизбежно сопутствующих сжиганию ископаемого топлива и громадность энергетических потерь, составляющих более 60% в мире в виде неиспользуемого тепла, вновь и вновь выдвигает проблему прямого превращения тепла в электроэнергию. Теллурид висмута ( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) благодаря целому ряду превосходных характеристик выступает в качестве потенциально перспективного материала для термоэлектрических элементов и топологических изоляторов [1], что получило подтверждение, к примеру, за счет нанокристаллизации [2], низко размерного структурирования [3]. Именно в нем уже достигнута приемлемая термоэлектрическая добротность при комнатной температуре:  $ZT = S^2\sigma T / k \sim 0,63$  [4], а также коэффициент мощности  $PF = S^2\sigma$ , используемый в качестве альтернативы  $ZT$  для оценки производительности [5]. Здесь  $S$  – коэффициент Зеебека (мВ/К),  $\sigma$  – электропроводность (См/м),  $k$  – теплопроводность (Вт/ м×К)).

Отметим, что физический размер кристаллитов оказывает определяющее влияние на термоэлектрические характеристики. Пороговый размер кристаллитов задается длиной свободного пробега фононов, меньше которого возрастает рассеивание на границах кристалла и снижение теплопроводности решетки. Одновременно с этим с увеличением размера кристалла до некоторого критического значения происходит увеличение электропроводности в результате свободного перемещения носителей зарядов через энергетический барьер [6]. Именно эти обстоятельства обусловили цель настоящей работы. Получение и характеристика нанопленочных структур теллурида висмута с противоположными типами проводимости, наносимых высокочастотным магнетронным распылением (ВЧ МР) из мишеней  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$  (*p*-проводимость) и  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  (*n*-проводимость), изготовленных методом горячего прессования в центре коллективного пользования научно-исследовательского университета «БелГУ» д.ф.-м.н., в.н.с Ивановым Олегом Николаевичем и к.ф.-м.н., с.н.с. Япрынцевым Максимом Николаевичем.

Исследуемые пленки наносились на подложку из кремния (100), очищенную от органических соединений сначала смесью 1:6 дихромата калия с серной кислотой, а затем от механических повреждений плазменной чисткой (РICO). ВЧ МР проводилось на малогабаритной вакуумной установке МВУ ТМ-МАГНА Т с типовым магнетронным генератором высоких ча-

стот – 13,56 МГц (производства Акционерного общества «Научно-исследовательский институт точного машиностроения», г. Москва). В процессе подготовки подложек к напылению, в технологическом цикле синтеза МНП проводилась дополнительная ионная чистка. Распыления мишеней осуществлялось в вакууме рабочей камеры до  $5 \times 10^{-4}$  Па, при давлении атмосферы рабочего газа Ar – 1 Па. Пленочные структуры формировались в течение 3600 с при мощности распыления 50 Вт. Для выбора мощности распыления были проанализированы результаты зарубежных авторов [7], а также данные наших исследований при разных временах и мощностях ВЧ МР с учетом критерия, предложенного в [8].

Для определения распределения элементного состава и исключения возможных необоснованных включений в поверхности исследуемых нанопленок использовался СЭМ (JEOL JSM LV6610) с энергодисперсионным рентгеновским анализатором (Oxford Instruments X-Max Silicon Drift Detector 150 mm<sup>2</sup>). На рис. 1 и 2 приведены типичные СЭМ-изображения (с увеличением  $5 \times 10^3$ ) с картированием по элементному составу на поверхности МНП из  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  различного типа проводимости (рис. 1 – *p*-проводимости, рис. 2 – *n*-проводимости). Полученные СЭМ-изображения с распределениями элементов по поверхности МНП характеризуются их равномерным распределением и являются стехиометрическими.

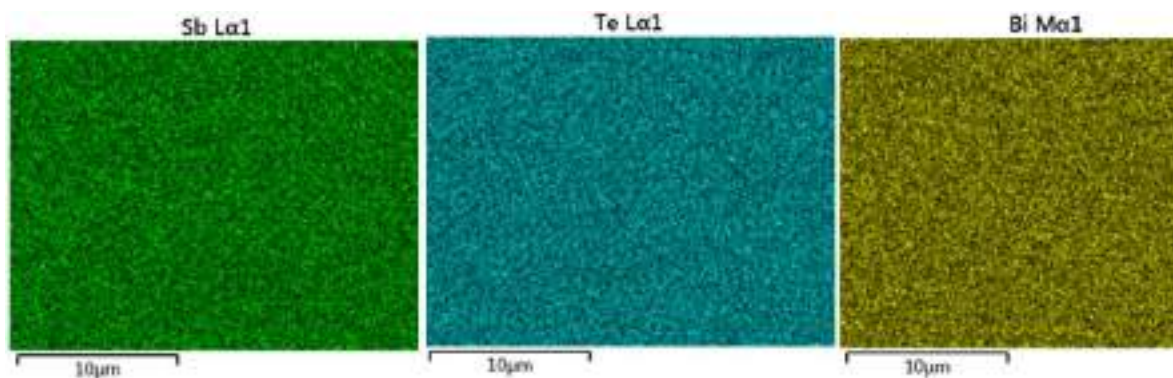


Рис. 1. Поэлементное картирование поверхности пленки  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$  (*p*-проводимость)

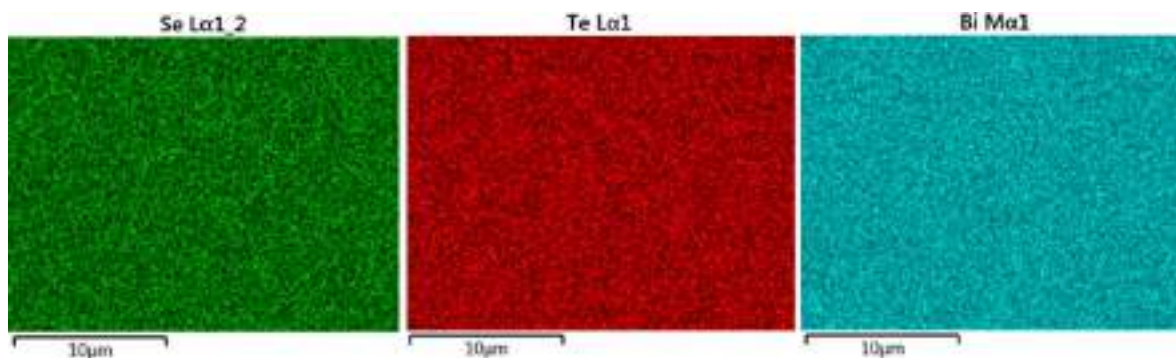


Рис. 2. Поэлементное картирование поверхности пленки  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  (*n*-проводимость)

На рис. 3, а, б представлены рентгеновские дифрактограммы исследуемых МНП с расшифровкой. Так на рис. 3, б пик  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}(101) - 2\theta = 21,18^\circ$  был идентифицирован как пик отвечающий мишени, что согласуется с данными [9] и соответствуют ромбоэдрической фазе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [5]:  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(015) - 2\theta = 27,64^\circ$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(1010) - 2\theta = 27,64^\circ$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(0015) - 2\theta = 45,5^\circ$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(205) - 2\theta = 49,64^\circ$  с ориентацией по оси (001). У пленки *n*-проводимостью отмечено уширение линий на плоскостях (015) и (205), что может свидетельствовать о низком уровне

кристалличности. В то же самое время для пленки *p*-типа эти же линии обладают малой шириной по уровню 0,5, что также говорит о более высоком уровне кристалличности этого соединения.

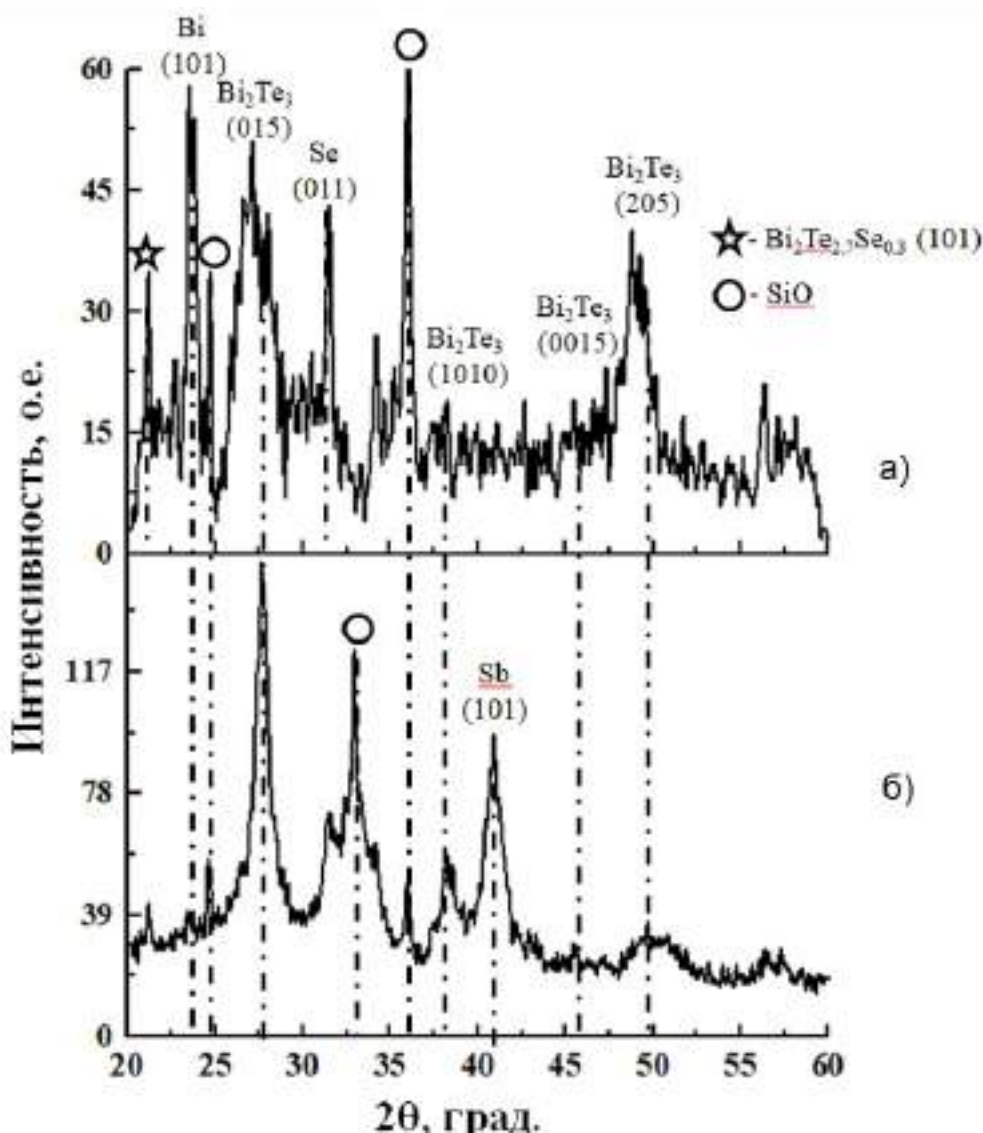


Рис. 3. Дифрактограммы магнетронных пленок: а) *n*-проводимость; б) *p*-проводимость

По представленным дифрактограммам по формуле Дебая–Шеррера:

$$L_{hkl} = 0,9\lambda / (\beta_{1/2} \cos\theta_{hkl}) \quad (1)$$

рассчитаны области когерентности  $L_{hkl}$ , приведенные в табл. 1 и 2. Здесь  $hkl$  – индексы Миллера, величина  $\beta = 0.95$  определена по уровню 0,5 (FWHM), характерная для  $\text{Cu } K\alpha$ , длина волны  $x$ -ray составляла  $\lambda = 0,1541$  нм.

С учетом интенсивностей наблюдаемых рефлексов были рассчитаны коэффициенты текстуры:

$$T = I(hkl) / \sum I_i(hkl). \quad (2)$$

При суммировании  $-\Sigma I_i(hkl)$  учтены все возникающие рефлекссы для каждой МНП. Рассчитанные по (2) коэффициенты текстуры представлены в таблицах 1 и 2. Более высокая текстурированность отмечена у МНП из  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$   $n$ -проводимости.

По наблюдаемым отклонениям рефлекссов для характерных структур от эталонных значений, взятых из базы данных ICDD –  $a_0(hkl)$ , оценены величины и знаки, возникающих в МНП деформаций. В расчетах межплоскостных расстояний  $a(hkl)$  по данным РФА для МНП сформированных при ВЧ МР использована формула Вульфа-Брегга:  $2a(hkl)\sin\theta = \lambda$ . Возникающие относительные изменения  $a(hkl)$  определялись в процентах:

$$\Delta a = ((a(hkl) - a^0(hkl))/a^0(hkl)) \times 100 \% \quad (3)$$

По данным РФА также были рассчитаны микродеформации ( $\varepsilon$ ) исследуемых пленок:

$$\varepsilon = \beta/(4\text{tg}\theta) \quad (4)$$

Результаты расчетов  $\Delta a$  и  $\varepsilon$  МНП обоих типов  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$  ( $p$ -проводимость) и  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  ( $n$ -проводимость) представлены в табл. 1 и 2. Отмечено, что относительные отклонения,  $\Delta a$  изменяли знак у  $n$ -проводимости, а у  $p$ -проводимости – оно отсутствовало. В МНП  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$   $n$ -проводимости  $\Delta a < 0$  для плоскости (205), то есть имела место сжимающая деформация. Не исключено, что именно этим обусловлено повышенная текстурированность в данной МНП. Очевидно при формировании МНП методом ВЧ МР для исключения в структуре термоупругих напряжений обязателен их отжиг.

Таблица 1

**Расчетные области когерентности ( $L_{hkl}$ ), коэффициенты текстуры ( $T$ ), микродеформаций ( $\varepsilon$ ) и изменений межплоскостных расстояний ( $\Delta a$ ) для  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  ( $n$ -проводимость)**

$T$ , о.е.	$\varepsilon$ ( $10^{-3}$ ) о.е.	$\Delta a$ , %				$L_{hkl}$ , нм			
		$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (1010)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (0015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (205)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (1010)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (0015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (205)
23,63	0,38	0,2	5,6	0,24	-0,15	0,18	0,21	0,31	0,36

Таблица 2

**Расчетные области когерентности ( $L_{hkl}$ ), коэффициенты текстуры ( $T$ ), микродеформаций ( $\varepsilon$ ) и изменений межплоскостных расстояний ( $\Delta a$ ) для  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$  ( $p$ -проводимость)**

$T$ , о.е.	$\varepsilon$ ( $10^{-3}$ ) о.е.	$\Delta a$ , %				$L_{hkl}$ , нм			
		$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (1010)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (0015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (205)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (1010)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (0015)	$\text{Bi}_2\text{Te}_3$ (205)
17,39	0,1	1,97	5,65	0,27	1,21	0,1	0,92	0,94	0,13

Морфология поверхностей, полученных МНП, исследовалась на АСМ (AIST-NT SmartSPM, с разрешением по  $Z$  – координате 30 пм). Типичные изображения показаны на рис. 4 а, б свидетельствовали о низком уровне шероховатости, что отвечало критерию качества, введенному в [9]. Изменение высоты согласно профилограмме на вставках к рис. 4 а, б лежало в пределах 8,5 нм для  $p$ -типа проводимости и 6,5 нм для  $n$ -типа. Расчетные величины шероховатости составили:  $R_a = 1,31$  нм – для  $p$ -типа,  $R_a = 1,04$  нм – для  $n$ -типа. Гранулометрические анализы по АСМ изображениям в масштабе ( $0,5 \times 0,5$  мкм<sup>2</sup>) для МНП из  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  разной проводимости (с максимальной величиной латерального размера  $d_n$  и  $d_p$ ) представлены на рис. 4,

в и г. Интервал изменений ( $d_{cp} \pm \Delta d$ ) для исследуемых нанопленок лежал:  $d_n = 18 \pm 2,5$  нм и  $d_p = 18 \pm 3$  нм. На гистограммах измеренные распределения латеральных размеров фито- ванны логнормальным зависимостью. Характерный размер частиц в полученных МНП изменялся от 11 нм до 27 нм.

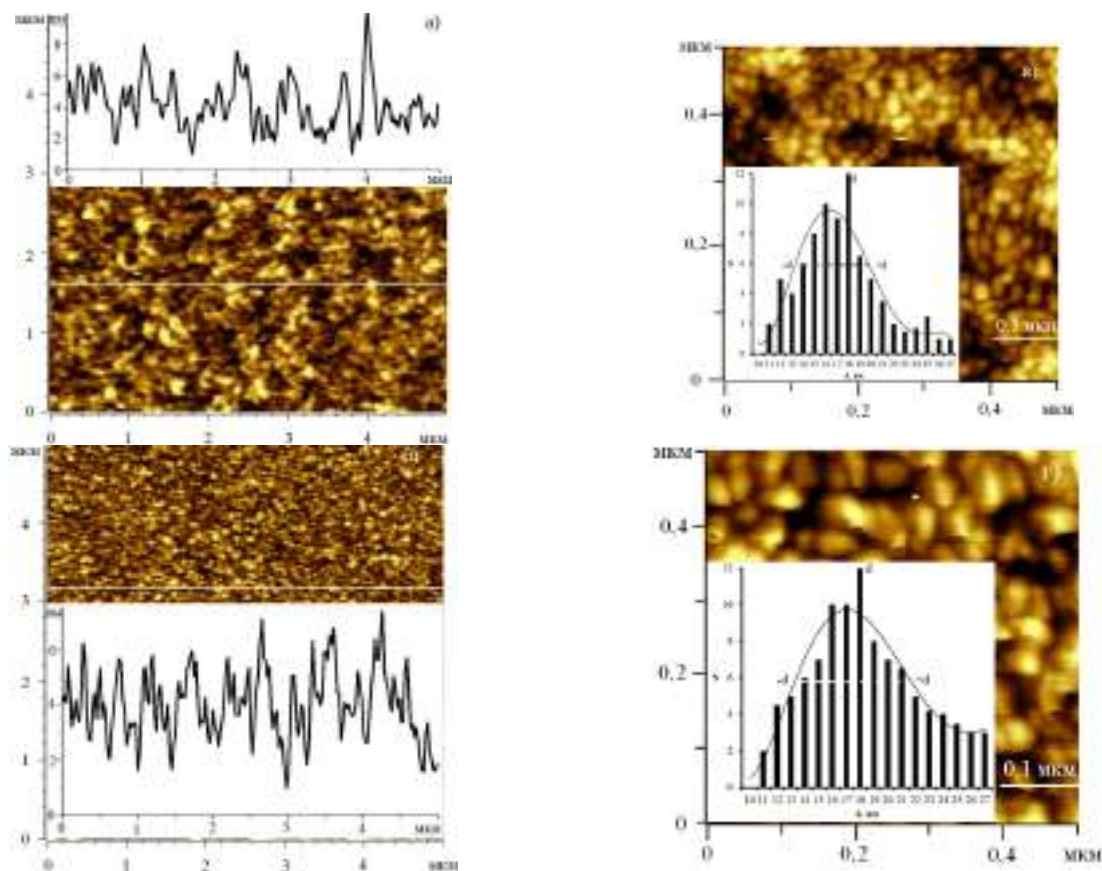


Рис. 4. АСМ изображения магнетронных нанопленок из  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ : а)  $n$ -типа проводимости; б)  $p$ -типа проводимости с профилограммой;  $0,5 \times 0,5$  мкм<sup>2</sup> с данными гранулометрического анализа; в)  $n$ -типа проводимости; г)  $p$ -типа проводимости

Методом подсчета кубов (программа Gwyddion) была рассчитана фрактальная размерность ( $D$ ) по АСМ-изображениям МНП. Все значения  $D$  удовлетворяли условию  $D > 2$ , что свидетельствовало о трехмерности их структуры.

Получены нанопленки  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$  ( $p$ -проводимость) и  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  ( $n$ -проводимость) методом высокочастотного магнетронного распыления в инертной среде (аргон). Проведена их комплексная характеристика по элементному, фазовому и структурному составам. Анализ СЭМ-изображений указывал на их равномерное распределения по латеральному размеру  $d_n = 18 \pm 2,5$  нм и  $d_p = 18 \pm 3$  нм. Малые значения областей когерентности в обоих случаях позволили зарегистрировать качественные рентгеновские дифрактограммы практически без аморфизации. В пленках  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$   $n$ -проводимости  $\Delta a$  имела разные знаки, что свидетельствовало о возникновении в процессе нанесения МНП как сжимающих, так и растягивающих деформаций. Также следует отметить отсутствие изменения знака,  $\Delta a$  в МНП  $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$   $p$ -проводимости, тогда как электронная проводимость в  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$  обуславливает изменение знака деформации –  $\Delta a < 0$ . Расчетная величина фрактальной размерности  $D$  во всех случаях превышала 2, что свидетельствовало об их трехмерности.



*Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (з/з 2020 № 0851–2020–0035), в рамках реализации программы стратегического академического лидерства “Приоритет–2030” (Соглашение № 075–15–2021–1213).*

#### СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Topological thermoelectric materials based on bismuth telluride / L. N. Lukyanova, O. A. Usov, M. P. Volkov et al. // *Nanotechnol Russia*. 2021. V. 16. P. 282–293.
2. Performance evaluation of flexible thermoelectric generator with Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> thin-film / Haruto Abe, Masayuki Takashiri, Shunsuke Hara et al. // *Applied thermal engineering*. 2024. № 248. P. 123258.
3. Growth of single-crystalline Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> hexagonal nanoplates with and without single nanopores during temperature-controlled solvothermal synthesis / Y. Hosokawa, K. Tomita, M. Takashiri // *Scientific reports*. 2019. V. 9. P. 10790.
4. Metal-ceramic composite Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-Gd: thermoelectric properties / O. N. Ivanov, M. N. Yaprntsev, A. E. Vasil'ev [et al.] // *Glass and Ceramics*. 2022. V. 79. № 5-6. P. 180–184.
5. Influences of substrate types and heat treatment conditions on structural and thermoelectric properties of nanocrystalline Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> thin films formed by DC magnetron sputtering / Takuya Kurokawa, Ryotaro Mori, Oga Norimasa et al. // *Vacuum*. 2020. V. 179. P. 1009535.
6. Кульбачинский В. А. Наноструктурирование и создание нанокомпозитов – перспективное направление увеличения эффективности термоэлектриков // *Российские нанотехнологии*. 2019. Т. 14. № 7-8. С. 30–42.
7. Bi<sub>0.5</sub>Sb<sub>1.5</sub>Te<sub>3</sub>-based films for flexible thermoelectric devices / Hongjing Shang, Chaochao Dun, Yuan Denge et al. // *Journal of materials chemistry a*. 2020. P. 1–32.
8. Магнетронные одно- и многослойные нанопленки из Nb, C и Si / А.П. Кузьменко, Тант Син Вин, Мью Мин Тан и др. // *Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии*. 2019. Т. 9. № 4. С. 30–52.
9. The effect of thermal evaporation parameters on thermoelectric properties of Bi<sub>2</sub>Te<sub>2.7</sub>Se<sub>0.3</sub> thin films produced from ball milled powder / Y. Saberi, S.A. Sajjadi // *Journal of materials science: materials in electronics*. 2023. V. 34. P. 392.

УДК 537.226

### ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА И НАНОЧАСТИЦ ВаTiO<sub>3</sub>

**А. Э. Львов, А. Ю. Милинский, С. В. Барышников**

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск

E-mail: [andrei.1998.lvov@gmail.com](mailto:andrei.1998.lvov@gmail.com)

*Представлены результаты исследований диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и коэффициента третьей гармоники  $\gamma_{3\omega}$  композитов, полученных на основе сегнетоэлектрика триглицинсульфата (ТГС) и наночастиц ВаTiO<sub>3</sub> со средним размером 50 и 400 нм. Исследования проводились в температурном интервале 300–355 К. Для ТГС, входящего в состав композитов (ТГС)<sub>1-x</sub>(ВаTiO<sub>3</sub>)<sub>x</sub> ( $x = 0,10$  и  $0,20$ ) обнаружено смещение фазового перехода при нагреве к высоким температурам на 3 и 5 К соответственно по сравнению с объемным веществом. Обнаружен гистерезис фазового перехода ТГС в композитах, который увеличивается с ростом содержания наночастиц ВаTiO<sub>3</sub>.*

ТГС представляет собой пример классического сегнетоэлектрика, который был подробно исследован, и поэтому, исследования его свойств уже не вызывают столь живого интереса. Однако в последнее время наблюдается рост исследований композитов на основе ТГС с различными добавками или нанокомпозитов, которые получают путем встраивания ТГС в нанопористые матрицы. В данной работе приводятся результаты исследования диэлектрических свойств композитов  $(\text{TGS})_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$ , полученных на основе триглицинсульфата и наночастиц  $\text{BaTiO}_3$  размером 50 и 400 нм.

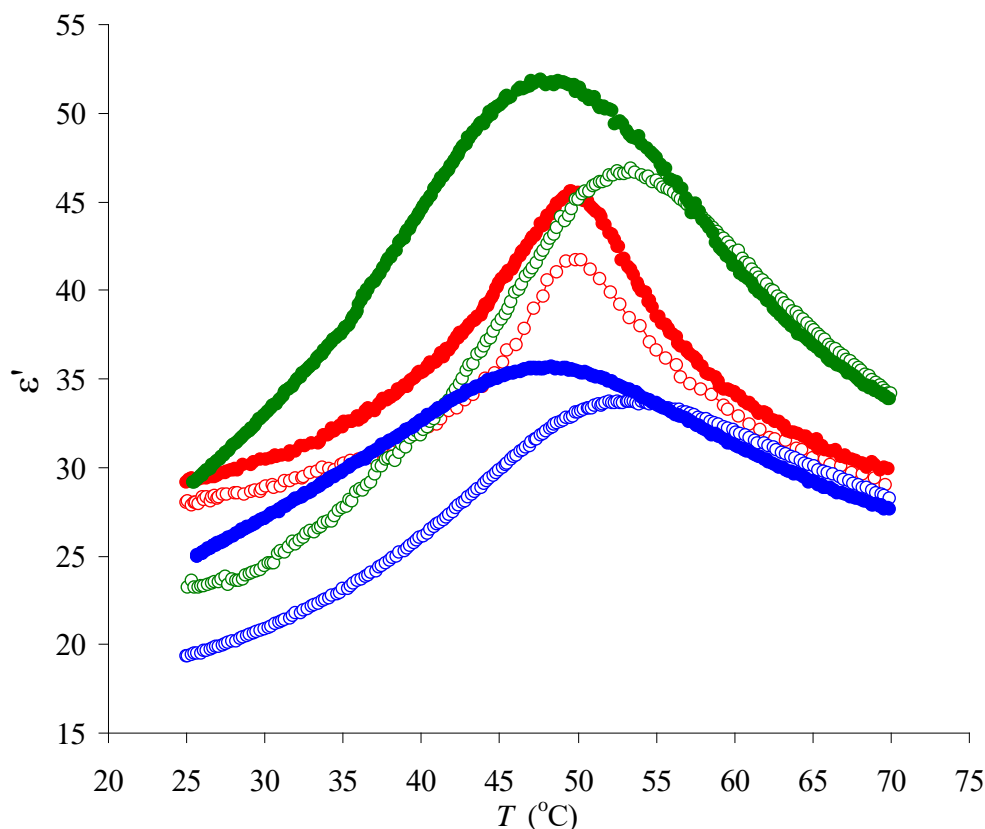
В работе использовались нанопорошки  $\text{BaTiO}_3$  чистотой 99,9% со средним размером частиц 50 и 400 нм. Частицы  $\text{BaTiO}_3$  с размером 50 нм в исследуемом температурном интервале имели кубическую симметрию, а с размером частиц 400 нм – тетрагональную [1].

Композиты  $(\text{TGS})_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$  получались механическим перемешиванием порошка ТГС со средним размером частиц 5 мкм и частиц  $\text{BaTiO}_3$  размером 50 и 400 нм в агатовой ступке в течение 10 минут. Далее полученная смесь прессовалась под давлением  $7500 \text{ кг/см}^2$  в образцы в форме таблеток диаметром 10 мм и толщиной 1 мм. Объемное содержание частиц  $\text{BaTiO}_3$  в композитах составляло 10 и 20 %. В качестве электродов на поверхность образцов наносилась In-Ga паста. Для сравнения были исследованы диэлектрические свойства прессованного при давлении  $7500 \text{ кг/см}^2$  порошка ТГС. На рисунке представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$ , полученные для прессованного порошка ТГС. Максимальное значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  при нагреве и охлаждении наблюдается при одной и той же температуре в пределах  $0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ , составляющей  $49 \text{ }^\circ\text{C}$ . Это обусловлено фазовым переходом второго рода [2], который характеризуется плавным изменением параметров системы, таких как симметрия и порядок. Максимальное значение диэлектрической проницаемости для образца прессованного порошка ТГС более чем на порядок меньше значения  $\epsilon'$  для монокристалла в связи с усреднением по кристаллографическим осям составляет 32,5, что более чем на порядок меньше значения  $\epsilon'$ , полученного для монокристалла в связи с усреднением по кристаллографическим осям. Для композитов  $(\text{TGS})_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$  фазовый переход, соответствующий ТГС сильно размывается и смещается в сторону высоких температур (рисунок). При этом размытие и сдвиг фазового перехода тем больше, чем выше содержание наночастиц  $\text{BaTiO}_3$  в композите. Кроме этого для ТГС, входящего в состав композитов, появляется температурный гистерезис фазового перехода. В таблице представлены температуры, при которых фиксируются максимальные значения диэлектрической проницаемости при нагревании и охлаждении для исследованных образцов, а также указаны сами максимальные значения диэлектрической проницаемости при этих условиях.

Увеличение содержания наночастиц  $\text{BaTiO}_3$  в композите  $(\text{TGS})_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$  приводит к росту температуры Кюри при нагреве. Однако температура Кюри при охлаждении для ТГС и композитов  $(\text{TGS})_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$  ( $x = 0,10$  и  $0,20$ ) в пределах  $0,5 \text{ K}$  совпадают.

**Температуры, при которых фиксируются максимальные значения диэлектрической проницаемости при нагревании и охлаждении**

Образец	$T$ нагрева, max	$T$ охлаждения, max	$\Delta T$	$\epsilon'$ max нагрева	$\epsilon'$ max охлаждения
ТГС	50	49,5	0,5	41,7	45,6
$(\text{TGS})_{0,90}/(\text{BaTiO}_3)_{0,10}$ (400 нм)	53,2	48,4	4,8	47	51,6
$(\text{TGS})_{0,80}/(\text{BaTiO}_3)_{0,20}$ (400 нм)	53,6	48,5	5,1	46,3	51,9
$(\text{TGS})_{0,90}/(\text{BaTiO}_3)_{0,10}$ (50 нм)	53,6	48,3	5,3	33,7	35,6
$(\text{TGS})_{0,80}/(\text{BaTiO}_3)_{0,20}$ (50 нм)	54	48,8	5,2	26,5	26,7



Зависимости  $\epsilon'(T)$  для прессованного порошка ТГС (красные символы) и композитов  $(\text{TGS})_{0,90}/(\text{BaTiO}_3)_{0,10}$  с размерами частиц  $\text{BaTiO}_3$  50 (синие символы) и 400 нм (зеленые символы) соответственно. Незаполненные символы соответствуют нагреву, заполненные – охлаждению

По сравнению с чистым ТГС, для ТГС, входящего в состав композитов, было выявлено повышение температуры Кюри при нагреве на 3 и 5 К при содержании частиц 10 и 20% соответственно. Обнаружено возникновение гистерезиса фазового перехода ТГС, входящего в состав композитов. Гистерезис увеличивается при росте содержания частиц  $\text{BaTiO}_3$  и составляет 3 и 5 К для  $x = 0,10$  и  $0,20$  соответственно. Повышение температуры Кюри ТГС вероятно связано с наличием взаимодействий между ТГС и  $\text{BaTiO}_3$ , приводящих к изменению характера водородных связей в молекулах сегнетоэлектрика [3].

#### Список источников

1. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы : пер. с англ. М. : Мир, 1981. 736 с.
2. Baryshnikov S., Milinskiy A., Stukova E. Dielectric properties of the ferroelectric composites  $[\text{AgNa}(\text{NO}_2)_2]_{0,9}/[\text{NaNO}_2]_{0,1}$  and  $[\text{AgNa}(\text{NO}_2)_2]_{0,9}/[\text{BaTiO}_3]_{0,1}$  // *Ferroelectrics*. 2018. V. 536. iss.1 P. 91–98.
3. Ик-спектроскопия сегнетоэлектрических композитов / Н. Г. Поправко, А. С. Сидоркин, С. Д. Миловидова [и др.] // *ФТТ*. 2015. Т. 57, № 3. С. 510–514.

## СВЯЗЬ РЕАКЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ МОЛЕКУЛ УГЛЕРОДНЫХ МОДИФИКАЦИЙ С ИХ КВАЗИЛИНЕЙЧАТЫМИ СПЕКТРАМИ

Т. А. Меределина

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск

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

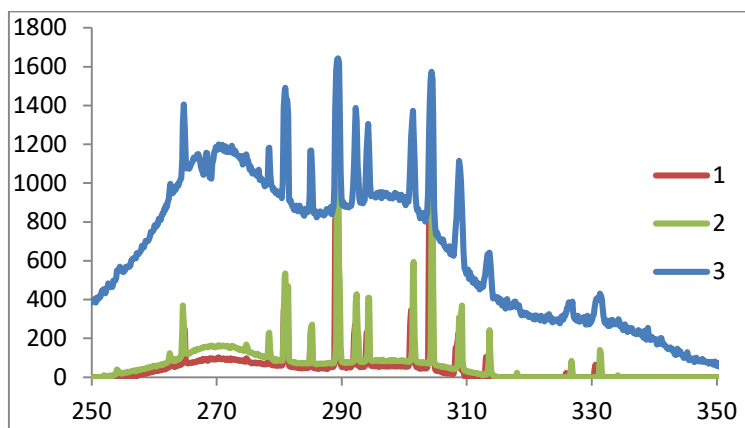
*В рамках  $\sigma$ - $\pi$ -модели показано, что углеродные аллотропы, обладающие наименьшей химической реакционной способностью, дают более четкие и интенсивные квазилинейчатые спектры.*

Долгое время считалось, что углерод существует в двух аллотропных состояниях. Первое – 3D состояние, с характерной  $sp^3$ -гибридизацией и образованием четырех равнозначных  $\sigma$ -связей длиной 0,142 нм, известное под названием алмаз. Второе – 2D форма, представляет собой слоистую структуру графита. Графит характеризуется  $sp^2$ -гибридизацией, в каждом слое – графене три электрона связаны  $\sigma$ -связями в треугольники с углами  $120^\circ$  и сторонами в 0,14 нм, между слоями расстояние 0,335 нм и действует более слабая  $\pi$ -связь. В 1985 году были открыты фуллерены – новая 0D форма углеродного аллотропа. Самый распространенный фуллерен  $C_{60}$  имеет поперечный размер 0,714 нм, так как он состоит из пентагонов и гексагонов, то имеет связи с разной длиной в 0,139 нм и 0,144 нм. Три валентных атома углерода образуют  $\sigma$ -связи с соседними атомами, четвертый электрон приводит к образованию  $\pi$ -связи на поверхности фуллерена. В 1991 году случайно было обнаружено 1D-состояние углерода – одномерные протяженные структуры или углеродные нанотрубки, наименьший диаметр которых составляет 0,714 нм, а длина может достигать несколько десятков микрон. Расстояние между атомами в плоскости графена 0,142 нм, атомы, как и атомы фуллеренов, имеют смешенную  $sp^2$ - $sp^3$ -гибридизацию. В случае одностенных трубок в ковалентной связи могут участвовать только два электрона, два оставшихся образуют  $\pi$ -облако по всей длине нанотрубки. Многостенные трубки могут иметь различные конфигурации, но расстояния между слоями всегда составляют 0,34 нм [1]. На первый взгляд незначительные различия в связях углеродный аллотропов приводят к образованию уникальных конфигураций и свойств каждого из них.

В данной работе для установления зависимости химической активности углеродного соединения с квазилинейчатым спектром были взяты следующие образцы: фуллерены  $C_{60}$  и  $C_{60/70}$ , многостенные углеродные нанотрубки (УНТ). Квазилинейчатые спектры этих модификаций получены методом Шпольского, в качестве матрицы использовался н-гептан, концентрация растворов составляла  $10^{-9}$  моль/л. Молекулы гептана представляют собой тетраэдрические структуры углерода, связанных водородом. Атомы постоянно вращаются вокруг простых  $\sigma$ -связей, молекулы алканов таким образом могут принимать различные формы, окружая внедренные молекулы. Замороженные при температуре жидкого азота ( $T = 77,3$  К), образцы возбуждались светодиодным лазером АВМ УФ 400К, с длиной волны 365 нм. Спектры флуоресценции регистрировались при помощи ПЗС-камеры и обрабатывались в программе автоматизации спектрального анализа для спектрографа ИСП-51 [2].

На рисунке представлены квазилинейчатые спектры исследуемых углеродов. Хорошо видно, что спектры всех трех образцов аналогичны по числу основных линий и их частотам. Спектры данных модификаций, снятые ранее в гексане, так же показали одинаковое количество возможных сингулярных переходов электронов между энергетическими уровнями [3]. Это объясняется тем, что люминесценция – это единственный переход атома с

низшего возбужденного уровня на основной, она не зависит от каких-либо внешних условий. В основном состоянии атом углерода имеет два неспаренных электрона, в возбужденном неспаренных электронов четыре, и не важно в какой модификации находится атом углерода. Однако спектры имеют различные интенсивности линий и общего фона. Это говорит о том, что в спектре присутствуют не только электронные переходы, но отражены и другие колебательные состояния молекулы, несмотря на то, что молекула встроена в матрицу, так же следует учесть взаимодействие с самой матрицей. Часть фона обусловлена электронно-колебательными взаимодействиями молекул в матрице между собой и с молекулами самой матрицы.



Спектры люминесценции углеродных соединений:

№1 – нанотрубки, №2 –  $C_{60}$ , №3 –  $C_{60/70}$

На графике четко видно, что спектр углеродных трубок наиболее четкий и интенсивный, чем спектры фуллеренов. Молекулы УНТ, как и молекулы фуллеренов окружены облаком  $\pi$ -электронов, но фуллерены более химически активны чем трубки, так как потолок валентной зоны нанотрубок ниже по энергии чем у фуллеренов. Геометрия нанотрубок приводит к многочисленным деформациям атомных шестиугольников, что влечет за собой возрастание доли  $\sigma$ -связей. Нанотрубки более инертны к растворителю, поэтому матрица оказывает на них наименьшее влияние.

При рассмотрении электронной структуры углеродных аллотропов можно сделать вывод, что наличие деформаций в различных углеродных модификациях приводит к образованию более стойких  $\sigma$ -связи и снижению реакционной способности вещества. А инертность внедренных молекул по отношению к молекулам матрицы приводит к получению более четкого квазилинейчатого спектра.

#### Список источников

1. Томилин Ф. Н., Абрамов П. В., Кузубов А. А. Связь химических свойств углеродных нанотрубок с их атомной и электронной структурами // Физика твердого тела. 2004. № 46. С. 1143–1146.
2. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017616306 «Модуль автоматизации спектрального анализа для спектрографа ИСП-51». Автор: Антонов А.А. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 07 мая 2019 г.
3. Меределина Т. А., Стародубцева А. К. Электронные спектры углеродных модификаций в рамках модели Хаббарда // ФФиПО: Материалы XXI региональной научной конференции. Благовещенск: Амурский гос. ун-т. 2023. С. 57–59.

## НАНОКОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ИНТЕРФЕЙСОМ: СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

**А. А. Набережнов<sup>1</sup>, Е. Ю. Королева<sup>1</sup>, А. Ю. Молоков<sup>1</sup>, О. А. Алексеева<sup>1</sup>, А. А. Сысоева<sup>1</sup>,  
А. В. Фокин<sup>1</sup>, Ю. Е. Горшкова<sup>2</sup>, П. Ю. Ванина<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, г. С.-Петербург

<sup>2</sup> ОИЯИ, Лаборатория Нейтронной Физики им. И. М. Франка, г. Дубна

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, С.-Петербург

E-mail: [alex.nabereznov@mail.ioffe.ru](mailto:alex.nabereznov@mail.ioffe.ru)

*На основе мезопористых стекол со средним диаметром пор 6-7 нм (PG6, PG7) изготовлены матрицы с интерфейсом, модифицированным С, TiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Полученные матрицы использованы для создания нанокompозитных материалов (НКМ), содержащих в поровом пространстве диэлектрики NaNO<sub>2</sub>, KNO<sub>3</sub> и NaNO<sub>3</sub>. Показано, что введение модификаторов, а затем диэлектриков приводит к значительному изменению фрактальных характеристик НКМ. Для цепочки образцов PG6, PG6+NaNO<sub>2</sub>, PG6+TiO<sub>2</sub>, PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub> проведен сравнительный анализ влияния модификации интерфейса на структуру и пространственную организацию внедренного в поры нитрита натрия и на диэлектрические свойства полученных нанокompозитов. Определены характерный размер области когерентного рассеяния (~ 35 нм) и радиус гирации (672 Å) для наночастиц NaNO<sub>2</sub> в порах. Из анализа диэлектрических спектров установлено существование двух принципиально различных релаксационных процессов в нанокompозитах с NaNO<sub>2</sub>, связанных с поляризацией на границах зерен (наночастиц) и с прыжковой проводимостью ионов натрия. Показано, что в НКМ PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub> сосуществуют кристаллическая и аморфная фазы нитрита натрия.*

Создание и исследование новых нанокompозитных материалов (НКМ) является одной из наиболее «горячих» и востребованных современным развитием индустрии направлением в физике конденсированного состояния, так как НКМ зачастую обладают рядом необычных макроскопических физических свойств, ненаблюдаемых в массивных (объемных) материалах. Для создания НКМ используются различные методы и подходы: один из них – это использование искусственных и природных нанопористых матриц, в поровое пространство которых вводится вещество-«гость». Существуют НКМ, в которых в качестве внедренного материала использованы диэлектрики, магнетики, металлы, жидкости, полупроводники и т.п. В то же время вопрос о влиянии интерфейса «матрица-внедренный материал» на свойства как внедренного вещества, так и на НКМ в целом остается малоисследованным. В данной работе на основе нанопористых щелочно-боросиликатных стекол [1] со средними диаметрами пор 6-7 нм (PG7) были изготовлены матрицы, в которых на первом этапе был организован новый интерфейс на границе «матрица-поровое пространство». Для создания нового интерфейса были использованы углерод, TiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Пористость исходных стекол PG7 составляла около 23 %. Средний диаметр пор определялся с помощью ртутной порометрии [2]. Исходные образцы представляли собой пластины с размерами 10×10×1 мм.

В качестве прекурсора для создания интерфейса из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> использовался хорошо растворимый нонагидрат нитрата алюминия Al(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub>·9H<sub>2</sub>O (х.ч.), разлагающийся при нагревании с образованием аморфного оксида алюминия: сначала при 135 °С образуется основная соль Al(OH)<sub>2</sub>NO<sub>3</sub>·1.5H<sub>2</sub>O, которая при дальнейшем нагреве (до 200 °С) переходит в оксид [3]. Количество введенного в поры оксида алюминия определяли гравиметрически. Заполнение образцов типа PG7 составляло около 5% от общего объема пор.

В качестве прекурсора для создания интерфейса из оксида титана использовался тетраизо-пропилат титана (ТТИР)  $(i-C_3H_7O)_4Ti$ , представляющий собой желтоватую жидкость, хорошо соединяющуюся с органическими растворителями (этанол, изопропанол, бензол, эфир), но быстро гидролизующуюся водой. В стеклянный флакон с жидким ТТИР помещалась пластина PG7, затем флакон герметизировали и выдерживали сутки при температуре 60 °С. Затем образец извлекался и оставлялся на воздухе на сутки для гидролиза ТТИР влагой воздуха. После этого PG7 медленно нагревали до 450 °С и отжигали при этой температуре 2 часа до полного удаления органических остатков. Количество введенного оксида титана определяли взвешиванием. Заполнение объема пор образца для PG7 составляло 6.5 -7%.

Для получения интерфейса из углерода стекло PG7 помещали в 10% раствор сахарозы  $C_{12}H_{22}O_{11}$  (х.ч.) и нагревали при 100 °С на воздухе до полного высыхания раствора. Исходная концентрация раствора выбиралась из соображения невысокой вязкости, для обеспечения легкого пропитывания образца пористого стекла. После этого температуру повышали до 230 °С (до начала обугливания) и выдерживали 2 часа, затем на последней стадии отжига температуру поднимали до 400 °С и выдерживали при этой температуре в среднем до 15 минут. Заполнение образцов материалом интерфейса составляло 18%. Далее полученные образцы были протестированы с использованием сорбции-десорбции азота. Результаты показали, что происходит общее уменьшение пористости матриц на величину объема введенных материалов для создания интерфейса, при этом наблюдается и уменьшение среднего диаметра пор до 4-5 нм, в то же время сама дендритная система пор остается сквозной. Рентген-дифракционные исследования ( $Cu K_{\alpha}$   $\lambda = 1.54051 \text{ \AA}$ ) показали (рис.1), что никаких кристаллических фаз введенные материалы не образуют, т.е. находятся в аморфной фазе.

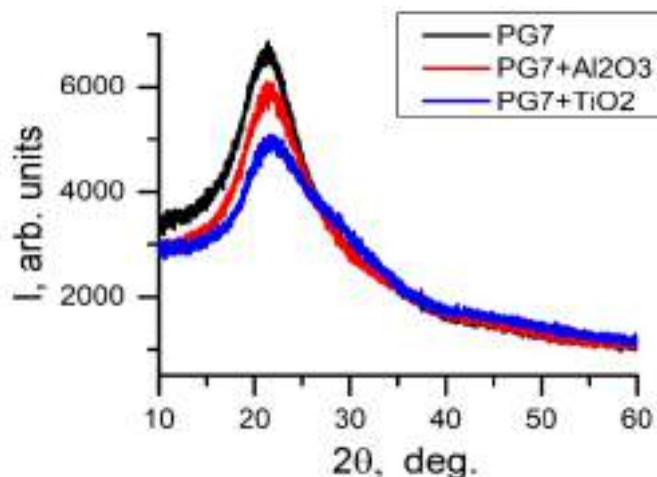


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы для пустого стекла PG7 (черная линия) и образцов с модифицированным интерфейсом PG7+Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (красная линия) и PG7+TiO<sub>2</sub> (черная линия)

Для дальнейшей характеристики образцов использовалось малоугловое рассеяние рентгеновского излучения (SAXS), которое проводилось на установке Xeuss 3.0 (ОИЯИ, ЛНФ, Дубна) на длине волны  $\lambda = 0.70926 \text{ \AA}$  (Mo  $K_{\alpha 1}$  линия). Метод SAXS (или SANS при использовании нейтронов) можно рассматривать как своего рода «увеличительное стекло», которое позволяет получить информацию о пространственном устройстве исследуемого объекта на масштабе от единиц до сотен и более нанометров [4]. Для интенсивности малоуглового рассеяния справедливо следующее выражение [5]:

$$I(Q) \sim V_p^2 n_p^2 (\rho_p - \rho_s)^2 P(Q) S(Q) \quad (1)$$

В случае пористой матрицы  $V_p$  – общий объем порового пространства;  $n_p$  – плотность заполнения порами (на единицу объема);  $\rho_p, \rho_s$  – плотность амплитуд рассеяния для веществ в

порах и самой матрицы (в случае пустой матрицы  $\rho_p$  практически равна нулю);  $P(Q)$  – форм-фактор для пор (или частиц в порах);  $S(Q)$  – структурный фактор, который зависит от пространственного упорядочения (распределения) пор (он описывает интерференционные эффекты от рассеяния на контрасте «пора – матрица»);  $Q$  – момент, переданный при рассеянии. Член  $\Delta\rho^2 = (\rho_p - \rho_s)^2$  часто называют контрастом. Область при больших  $Q$  (когда выполняется соотношение  $QR_G \geq 1$ , где  $R_G$  – радиус гирации, характеризующий момент инерции рассеивающего объекта) называется областью Порода, в которой выражение (1) для  $I(Q)$  существенно упрощается [6] до следующего:

$$I(Q) \sim A Q^{-\alpha} + B \quad (2)$$

где  $A, B$  – константы,  $B$  – фон, определяемый из аппроксимации при больших  $Q$ , а параметр  $\alpha$  определяет наклон зависимости  $I(Q)$  в дважды логарифмических координатах. Отметим, что для перехода к масштабу в прямом пространстве следует использовать соотношение  $d$  (в  $\text{\AA}$ ) =  $2\pi/Q$ . Для объемного и массового фрактала  $\alpha$  – это фрактальная размерность  $D_V$ , которая находится в пределах  $1 \leq D_V \leq 3$ . В случае рассеяния на трехмерном поверхностном фрактале  $3 < \alpha = 6 - D_S \leq 4$ , здесь  $D_S$  – реальная размерность такой фрактальной поверхности и она всегда в пределах  $2 \leq D_S < 3$ . В случае, если каналы (поры) в пористой среде имеют гладкую поверхность, то  $\alpha=4$  [7]. Область малых переданных импульсов  $Q$ , в которой  $QR_G \leq 1$ , называется областью Гинье (Guinier region). В ней, для слабо коррелированных разупорядоченных частиц, структурный фактор  $S(Q) \approx 1$ , и тогда  $I(Q)$  зависит только от форм-фактора  $P(Q)$ . В этом случае для  $I(Q)$  выполняется закон Гинье:

$$I(Q) \sim \exp\left(-\frac{Q^2 R_G^2}{3}\right), \quad (3)$$

где  $R_G$  – уже упоминавшийся ранее радиус гирации, величина которого напрямую связана с размером и формой рассеивающей частицы.

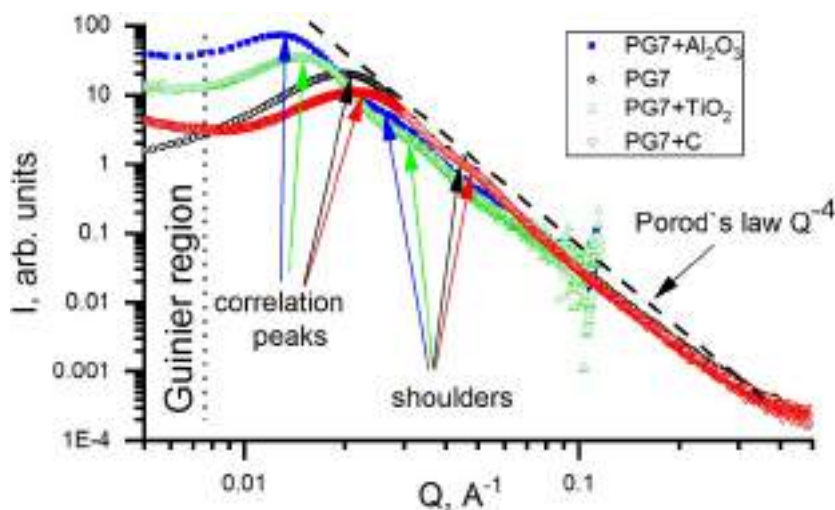


Рис. 2. Зависимости  $I(Q)$  vs.  $Q$  для образцов PG7, PG7+Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, PG7+TiO<sub>2</sub> и PG7+C

На рис. 2 представлены результаты SAXS для пустого PG7 и для других образцов с модифицированным интерфейсом. Из рис.2 хорошо видно, что введение модификаторов существенно изменяет внутреннее устройство порового пространства: происходит не только резкий рост интенсивности рассеяния в области Гинье, но и изменение его характера. Такое поведение  $I(Q)$  свидетельствует о наличии наночастиц соответствующего модификатора в каналах матриц. Общее наблюдаемое изменение интенсивностей рассеяния связано с изменением



контраста  $\Delta\rho^2$  в формуле (1) в связи с образованием новых интерфейсов «модификатор - воздух» и «модификатор – стекло», а смещение положений корреляционного пика – с появлением областей локального упорядочения модификаторов. Введение модификаторов приводит также и к изменению наклона зависимости  $I(Q)$  в области  $0.2 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.8 \text{ \AA}^{-1}$ . При  $0.23 \text{ \AA}^{-1} > Q > 0.8 \text{ \AA}^{-1}$  вид зависимостей  $I(Q)$  для всех образцов практически одинаков: здесь хорошо выполняется закон (2) с  $\alpha=3.7 - 3.8$ , т.е. на пространственном масштабе  $3 - 8 \text{ \AA}$  (внутри поры) формируется поверхностный фрактал, происхождение которого связано с особенностями внутреннего устройства самого мезопористого стекла [1] PG7 (PG6). Используя формулу (2), мы получили соответствующие значения параметра  $\alpha$  для всех образцов в диапазоне  $0.2 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.8 \text{ \AA}^{-1}$  (Табл. 1), а из выражения (3) были определены величины  $R_G$ . Так как водные растворы хорошо смачивают каналы матрицы, то мы предположили, что модификаторы образуют пленку толщиной 1-2 слоя (это и ведет к уже полученному ранее уменьшению диаметра канала), и тогда на внутренней поверхности поры (канала) возникает структура из модификатора типа полого цилиндра. Для  $R_G$  полого цилиндра справедливо выражение [4]:

$$R_G^2 = \frac{R_1^2 + R_2^2}{2} + \frac{h^2}{12}, \quad (4)$$

где  $R_1, R_2$  – наружный и внутренний радиусы цилиндра,  $h$  – его высота. У нас  $R_1 \sim 3.5 \text{ нм}$ , а  $R_2 \sim 2 \text{ нм}$  (из данных по сорбции – десорбции азота), таким образом мы можем оценить величины  $h$  для наших PG7 (PG6) с модифицированным интерфейсом (таблица).

**Параметры наклона зависимости  $I(Q)$  в области  $0.2 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.8 \text{ \AA}^{-1}$  и оценка высоты цилиндра  $h$  для всех образцов на основе PG7**

	PG7 (PG6)	PG7+C	PG7+TiO <sub>2</sub>	PG7+Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
$\alpha$	4.23(3)	3.79(2)	3.21(2)	3.71(6)
$h$ (нм)		48(1)	29(2)	53(2)

На следующем этапе оставшееся поровое пространство было заполнено диэлектриками NaNO<sub>2</sub>, KNO<sub>3</sub> и NaNO<sub>3</sub>. Свойства и структура этих внедряемых веществ в массивном состоянии хорошо известны, так же, как и содержащих их НКМ на основе PG7 (или PG6) с немодифицированным интерфейсом. Целью работы было проведение исследования изменения структуры, включая пространственную организацию, и электрофизических свойств в процессе создания НКМ с модифицированным интерфейсом на примере цепочки образцов PG6 → PG6+TiO<sub>2</sub> → PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub>, а также провести сравнения с ранее изученными свойствами НКМ PG6+NaNO<sub>2</sub>. Диэлектрические свойства были исследованы в широком интервале частот ( $0.1 - 3 \times 10^6 \text{ Hz}$ ) при нагреве до температур выше соответствующих структурных переходов и при охлаждении до комнатной температуры, температурная эволюция структуры и особенностей пространственной организации в полученных НКМ исследованы методами рентгеновской дифракции и SAXS. Измерения проводились при комнатной температуре. На рис. 3а приведены рентгеновские дифрактограммы для образцов PG6+NaNO<sub>2</sub>, PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub> и модельный спектр для массивного NaNO<sub>2</sub>, рассчитанный с учетом функции разрешения, использованного дифрактометра SuperNova Oxford Diffraction ( $\lambda = 0.70926 \text{ \AA}$ , Mo K<sub>α1</sub> линия), а на рис. 3б – данные SAXS, т.е.  $I(Q)$  для пустого PG6 и PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub>. Заполнение нитритом натрия (из насыщенного водного раствора) в обоих образцах составило 59 % от объема пор.

Из анализа дифрактограмм следует: 1 – интегральная интенсивность пиков значительно возросла в случае внедрения нитрита натрия в стекло с диоксидом титана, несмотря на одинаковую степень заполнения нитритом натрия обоих НКМ. Такой результат может быть связан с увеличением доли кристаллической фазы в порах при кристаллизации нитрита натрия в пористом стекле с диоксидом титана. Остальной нитрит натрия, скорее всего, находится в

аморфном состоянии; 2 – из уширения дифракционных пиков найден дифракционный размер наночастиц  $\text{NaNO}_2$ , который для обоих НКМ с нитритом натрия составляет 35(6) нм. Из анализа данных SAXS установлено, что в диапазоне  $0.023 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.21 \text{ \AA}^{-1}$  (черная прямая на рис. 3b) (в прямом пространстве этому диапазону соответствует масштаб от 273  $\text{\AA}$  до 30  $\text{\AA}$ ) параметр  $\alpha = 3.57(2)$ , т.е. в НКМ на этом пространственном масштабе формируется поверхностный фрактал. Из данных в области Гинье было получено значение  $R_G = 672(8) \text{ \AA}$ . В случае полидисперсной (как у нас) системы  $R_G^2 = (3/5) \times \langle R^8 \rangle / \langle R^6 \rangle$ , где  $\langle R \rangle$  - усредненный размер наногломерата, т.о. получаем, что  $\langle R \rangle = 867 \text{ \AA}$ . Видно, что  $\langle R \rangle$  существенно превышает размер области когерентного рассеяния (иначе говоря кристаллической фазы), полученный из дифракции. Напомним здесь, что рассеяние определяется контрастом, а не фазовым состоянием. Это очевидное свидетельство в пользу предположения (см. выше) о сосуществовании кристаллической и аморфной фаз в НКМ  $\text{PG6} + \text{TiO}_2 + \text{NaNO}_2$ . Отметим, что такой факт уже наблюдался ранее для НКМ с легкоплавкими металлами и селеном [8, 9].

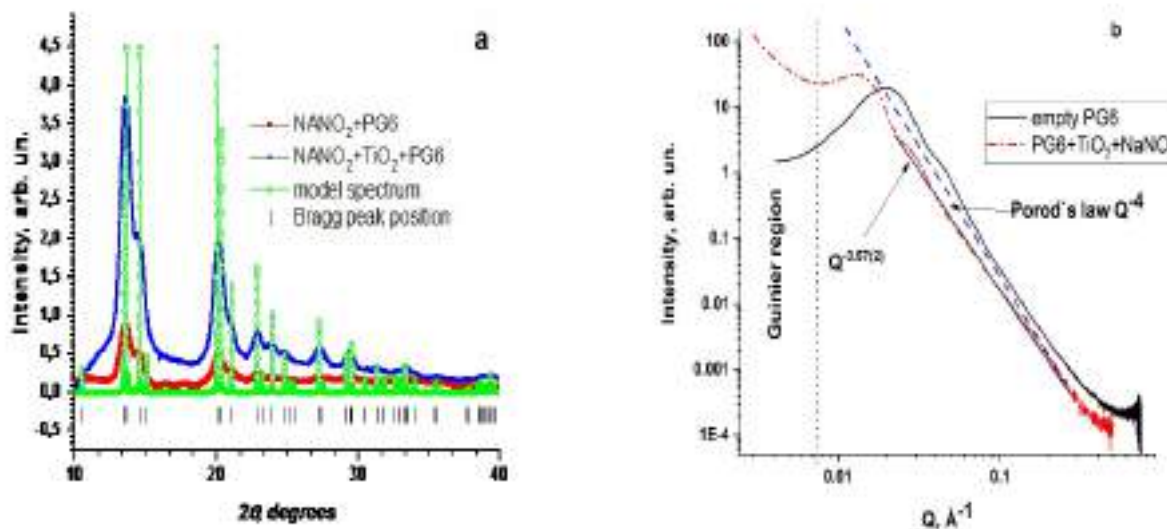


Рис. 3. (а) – Дифрактограммы для НКМ  $\text{PG6} + \text{NaNO}_2$ ,  $\text{PG6} + \text{TiO}_2 + \text{NaNO}_2$  (фон от матрицы вычтен) и модельный спектр для массивного нитрита натрия, вертикальные штрихи внизу – положения упругих пиков; (б) – данные SAXS для пустого PG6 и НКМ  $\text{PG6} + \text{TiO}_2 + \text{NaNO}_2$

На рис. 4 приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  (слева) и проводимости  $\sigma'$  (справа) на частотах 1 кГц и 0,1 Гц при охлаждении для образцов PG6,  $\text{PG6} + \text{NaNO}_2$ ,  $\text{PG6} + \text{TiO}_2$  и  $\text{PG6} + \text{TiO}_2 + \text{NaNO}_2$ . Из сравнения данных зависимостей видно, что добавление диоксида титана увеличивает  $\epsilon'$  и  $\sigma'$  НКМ во всем исследованном температурном интервале. На низких частотах  $\sigma'$  стекла с  $\text{TiO}_2$  увеличивается практически на порядок по сравнению с PG6. К сожалению, на высоких частотах измерить  $\sigma'$  во всем температурном диапазоне не удалось в пустом пористом стекле. Из приведенных температурных зависимостей  $\sigma'$  для PG6 и  $\text{PG6} + \text{TiO}_2$  легко видеть, что диоксид титана увеличивает проводимость пористой матрицы. Для описания полученных частотных спектров была использована функция (4), состоящая из суммы эмпирических функций Коула – Коула, описывающих релаксационные процессы; слагаемое от вклада фононных мод, а также члена, отвечающий за проводимость диэлектрика на постоянном токе:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_j \frac{\Delta\epsilon_j}{1 + (i\omega\tau_j)^\alpha} + \frac{i\sigma_{DC}}{\epsilon_0\omega}, \quad (5)$$

где  $\Delta\epsilon$  – диэлектрическая сила релаксационного процесса,  $\tau$  – среднее время релаксации,  $\alpha$  –

коэффициент уширения спектра относительно дебаевского,  $\epsilon_\infty$  – вклад фоновых мод и электронной поляризации,  $\omega$  – циклическая частота,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\sigma_{DC}$  – проводимость на постоянном токе.

В исследованном частотном и температурном диапазонах удалось выявить два релаксационных процесса. Был найден вклад проводимости на постоянном токе и получены температурные зависимости параметров релаксационных процессов  $\Delta\epsilon$  и  $\tau$  (рис. 5).

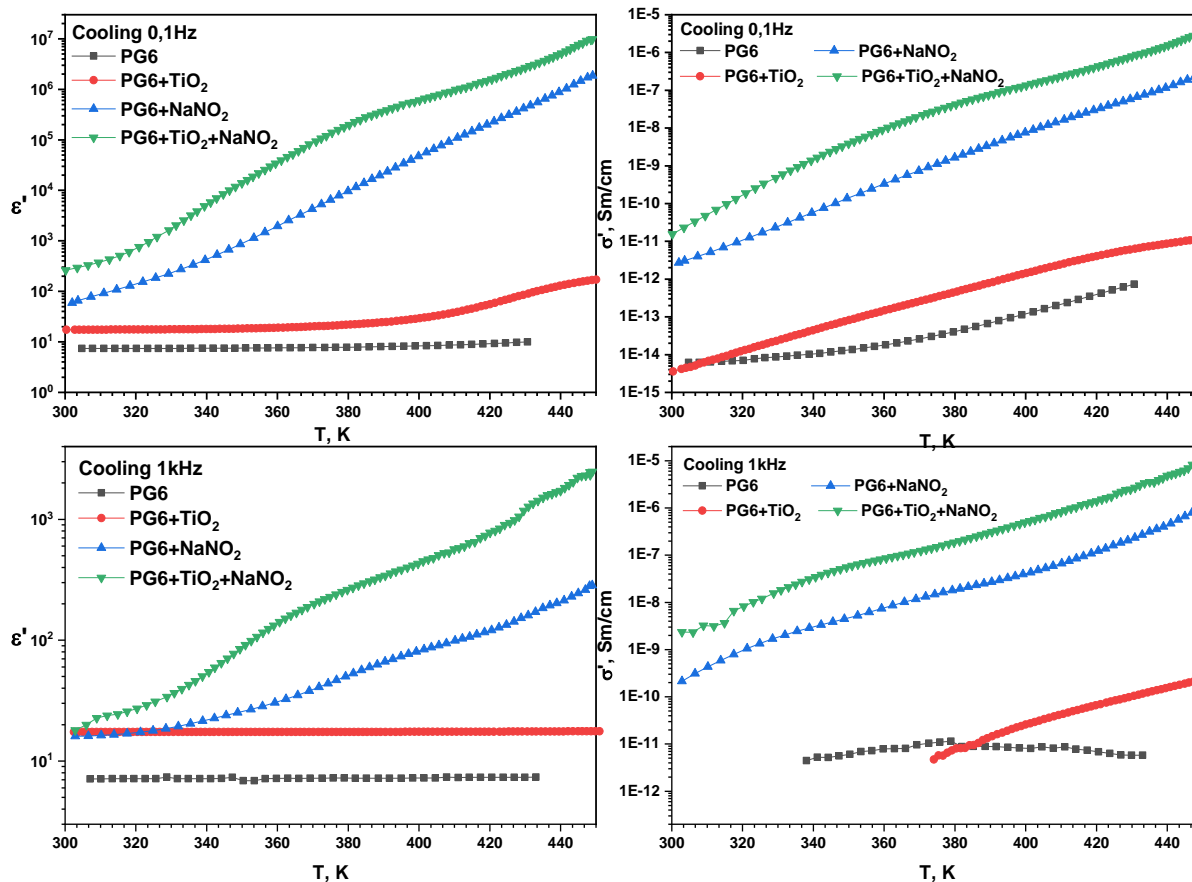


Рис. 4. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости (слева) и проводимости (справа) при охлаждении на 1 кГц (снизу) и 0.1 Гц (сверху) для PG6, PG6+NaNO<sub>2</sub>, PG6+TiO<sub>2</sub> и PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub>

Основной вклад в диэлектрический отклик обоих НКМ с NaNO<sub>2</sub> вносит величина  $\Delta\epsilon_2$ , возрастающая при увеличении температуры. Характерные времена релаксации этого процесса для обоих композитов составляют около секунды, причем их зависимости практически совпадают во всей исследованной температурной области. Это подтверждает эквивалентность данных процессов, даже несмотря на то, что сила данного процесса в модифицированном НКМ выше, чем в немодифицированном (это может быть связано с более высоким процентом кристаллической фазы нитрита натрия в данном НКМ). Данный процесс мы связываем с зарядовой поляризацией на границах зерен (наночастиц) нитрита натрия.

Величина  $\Delta\epsilon_1$  в модифицированном НКМ практически не зависит от температуры. В немодифицированном НКМ данный процесс несколько слабее, а  $\Delta\epsilon_1$  уменьшается в пределах одного порядка с ростом температуры. Времена релаксации меняются от  $10^{-2}$  с (при 350 К) до  $10^{-6}$  с (при 450 К) для немодифицированного НКМ и от  $10^{-3}$  до  $10^{-7}$  с для НКМ, модифицированного TiO<sub>2</sub>. Такие величины и температурное поведение параметров релаксационного про-

цесса позволяют его связать с прыжковой проводимостью ионов натрия, которая уже наблюдалась ранее в НКМ PG7 + NaNO<sub>2</sub> [10, 11]. В НКМ с модифицированной поверхностью этот процесс протекает на порядок быстрее, т. е. можно полагать, что модификация поверхности пор диоксидом титана облегчает прыжковую проводимость ионов натрия. Зависимости времени релаксации для процессов номер 2 в обоих НКМ имеют термоактивационный характер.

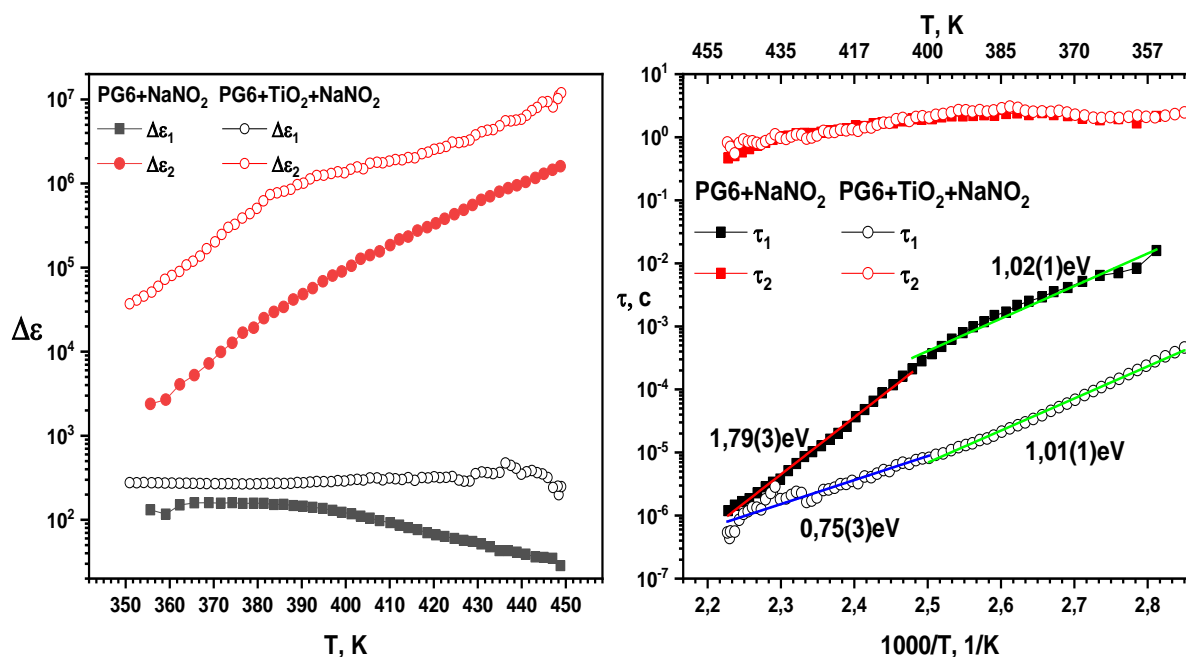


Рис. 5. Температурные зависимости диэлектрической силы релаксационных процессов  $\Delta\epsilon$  (левый рисунок) и характерных значений среднего времени релаксации  $\tau$  (правый рисунок) для двух релаксационных процессов (обозначены индексами 1 и 2) для образцов PG6 + NaNO<sub>2</sub> (заполненные символы) и PG6 + TiO<sub>2</sub> + NaNO<sub>2</sub> (пустые символы). Числами на правом рисунке указаны энергии активации для проводимости на постоянном токе

Из подгонки экспериментальных данных с помощью выражения (5) также были оценены величины проводимости на постоянном токе в обоих НКМ с нитритом натрия. Модификация поверхности диоксидом титана приводит к увеличению на порядок проводимости НКМ на постоянном токе во всем исследованном интервале температур. Проводимость имеет термоактивационный характер, и на каждой зависимости можно выделить по две области с разными энергиями активации, с границей, расположенной районе 400 К. Это хорошо коррелирует с данными, полученными для времен релаксации. Значение энергии активации композита, содержащего TiO<sub>2</sub>, оказывается несколько меньше, т. е. модификация поверхности, по-видимому, облегчает прыжковую проводимость ионов натрия.

### Основные результаты:

- Внедренные для формирования интерфейса материалы находятся в аморфной фазе и в основном формируют слой (или слои) на поверхности границы «стекло – поровое пространство».
- Создание интерфейса (а затем и заполнение материалом-«гостем») приводит к существенному изменению фрактальных характеристик всех НКМ по сравнению с исходной матрицей.
- Определены характерные размеры областей когерентного рассеяния (дифракционный размер) наночастиц внедренных материалов и радиусы гирации внедренных материалов.
- Показано, что в ряде случаев при введении веществ в поровое пространство матриц с

модифицированным интерфейсом образуется смешанное состояние вещества-«гостя» с сосуществованием кристаллической и аморфной фаз в каналах (порах) данного НКМ.

– Получены данные о влиянии модификации интерфейса на диэлектрические свойства и проводимость изготовленных НКМ. Показано, что этот интерфейс приводит к значительному изменению свойств новых НКМ по сравнению с наноккомпозитами без модификации, но содержащими те же самые внедренные материалы. Так, в частности, для образцов НКМ линейки PG6, PG6+NaNO<sub>2</sub>, PG6+TiO<sub>2</sub> и PG6+TiO<sub>2</sub>+NaNO<sub>2</sub> установлено увеличение диэлектрической проницаемости и проводимости модифицированного НКМ по сравнению с немодифицированным образцом. Показано существование двух релаксационных процессов, причем основной вклад в диэлектрический отклик НКМ вносит процесс, связанный с зарядовой поляризацией на границах зерен (наночастиц). В НКМ с диоксидом титана этот релаксационный процесс выражен более ярко, ввиду увеличившегося объема кристаллического нитрита натрия в порах НКМ. Второй релаксационный процесс связан с прыжковой проводимостью ионов натрия по каналам. В НКМ, содержащем TiO<sub>2</sub>, этот процесс выражен с такой же силой, но он протекает гораздо быстрее, что указывает на возможное увеличение количества каналов проводимости и/или уменьшение длины прыжка вследствие модификации поверхности пор диоксидом титана.

*Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00260, <https://rscf.ru/project/23-22-00260/>.*

#### Список источников

1. Двухфазные стекла: структура, свойства, применение / О. В. Мазурин, Г. П. Роскова, В. И. Аверьянов [и др.]. Ленинград : Наука, 1991. 276 с.
2. Giesche H. Mercury Porosimetry: A General (Practical) Overview // Part. Part. Syst. Charact. 2006. V. 23. P. 9–19.
3. Downs A.J. Chemistry of aluminium, gallium, indium, and thallium // First edition. London: Chapman & Hall. 1993. 526 p.
4. Свергун Д. И., Фейгин Л. А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М. : Наука, 1986. 280 с.
5. Ramsay D.F. Surface and pore structure characterization by neutron scattering techniques // Adv. Colloid Interface Sci. 1998. V. 76–77. P. 13–37
6. Teixeira J. Small-angle scattering by fractal systems // J. Appl. Crystallogr. 1998. V. 21. No. 6. P. 781–785
7. Bale H. D., Schmidt P.W. Small-angle X-ray-scattering investigation of submicroscopic porosity with fractal properties // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. No. 6. P. 596–599.
8. SANS studies of nanostructured low-melting metals at room temperature / A. A. Naberezhnov, S. A. Borisov, A. V. Fokin [et al.] // Nanosystems: Phys. Chem. Math. 2020. V.11. No. 6. P. 690–697.
9. Atomic motion in Se nanoparticles embedded into a porous glass matrix / I. V. Golosovsky, O. P. Smirnov, R. G. Delaplane [et al.] // Eur. Phys. J. B. 2006. V. 54. No. 2. P. 211–216.
10. <sup>23</sup>Na spin-lattice relaxation of sodium nitrite in confined geometry / S. B. Vakhrushev, Yu. A. Kumzerov, A. V. Fokin [et al.] // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. No. 13. P. 132102.
11. Mechanism of ferroelectric phase transition in ultra-dispersed sodium nitrite particles / A. A. Naberezhnov, S. B. Vakhrushev [et al.] // Ferroelectrics. 2021. Vol. 575. No. 1. P. 75–83.

## НОВЫЙ КВАНТОВЫЙ ТРАНЗИСТОР НА ОСНОВЕ 2D-МЕРНОЙ СИСТЕМЫ Si/Ge/Si

К. В. Образцов<sup>1,2</sup>, А. Н. Чибисов<sup>1</sup>, А. С. Фёдоров<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Вычислительный центр ДВО РАН, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

<sup>3</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

E-mail: [2018102293@pnu.edu.ru](mailto:2018102293@pnu.edu.ru), [andreichibisov@yandex.ru](mailto:andreichibisov@yandex.ru)

*В данной работе рассматривается влияние дырки на электронные свойства структуры типа сэндвич Si/Ge/Si. В рамках работы рассчитаны изменение электронной плотности структуры в зависимости от заданной намагниченности для случая с дыркой и без, ширина запрещенной зоны и влияние заданной намагниченности на электростатический потенциал системы. Было установлено наиболее выгодное состояние системы с дыркой. Полученные свойства будут полезны для проектирования квантовых вычислительных устройств на основе системы Si/Ge/Si.*

На сегодняшний день особый научный интерес вызывают двумерные материалы. Двухмерные материалы – это такие материалы, толщина которых составляет всего один или несколько атомов. Получившиеся материалы имеют отличные от своих объемных аналогов физические и химические свойства. По мимо известного всем графена, физические свойства которого сильно отличаются от его объемного материнского кристалла графита, существуют так же аллотропные модификации на основе элементов IV группы периодической системы химических элементов, а именно силицена (двухмерного аналога кремния) и германена (двухмерного аналога германия) [1, 2].

В науке по мимо исследования новых двумерных аллотропных модификаций кремния и германия, так же изучают и новые материалы на их основе. В своей работе мы хотим обратить внимание на структуры типа «сэндвич» Si/Ge/Si. Одним из наиболее перспективных применений нанопроводов Si/Ge/Si является спинтроника, где спин электронов используется для управления потоком тока. Интерфейсные состояния на границе Si/Ge/Si могут быть настроены на спинзависимый транспорт, что позволит реализовать устройства на основе спинов.

Исследования проводились при помощи теории функционала плоскости (DFT) это метод квантовой механики, используемый для описания электронных систем, таких как атомы, молекулы и твердые тела. Главная идея DFT заключается в том, что вся информация о системе электронов содержится в их электронной плотности, которая представляет собой распределение вероятности обнаружить электрон в определенном объеме пространства [3-5]. Расчеты проводились с помощью программного пакета *vasp*.

Для исследования атомной и электронной структуры 2D интерфейса типа сэндвич Si/Ge/Si прежде всего мы исследовали отдельные структуры для силицена и германена. Атомная структура 2D интерфейса Si/Ge/Si строилась следующим образом: между двумя слоями силицена размещался слой германена. Полученная в результате структура изображена на рис. 1. Затем проводилась полная атомная релаксация структуры с однородной сеткой  $k$ -точек  $9 \times 9 \times 1$ , построенной по схеме Монхорста Пэка.

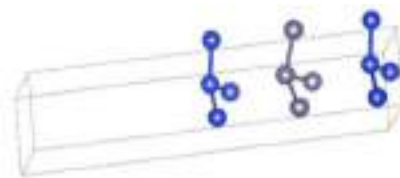


Рис. 1. Структура типа сэндвич

Для нашего интерфейса с помощью пакета программ *vaspkit* мы построили плотность состояний и зонную структуру. Для этого было необходимо выбрать обход по точкам высокой (рис. 2) симметрии. Ввиду того, что наша структура имеет моноклинную сингонию, соответственно зона Бриллюэна имеет следующий вид. Соответственно обход по точкам высокой симметрии был следующим:  $\Gamma$ –М–К– $\Gamma$ .

Расчет проводился с числом *k*-точек равным 20. Для наглядности, мы соотнесли нашу зонную структуру с зонной структурой силицена и германена.

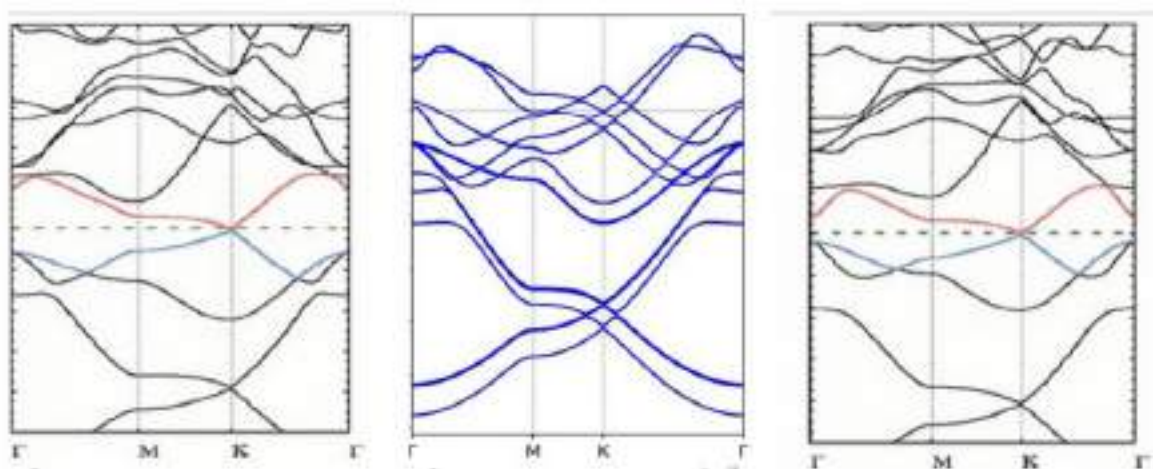


Рис. 2. Зонные структуры силицена, интерфейса и германена

Видно, что зонная структура интерфейса напоминает зонные структуры германена и силицена. Можно сделать вывод, что в результате объединения структур появляются новые энергетические уровни, как и предсказывала теория [6].

В заключении, мы изучили изменение электронной плотности интерфейса в зависимости от заданной намагниченности и количества дырок, распределение локального потенциала системы и провели зарядовый анализ по Бадеру, чтобы найти донора заряда в случае с положительной и отрицательной намагниченностью. Исследуемые параметры могут быть использованы для проектирования двухмерных транзисторов на основе интерфейса Si/Ge/Si, что в свою очередь может помочь в создании квантовых вычислителей на его основе.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0818-2020-0005).*

#### Список источников

1. IBM Quantum Update: Q System One Launch, New Collaborators, and QC center Plans. URL: <https://www.hpcwire.com/2019/01/10/ibm-quantum-updateq-system-one-launch-new-collaborators-and-qc-center-plans/> (дата обращения: 24.06.2024).
2. Arute F., Arya K., Babbush R. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor // Nature. 2019. P. 505–510.

3. Zhong H.-S., Wang H., Deng Y.-H. Quantum computational advantage using photons // Science. 2020. P. 1460–1463.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М. : Наука, 1978. 791 с.
5. Нильсен Ч., Чанг И. Квантовые вычисления и квантовая информация. М. : Мир, 2006. 824 с.
6. Balendhran S., Walia S., Nili Ahmadabadi H. Elemental analogues of graphene: Silicene, germanene, stanene, and phosphorene // Small. 2015. P. 13

УДК 538.975+544.222+544.225.22

## СТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЁНОК $Mg_2Si$ , СФОРМИРОВАННЫХ НА Si (111)

**А. В. Поляков, Д. В. Фомин, И. О. Шолыгин, Д. А. Шеметов**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск  
E-mail: [polyakov\\_a\\_1999@mail.ru](mailto:polyakov_a_1999@mail.ru)

*В статье представлены результаты исследования структурных и электронных свойств тонких плёнок  $Mg_2Si$ , являющихся перспективным материалом для оптических датчиков. Образцы, содержащие данные плёнки, были сформированы на Si (111) методом реактивной эпитаксии поочерёдным трёхкратным осаждением бислоёв (Mg и Si). Температура прогрева подложек ( $T_n$ ) для каждого образца составляла 250 °С. Толщина плёнок – 180 и 225 нм. Методом рентгеновской дифракции установлено наличие  $Mg_2Si$  в составе плёнок двух образцов, об этом свидетельствует наличие максимумов на дифрактограммах: образца 1 – при  $2\theta = 24,27^\circ$ ;  $40,19^\circ$ ; образца 2 – при  $2\theta = 24,29^\circ$ ;  $40,12^\circ$ ;  $47,40^\circ$ ;  $58,06^\circ$ . Расчёт периода решётки  $Mg_2Si$  по результатам анализа дифрактограмм показал, что для первого образца величина данного параметра лежит в диапазоне от 6,3389 до 6,3443 Å; для второго – от 6,3392 до 6,3536 Å. Методом инфракрасной (ИК) спектроскопии по спектрам поглощения определены значения ширины запрещённой зоны непрямых и прямых переходов сформированных полупроводниковых плёнок  $Mg_2Si$ : 0,73 и 1,07 эВ – для образца 1; 0,75 и 1,09 эВ – для образца 2.*

Большой интерес у научного сообщества с точки зрения оптических датчиков вызывают тонкие плёнки  $Mg_2Si$ , которые имеют гранецентрированную кубическую (ГЦК) решётку [1 – 4]. Величина периода ГЦК решётки силицида магния составляет от  $6,338 \cdot 10^{-10}$  до  $6,390 \cdot 10^{-10}$  м [4, 5]. На эффективность и быстродействие оптодатчиков влияют электронные свойства этого материала, в частности ширина запрещённой зоны. Для тонкоплёночных структур  $Mg_2Si$  характерны малые значения этого параметра: непрямых переходов – от 0,6 до 0,8 эВ [5 – 8], прямых – от 0,83 до 1,14 эВ [9, 10]. Исходя из этого, целью данной работы является установление структурных и электронных свойств полупроводниковых плёнок  $Mg_2Si$ , сформированных на Si (111), представляющих интерес с точки зрения оптоэлектроники.

Для формирования плёнок были использованы подложки КЭФ-Si (111) с удельным сопротивлением от 2 до 15 Ом·см, источник Mg чистотой 99,999 %. Перед проведением экспериментов выполняли стандартную процедуру очистки всех подложек и источников.

Формирование плёнок  $Mg_2Si$  на Si (111) проводилось методом реактивной эпитаксии в камере Varian, для которой характерно базовое давление  $P_{\text{баз}} = 10^{-7}$  Па. Образцы, содержащие эти плёнки, были получены при  $T_n = 250$  °С. На подложках формировался буферный слой Si (60 нм). Затем проводилось поочерёдное трехкратное осаждение бислоёв: Mg и Si (первый образец – 45 и 15 нм, а второй – 55 и 20 нм). В итоге были получены две плёнки с толщинами 180 и 225 нм.



Контроль роста плёнок на каждом этапе их формирования осуществлялся in-situ методом электронной оже-спектроскопии. Спектры энергий оже-электронов представлены на рис. 1.

Проанализировав графики (рис. 1), было установлено, что на нижних спектрах (буферный слой Si), а также на спектрах, принадлежащих слоям кремния (2, 4 и 6 слой Si) наблюдается интенсивный пик с энергией 92 эВ у обоих образцов. Это указывает, по источнику [11], на наличие атомов кремния (LMM-переход) в составе данных слоёв.

На графиках, полученных при исследовании слоёв магния (1, 3 и 5 слой Mg), наблюдаются минимумы с энергиями 1164 эВ (образец 1) и 1140 эВ (образец 2), по данным работы [11] соответствующие магнию (KLL-переход). На этих спектрах, кроме KLL-пику Mg, наблюдаются LMM-пики Si (92 эВ). Этот факт может свидетельствовать о силицидообразовании у образцов, полученных при  $T_n = 250$  °С. На графиках первого образца наблюдаются рефлексы малой амплитуды при 272 эВ (C) и 503 эВ ( $O_2$ ), указывающие на наличие примесей в его составе.

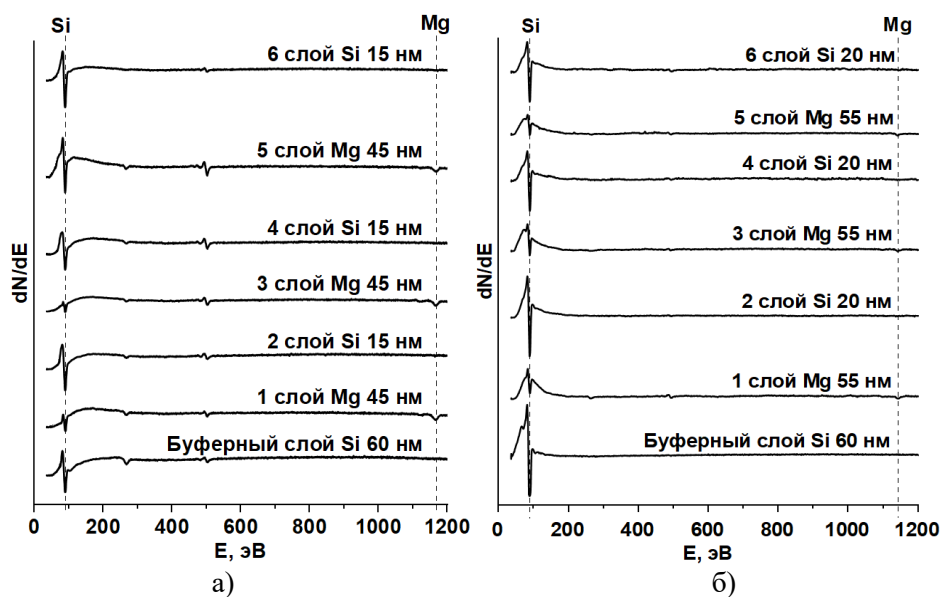


Рис. 1. Спектры энергий оже-электронов: образец 1 (а), образец 2 (б)

Исследование структурных свойств сформированных плёнок осуществлено ex-situ методом рентгеновской дифракции. Дифрактограммы образцов показаны на рис. 2.

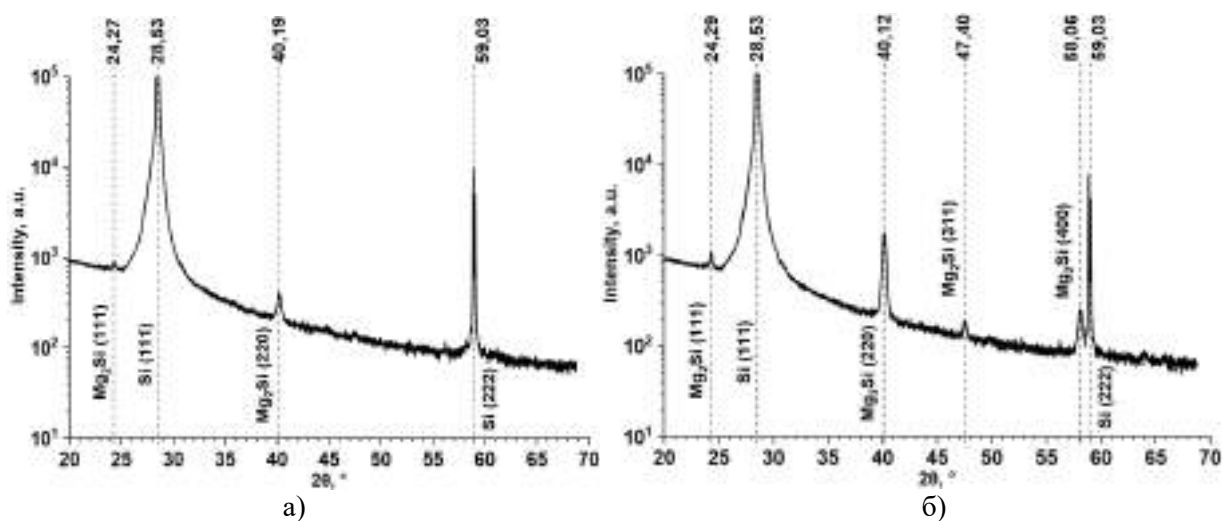


Рис. 2. Дифрактограмма: образец 1 (а), образец 2 (б)

Анализ дифрактограмм (рис. 2) показал, что на спектрах обоих образцов виден пик наибольшей интенсивности при  $2\theta = 28,53^\circ$ . Этот рефлекс, по данным работ [4, 5, 7, 12], соответствует материалу подложки – монокристаллическому кремнию Si (111). Выраженный пик на спектрах при  $2\theta = 59,03^\circ$  указывает на наличие Si (222) в плёнках.

На каждом из графиков (рис. 2) видны максимумы при  $2\theta$  от  $24,27^\circ$  до  $24,29^\circ$  и от  $40,12^\circ$  до  $40,19^\circ$ , согласно источникам [4, 5, 7, 12] указывающие на  $Mg_2Si$  (111) и  $Mg_2Si$  (220) соответственно. Сравнивая дифрактограммы между собой, видно, что в спектре второго образца, в отличие от первого, наблюдаются пики при  $2\theta = 47,40^\circ$  и  $58,06^\circ$ , принадлежащие  $Mg_2Si$  (311) и  $Mg_2Si$  (400) соответственно. Интенсивность пика, указывающего на  $Mg_2Si$  (220), выше у плёнки толщиной 225 нм, чем 180 нм. Рефлекс, соответствующий  $Mg_2Si$  (111), наиболее интенсивный у второго образца, по сравнению с первым. Полученные результаты обусловлены более высокой чувствительностью метода рентгеновской дифракции к плёнке, обладающей бóльшим значением толщины.

Наличие пика наибольшей интенсивности среди рефлексов  $Mg_2Si$  на дифрактограммах образцов при  $2\theta$  от  $40,12^\circ$  до  $40,19^\circ$  свидетельствует о преобладающем росте  $Mg_2Si$  вдоль кристаллографического направления (220).

Для  $Mg_2Si$  характерна ГЦК решётка [1 - 4], поэтому для расчёта межплоскостных расстояний, периода решётки и объёма элементарной ячейки применяли формулы (1), (2) и (3):

$$d_{hkl} = \frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \theta}, \quad (1)$$

$$a = d_{hkl} \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (2)$$

$$V = a^3, \quad (3)$$

где  $n$  – порядок дифракции,  $\theta$  – угол скольжения,  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $a$  – период кристаллической решётки,  $h, k, l$  – индексы Миллера [13].

В использованном дифрактометре Bruker D8 ADVANCE применялось излучение с длиной волны  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ . Вычисления проводились при  $n = 1$ . Результаты анализа структурных свойств сформированных плёнок  $Mg_2Si$  приведены в таблице 1.

Таблица 1

Результаты анализа структурных свойств сформированных плёнок  $Mg_2Si$

Образец	Толщина плёнки, нм	$2\theta, ^\circ$	Фаза	$d, \text{ \AA}$	$a, \text{ \AA}$	$V, \text{ \AA}^3$
По статьям [4, 5]					от 6,3380 до 6,3900	от 254,5990 до 260,9171
1	180	24,27	$Mg_2Si$ (111)	3,6629	6,3443	255,3629
		40,19	$Mg_2Si$ (220)	2,2411	6,3389	254,7018
2	225	24,29	$Mg_2Si$ (111)	3,6599	6,3392	254,7421
		40,12	$Mg_2Si$ (220)	2,2449	6,3495	255,9821
		47,40	$Mg_2Si$ (311)	1,9157	6,3536	256,4793
		58,06	$Mg_2Si$ (400)	1,5868	6,3470	255,6869

Анализ таблицы 1 показал, что рассчитанные значения параметра решётки всех трёх сформированных плёнок  $Mg_2Si$  коррелируют с данными [4, 5].

Исходя из этого, все образцы действительно содержат в своём составе  $Mg_2Si$ .

Электронные свойства сформированных плёнок были исследованы ex-situ методом инфракрасной (ИК) спектроскопии. Расчёт ширины запрещённой зоны непрямых переходов для плёнок  $Mg_2Si$  проводился геометрическим методом по графику зависимости квадратного корня коэффициента поглощения от энергии фотонов (рис. 3) [8, 9].

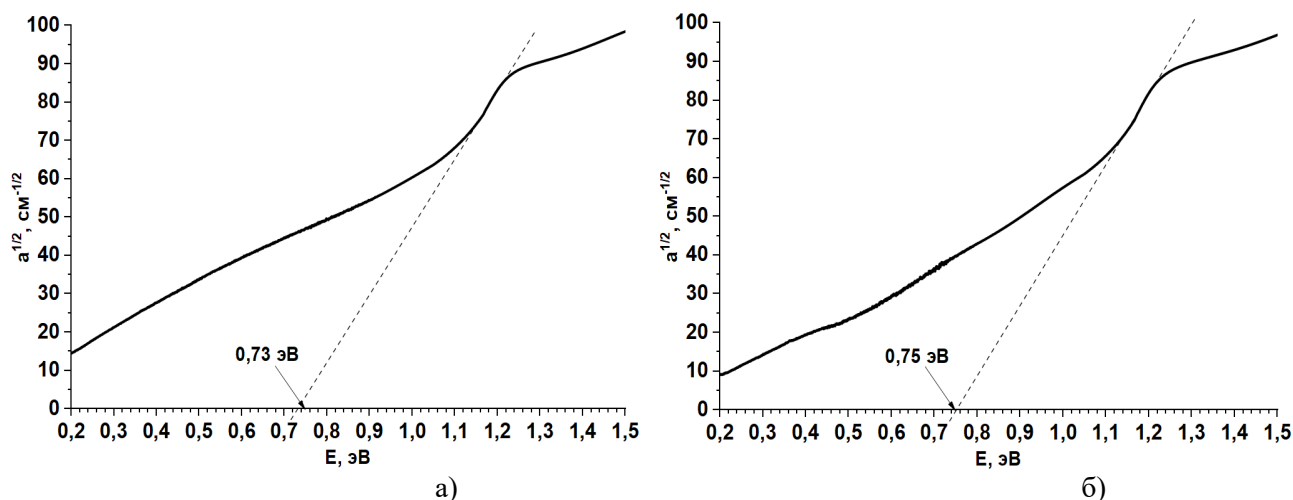


Рис. 3. График зависимости квадратного корня коэффициента поглощения от энергии фотонов: образец 1 (а), образец 2 (б)

В результате получили, что значения ширины запрещённой зоны непрямых переходов

Ширина запрещённой зоны для прямых переходов определялась геометрически по графику зависимости квадрата коэффициента поглощения от энергии фотонов (рис. 4) [8, 9].

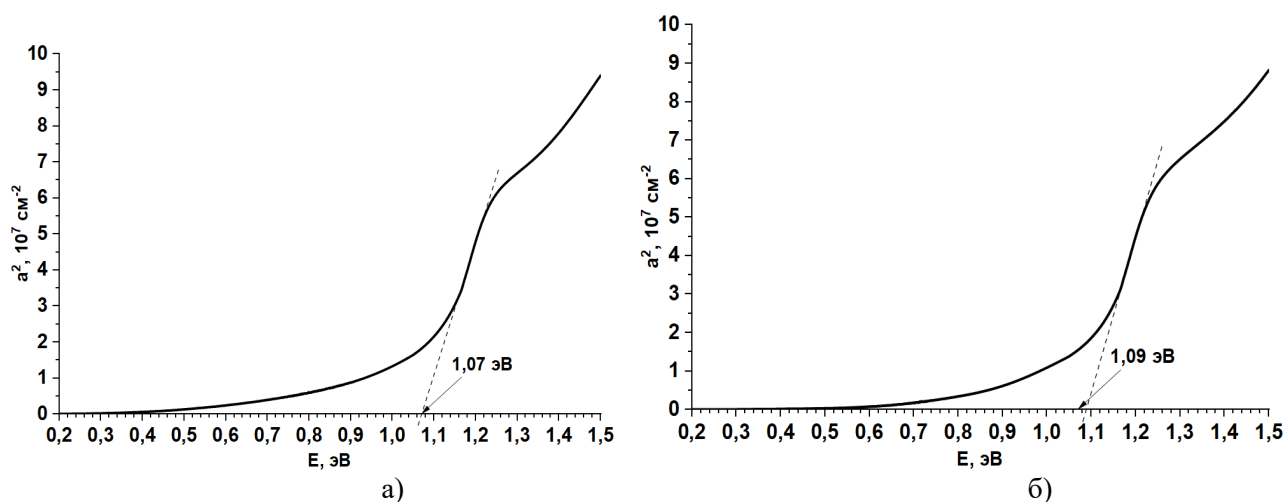


Рис. 4. График зависимости квадратного корня коэффициента поглощения от энергии фотонов: образец 1 (а), образец 2 (б)

В результате определили, что значения ширины запрещённой зоны прямых переходов

По итогам определения ширины запрещённой зоны для плёнок  $Mg_2Si$  была составлена таблица 2, в которой представлены результаты расчёты данного параметра.

Результаты расчёта ширины запрещённой зоны сформированных плёнок Mg<sub>2</sub>Si

Образец	Ширина запрещённой зоны, эВ	
	Непрямые переходы	Прямые переходы
по статьям [5–10]	0,60–0,80	0,83–1,14
1	0,73	1,07
2	0,75	1,09

Из анализа табл. 2 можно заключить, что полученные значения хорошо коррелируют со справочными данными [5–10]. Исходя из этого, можно заключить, что оба образца содержат в своём составе плёнки Mg<sub>2</sub>Si, обладающие полупроводниковыми свойствами.

По результатам работы можно сделать следующие выводы о структурных и электронных свойствах полупроводниковых плёнок Mg<sub>2</sub>Si толщинами 180 и 225 нм, сформированных на Si (111) методом реактивной эпитаксии при T<sub>п</sub> = 250 °С. Методом электронной оже-спектроскопии определено наличие атомов Mg и Si в составе соответствующих слоёв плёнок. Методом рентгеновской дифракции установлено силицидообразование Mg<sub>2</sub>Si в плёнках всех двух образцов. Расчёт периода решётки Mg<sub>2</sub>Si, по данным рентгеновской дифракции, показал, что для первого образца значение *a* составляет от 6,3389 до 6,3443 Å; для второго – от 6,3392 до 6,3536 Å. Методом ИК-спектроскопии, на основе анализа ИК-спектров поглощения, определено, что величина ширины запрещённой зоны непрямых переходов для первого и второго образца составляют 0,73 и 0,75 эВ соответственно, а прямых – 1,07 и 1,09 эВ соответственно.

## Список источников

1. Стабильность и электронные свойства тонких плёнок Mg<sub>2</sub>Si / А. Ю. Алексеев [и др.] // Радиотехника и электроника: сборник тезисов докладов 57-й научной конференции аспирантов, магистрантов и студентов. Минск, 2021. С. 97–99.
2. Large Scale Solid State Synthetic Technique for High Performance Thermoelectric Materials: Magnesium-Silicide-Stannide / D. C. Ramirez [et al.] // ACS Applied Energy Materials. 2020. V. 3. № 3. P. 2130–2136.
3. Toriyama, M.Y. Chemical Interpretation of Charged Point Defects in Semiconductors: A Case Study of Mg<sub>2</sub>Si / M. Y. Toriyama, M. K. Brod, G. J. Snyder // ChemNanomater. 2022. V. 8. № 9. 11 p.
4. Synthesis and characterization of nanostructured Mg<sub>2</sub>Si by pack cementation process / D. Stathokostopoulos [et al.] // Results in Materials. 2022. V. 13. № 1. P. 100252.
5. Fabrication and Characterization of Visible to Near-Infrared Photodetector Based on Multilayer Graphene/Mg<sub>2</sub>Si/Si Heterojunction / Hong Yu [et al.] // Nanomaterials. 2022. V. 12. № 18. P. 3230.
6. Technology CAD (TCAD) Simulations of Mg<sub>2</sub>Si/Si Heterojunction Photodetector Based on the Thickness Effect / Hong Yu [et al.] // Sensors. 2021. V.26. № 16. P. 5559.
7. Плёнка Mg<sub>2</sub>Si на Si (111), полученная методом сверхбыстрого реактивного осаждения Mg: структура и термоэлектрические свойства / И. М. Чернев [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 3.1. С. 106–111.
8. Исследование морфологии поверхности, оптических и электронных свойств тонких плёнок Mg<sub>2</sub>Si на Si (111) / Д. В. Фомин [и др.] // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2024. Т. 23. № 1. С. 203–215.
9. Наносекундный импульсный отжиг кремния, имплантированного ионами магния / Н.Г. Галкин [и др.] // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. Вып.1. С.99–104.
10. Атомарная структура, фундаментальные электронные, оптические и магнитные свойства низкоразмерных структур из полупроводников / В. Е. Борисенко [и др.] // Доклады БГУИР. 2019. Т. 120. № 2. С. 73–84.
11. Handbook of Auger Electron Spectroscopy / JEOL, 1982. 200 P.
12. Особенности роста наноразмерных слоёв Mg<sub>2</sub>Si в многослойных рентгеновских зеркалах Si/Mg<sub>2</sub>Si / Л. Е. Конотопский [и др.] // Журнал нано- и электронной физики. 2016. Т. 8. № 2. С. 02021.
13. Князев А. В., Сулейманов Е. В. Основы рентгенофазового анализа. Н. Новгород, 2005. 23 с.

## DFT-ПРЕДСКАЗАНИЕ НОВЫХ 2D-СТРУКТУР КРЕМНИЯ

А. В. Прохоренко<sup>1</sup>, А. Н. Чибисов<sup>1,2</sup>, А. А. Гниденко<sup>1,3</sup>, М. А. Чибисова<sup>2</sup>, А. С. Фёдоров<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Вычислительный центр ДВО РАН, г. Хабаровск

<sup>3</sup>ФГБУН Институт материаловедения ХИЦ ДВО РАН, г. Хабаровск

<sup>4</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ ХИЦ СО РАН, г. Красноярск

E-mail: [aimpva@pnu.edu.ru](mailto:aimpva@pnu.edu.ru)

*В работе проведен поиск новых двухмерных равновесных фаз кремния. Найдены точечные группы симметрии, энергии формирования и энергии связи данных фаз. Полученные результаты имеют важное значение для проектирования и синтеза данных наноматериалов.*

Для нахождения стабильных конфигураций моно- и двуслойного кремния был использован программный пакет прогнозирования структур CALYPSO. При моделировании применялся алгоритм оптимизации роя частиц PSO (Particle Swarm Optimization).

Методика CALYPSO получила широкое признание исследователями при предсказании стабильных и реалистичных структур для различных систем при заданном химическом составе и внешних условиях [1, 2]. Программное обеспечение CALYPSO работает в три основных этапа для прогнозирования стабильных низколежащих структур:

- 1) Для создания исходных структур используются ограничения симметрии.
- 2) Локальная оптимизация этих структур выполняется с использованием ТФП.
- 3) Для выполнения объективного структурного поиска эволюция этих структур осуществляется с помощью алгоритма оптимизации роя частиц (PSO).

Для детального исследования полученных структур проводились квантово-механические расчёты в рамках теории функционала плотности с использованием пакета программ VASP.

Для вычисления обменно-корреляционной энергии использовался метод аппроксимации локальной плотности с применением Хаббардовской коррекции LDA+U в представлении PBE. Межатомные взаимодействия рассмотрены в рамках подхода проекционных присоединенных волн PAW. Расчёты проводились с учётом спин-орбитального неколлинеарного взаимодействия. Энергия обрезания базиса плоских волн составила 600 эВ.

Для нахождения наиболее вероятных кремниевых систем, необходимо рассмотреть набор из возможных структур. С помощью программного пакета CALYPSO было сгенерировано 100 конфигураций монослойного и двуслойного кремния. При составлении элементарных ячеек для монослойного кремния задавалось два атома, а для двуслойного – по два атома на слой.

Для дальнейшего анализа было отобрано по четыре оптимальные структуры для каждого из случаев. В табл. 1 показаны кристаллографические группы отобранных энергетически выгодных систем и их значения энтальпии.

Величины на выходе из CALYPSO приближительные, так как при генерации задавались заниженные начальные параметры. В дальнейшем проводилась оптимизация выбранных структур использованием расчёта теории функционала плотности.

Энтальпия отобранных структур Si<sub>2</sub> и Si<sub>4</sub>

Si <sub>2</sub>		Si <sub>4</sub>	
Space Groups	Enthalpy, eV	Space Groups	Enthalpy, eV
Pmma	-6.7200	P1	-6.8792
P6/mmm	-6.6934	P1	-6.8764
P-3m1	-6.6914	P2/c	-6.8482
P6/mmm	-6.6913	Pmma	-6.8460

Первая и наиболее энергетически выгодная структура Si<sub>2</sub> принадлежит пространственной группе Pmma и имеет примитивную тетрагональную кристаллическую структуру с параметрами решётки  $a = b = 2.416 \text{ \AA}$  (рис. 1(a)). Вторая и четвёртая структуры принадлежат одной и той же пространственной группе P6/mmm с примитивной гексагональной сингонией. Параметры элементарной ячейки соответствуют  $a = b \approx 3.790 \text{ \AA}$  (рис. 1 (б, г)). Третья конфигурация соответствует кристаллографической группе P-3m1 с гексагональной сингонией. После оптимизации параметры её элементарной ячейки становятся такие же, как у второго и четвёртого случаев. Стоит отметить, что изначально энтальпия в этих случаях разная, но после релаксации структур значения становятся одинаковыми (табл. 2). Происходит это из-за отличающихся параметров кристаллической решётки и межатомного расстояния, которые после оптимизации принимают схожий вид (что видно на рис. 1 (б, в, г)).

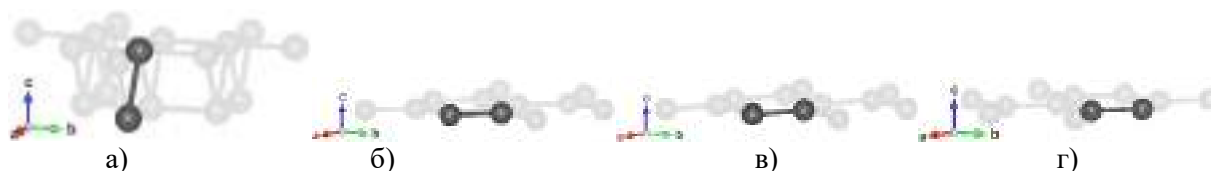


Рис 1. Оптимизированные элементарные ячейки однослойного кремния Si<sub>2</sub>

Для детального исследования аллотропов кремния необходимо рассчитать такие характеристические величины как энергия формирования и энергия когезии.

Энергия формирования рассчитывалась как

$$E_{form} = \frac{E_{Si_{result}}}{n} - \frac{E_{Si_{cube}}}{8},$$

где  $E_{Si_{result}}$  – полная энергия полученной системы,  $n$  – число атомов в этой системе,  $E_{Si_{cube}}$  – полная энергия в кубическом кремнии Si<sub>8</sub>.

Энергия когезии

$$E_{coh} = E_{result}/n - E_{isolate},$$

где  $E_{Si_{result}}$  – полная энергия полученной системы,  $n$  – число атомов в этой системе,  $E_{isolate}$  – полная энергия изолированного атома кремния.

Полученные значения энтальпии после оптимизации структур, рассчитанные энергии формирования и когезии указаны в табл. 2.

В случае двуслойного кремния (Si<sub>4</sub>) оптимальной является вторая по списку конфигурация кристаллографической группы P1 с примитивной тетрагональной сингонией, где  $a = b = 2.417 \text{ \AA}$ . Первая структура соответствует той же группе, но её параметры ячейки не совпадают:  $a = 2.351 \text{ \AA}$ ,  $b = 2.516 \text{ \AA}$ . Своего рода обособленным является третий случай группы P-3m1, так как система ориентированна в направлении  $b$ , в результате чего размеры её элементарной ячейки составили  $a = 3.712 \text{ \AA}$ ,  $c = 4.265 \text{ \AA}$  и угол  $\beta = 122.502^\circ$ . Четвёртая структура, как и в случае с однослойным кремнием, соответствует пространственной группе Pmma и имеет примитивную

тетрагональную кристаллическую структуру и имеет параметры решётки  $a = b = 2.408 \text{ \AA}$ . Описанные ячейки для двуслойного кремния показаны на рис. 2.

Таблица 2

**Энтальпия, энергия формирования и энергия когезии для различных кристаллографических групп для Si<sub>2</sub>**

Space group	Enthalpy, eV	$E_{form}$ , eV	$E_{coh}$ , eV
Pmma	-6.722	0.770	-4.919
P6/mmm	-6.691	0.801	-4.888
P-3m1	-6.691	0.801	-4.888
P6/mmm	-6.691	0.801	-4.888
Silicene	-6.692	0.800	-4.889

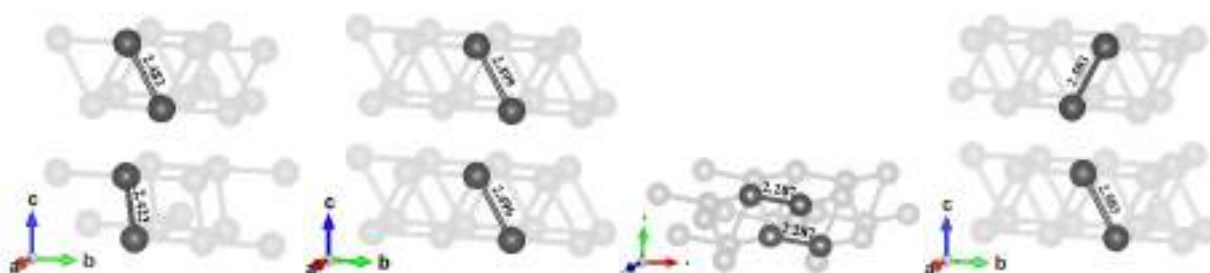


Рис 2. Оптимизированные элементарные ячейки двуслойного кремния Si<sub>4</sub>

Для двуслойного кремния также были найдены значения энтальпии и рассчитаны энергии формирования и когезии. Полученные значения представлены в табл. 3.

Таблица 3

**Энтальпия, энергия формирования и энергия когезии для различных кристаллографических групп для Si<sub>4</sub>**

Space group	Enthalpy, eV	$E_{form}$ , eV	$E_{coh}$ , eV
P1	-6.880	0.612	-5.077
P1	-6.900	0.592	-5.098
P2/c	-6.848	0.644	-5.045
Pmma	-6.846	0.647	-5.043

По результатам данного исследования было выявлено, что для однослойного кремния самая оптимальная конфигурация соответствует кристаллографической решётке типа Pmma (энергия формирования 0.770 эВ), а для двуслойного – P1 с разными параметрами ячейки  $a$  и  $b$  (энергия формирования 0.612 эВ).

*Часть работы, посвященная расчетам атомной и электронной структуры, выполнена в соответствии с Государственным заданием Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FEME-2024-0005). Расчеты выполнены с использованием методов и методик, разработанных в рамках Государственного задания Вычислительного центра ДВО РАН (ВЦ ДВО РАН). Исследования выполнены с использованием ресурсов ЦКП «Центр данных ДВО РАН».*

## Список источников

1. Structural and electronic properties of MnSi under high pressure: A first-principles calculation / S. Guo, J. Wang, H. Du, C. Lu, C. Zhang and Z. Lu // *Comput. Mater. Sci.* 2018. Vol. 142. P. 285–289.
2. First-principle study of the microstructure and electronic properties for Cr<sup>3+</sup> doped yttrium orthoaluminate / J. Huang, M. Ju // *Comput. Mater. Sci.* 2020. Vol. 174. P. 109467.
3. Ab initio molecular dynamics for liquid metals / G. Kresse, J. Hafner // *Phys. Rev. B.* 1993. Vol. 47. P. 558.
4. Efficiency of ab-initio total energy calculations for metals and semiconductors using a plane-wave basis set / G. Kresse, J. Furthmüller // *Comput. Mater. Sci.* 1996. Vol. 6. P. 15–50.
5. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set / G. Kresse, J. Furthmüller // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 54. P. 11169.
6. Electron-energy-loss spectra and the structural stability of nickel oxide: An LSDA+U study / S. L. Dudarev, G. A. Botton, S. Y. Savrasov, C. J. Humphreys, A. P. Sutton // *Phys. Rev. B.* 1998. Vol. 57. P. 1505.
7. Generalized Gradient Approximation Made Simple / J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. P. 3865.
8. Projector augmented-wave method / P. E. Blöchl // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 50. P. 17953.
9. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method / G. Kresse, D. Joubert // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59. P. 1758.
10. Fully unconstrained noncollinear magnetism within the projector augmented-wave method / D. Hobbs, G. Kresse, J. Hafner // *Phys. Rev. B.* 2000. Vol. 62. P. 11556.

УДК 537.9:004.94

## ВЛИЯНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МОНОСЛОЕ Co:ZnO

А. В. Прохоренко<sup>1</sup>, А. Н. Чибисов<sup>1</sup>, А. С. Фёдоров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Вычислительный центр ДВО РАН, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

E-mail: [aimpva@pnu.edu.ru](mailto:aimpva@pnu.edu.ru)

*В работе проведены DFT расчеты атомной и электронной структуры монослоя ZnO с внедренными атомами кобальта. Исследовано влияние орбитального магнитного момента на атоме Co на полную намагниченность системы и ширину запрещенной зоны.*

Благодаря успешному получению графена в 2004 году [1] было открыто новое направление в современной наноэлектронике – исследование 2D-материалов. Среди таких материалов монослой ZnO привлек большое внимание исследователей из-за его полезных оптоэлектронных характеристик [2-9]. В 2021 Рю Чен с коллегами впервые предложили самый тонкий магнит на основе монослоев оксида цинка с внедренными примесными атомами кобальта демонстрирующий дальний ферромагнитный порядок при комнатной температуре [10]. Затем, нами впервые теоретически показано применение этого нового сверхтонкого двумерного магнита Co:ZnO [11] в качестве магнитной подложки для управления дырочными кубитами в тонких слоях германия.



Квантово-механические расчёты производились в рамках теории функционала плотности с использованием пакета программ VASP [12-14]. Для вычисления обменно-корреляционной энергии использовался метод аппроксимации локальной плотности с применением Хаббардовской коррекции LDA+U в представлении PBE. Межатомные взаимодействия рассмотрены в рамках подхода проекционных присоединенных волн PAW. Расчёты проводились с учётом спин-орбитального неколлинеарного взаимодействия. Энергия обрезания базиса плоских волн составила 600 эВ. При интегрировании по зоне Бриллюэна сетка k-точек задавалась по схеме Монкхорста-Пэка с центром в Г-точке. Для элементарных ячеек сетка соответствовала размерности 36x36x1, для увеличенных ячеек – 9x9x1. Для предсказания равновесной структуры монослоя ZnO мы использовали метод глобальной оптимизации PSO [15-17] реализованного в пакете CALYPSO и сопряженного с пакетом VASP.

В начале мы провели полную оптимизацию элементарной ячейки объёмного оксида цинка ZnO. Полученная равновесная структура с рассчитанными параметрами показана на рисунке 1а. Мы получили следующие значения параметров ячейки для гексагональной решётки объёмного оксида цинка: параметр  $a = 3.078 \text{ \AA}$ , а параметр  $c = 4.719 \text{ \AA}$ , соотношение  $c/a$  равно 1.533. Межатомные расстояния связей Zn–O равны следующим значениям. Так расстояние, лежащее в плоскости  $ab$  равно  $d_a = 1.870 \text{ \AA}$ , а расстояние вдоль оси  $c$  равно  $d_c = 1.843 \text{ \AA}$ . Угол между связями O–Zn–O равен  $113.21^\circ$ . Поиск равновесной структуры монослоя оксида цинка показывает, что наиболее стабильной структурой является слой с гексагональной точечной группой симметрии P-6m2 (#187). Структура равновесного слоя ZnO представлена на рисунке 1б. Расчёты показывают, что слой имеет параметры ячейки  $a = b = 3.041 \text{ \AA}$ . Для монослоя оксида цинка получены следующие значения длин связи Zn–O –  $1.756 \text{ \AA}$ , а угол между связями O–Zn–O равен  $120^\circ$ . Таким образом, видно, что при переходе оксида цинка в двухмерное состояние межатомное расстояние Zn–O уменьшается, а угол связи O–Zn–O растёт.

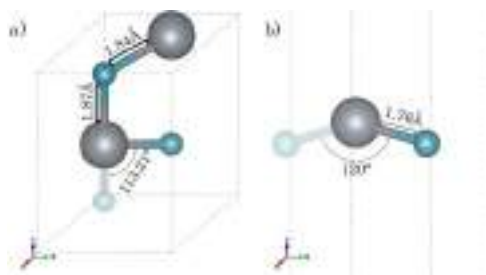


Рис. 1. Элементарные ячейки и их параметры: а) объёмный ZnO; б) монослой ZnO

Далее для понимания электронной структуры объёмного и двухмерного оксида цинка использовался метод анализа зонных структур. При построении зонной структуры использовался стандартный обход по точкам высокой симметрии для кристаллической решётки гексагональной сингонии. В случае объёмной решётки оксида цинка путь проходит через точки  $\Gamma \rightarrow M \rightarrow K \rightarrow \Gamma \rightarrow A \rightarrow L \rightarrow H \rightarrow A$ . Для двумерного оксида цинка путь сокращается до  $\Gamma \rightarrow M \rightarrow K \rightarrow \Gamma$ . Получение зонных структур для объёмного и двухмерного ZnO, а также зоны Бриллюэна для данных структур представлены на рисунке 2а и 2б. Анализ зонной структуры показывает, что объёмный оксид цинка является прямозонным полупроводником и его ширина запрещённой зоны составила 3.30 эВ. Верх валентной зоны и низ зоны проводимости располагаются в Г – точке. Для монослоя ZnO ширина запрещенной зоны немного выше и равна 3.32 эВ. Он также является прямозонным полупроводником, поскольку верх валентной зоны и низ зоны проводимости остаются в Г– точке.

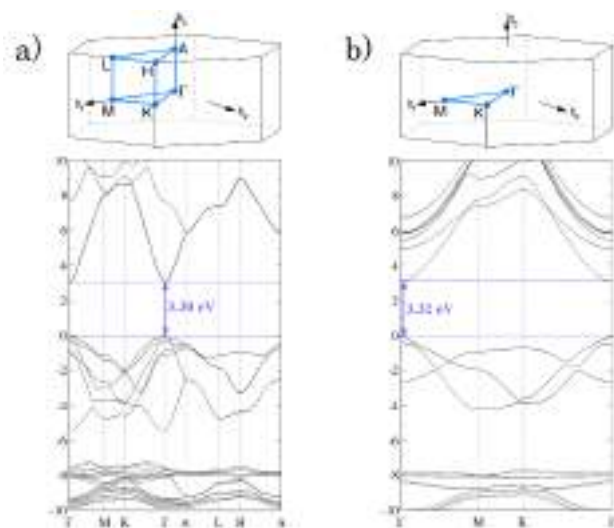


Рис. 2. Зонная структура и зона Бриллюэна: а) объёмный ZnO, б) монослой ZnO

Далее мы произвели расчет энергии отслаивания для формирования двухмерного слоя из объёмного ZnO. Величина этой энергии составила порядка 1.03 эВ на формульную единицу ZnO. Данное значение энергии определялось с помощью выражения:

$$E_{form} = E_{monolayer} - E_{bulk}$$

где  $E_{monolayer}$  – полная энергия монослоя ZnO и  $E_{bulk}$  – это полная энергия объёмного материала оксида цинка.

Затем нами было исследовано влияние примесных атомов кобальта на атомную, электронную структуру и магнитные свойства монослоя оксида цинка. В расчётах использовалась увеличенная ячейка монослоя оксида цинка размером  $Zn_{16}O_{16}$  (рис. 3а). Атом цинка замещался атомом кобальта. Концентрация вводимой примеси составляла 6.25 и 12.5 at.%. При замещении в структуре  $Zn_{16}O_{16}$  (рис. 3б) атомом кобальта межатомное расстояние около него увеличивается и среднее расстояние Co – O составляет около 1.84 Å.

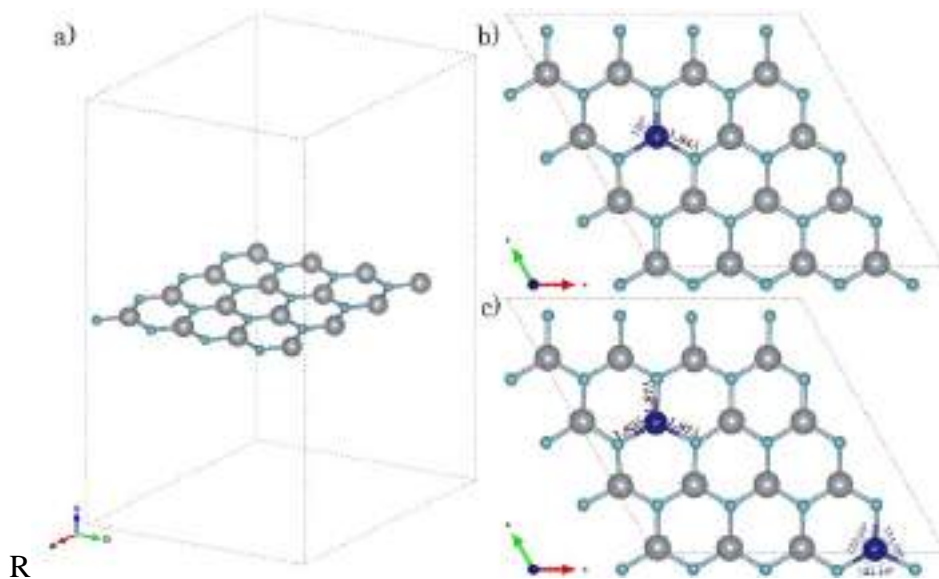


Рис. 3. Двумерный оксид цинка  $Zn_{16}O_{16}$ : а) чистый, б) с одним замещающим атомом Co, в) с двумя замещающими атомами Co

В случае наличия одного атома кобальта (величина концентрации составляла 6.25 at.%) в монослое оксида цинка магнитный момент на кобальте составляет  $\sim 2.630 \mu\text{B}/\text{cell}$ . На остальных атомах цинка и кислорода величины намагниченности варьируют от  $-0.002$  до  $0.102 \mu\text{Bohr}/\text{cell}$ . Полученные значения полных энергий для разных направлений спинов на атоме Co показывают, что наиболее выгодным состоянием является состояние со спином вниз по сравнению с состоянием со спином вверх на  $5 \mu\text{eV}$ . Полученные результаты представлены в таблице.

**Полученные значения намагниченности  $M$  для одного и двух атомов Co ( $\mu\text{B}/\text{cell}$ ) и ширина запрещённой зоны (eV)**

Структура	$M_z(\text{Co1})$	$M_z(\text{Co2})$	Total magnetization	Band gap
$\text{Zn}_{16}\text{O}_{16}$	—	—	—	3.32
$\text{Zn}_{15}\text{O}_{16}\text{Co}\uparrow$	2.630	—	3.003	2.08
$\text{Zn}_{15}\text{O}_{16}\text{Co}\downarrow$	-2.630	—	-3.003	2.08

В работе проведены квантово-механические расчеты двухмерной системы оксида цинка Co:ZnO содержащей примесные ионы кобальта в количестве 6.25 at.%. Результаты расчетов показывают, что при переходе оксида цинка в двухмерное состояние межатомное расстояние Zn-O уменьшается, угол связи O-Zn-O растет, а ширина запрещенной зоны увеличивается. Показано, что наличие примесных ионов кобальта приводит к увеличению межатомного расстояния, а при концентрации Co равного 6,25 at.% наиболее выгодным состоянием является состояние со спином вниз по сравнению с состоянием вверх на  $5 \mu\text{eV}$ .

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-13-20024). Авторы выражают благодарность за предоставление доступа к кластеру высокопроизводительных вычислений в ЦКП научным оборудованием, Центре обработки и хранения научных данных ДВО РАН и Межведомственном суперкомпьютерном центре Российской академии наук (МСЦ РАН).*

#### Список источников

1. Electric field effect in atomically thin carbon films / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov [et al.] // Science. 2004. Vol. 306. P. 666–669.
2. Graphitic nanofilms as precursors to wurtzite films: Theory / C. L. Freeman, F. Claeysens, N. L. Allan [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 066102.
3. Observation of depolarized ZnO(0001) monolayers: Formation of unreconstructed planar sheets / C. Tusche, H. L. Meyerheim, J. Kirschner // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 026102.
4. Tuning electronic structure and optical properties of ZnO monolayer by Cd doping / C. L. Tan, D. Sun, D. S. Xu [et al.] // Ceram. Int. 2016. Vol. 42. P. 10997–11002.
5. Growth and Surface Structure of Zinc Oxide Layers on a Pd(111) Surface / G. Weirum, G. Barcaro, A. Fortunelli [et al.] // J. Phys. Chem. C. 2010. Vol. 114. P. 15432–15439.
6. In situ observations of free-standing graphene-like mono- and bilayer ZnO membranes / H. T. Quang, A. Bachmatiuk, A. Dianat [et al.] // ACS Nano. 2015. Vol. 9. P. 11408–11413.
7. Observations of two-dimensional monolayer zinc oxide / T. Sahoo, S. K. Nayak, P. Chelliah [et al.] // Mater. Res. Bull. 2016. Vol. 75. P. 134–138.
8. Tu Z. C. First-principles study on physical properties of a single ZnO monolayer with graphene-like structure // J. Comput. Theor. Nanosci. 2010. Vol. 7. P. 1182–1186.
9. Tunable Magnetism in a Nonmetal-Substituted ZnO Monolayer: A First-Principles Study / H. Y. Guo, Y. Zhao, N. Lu [et al.] // J. Phys. Chem. C. 2012. Vol. 116. P. 11336–11342.

10. Tunable room-temperature ferromagnetism in Co-doped two-dimensional van der Waals ZnO / R. Chen, F. Luo, Y. Liu [et al.] // Nature Communications. 2021. Vol. 12. P. 3952.
11. Possibilities of Controlling the Quantum States of Hole Qubits in an Ultrathin Germanium Layer Using a Magnetic Substrate: Results from ab Initio Calculations / A. N Chibisov, M. A. Chibisova, A.V. Prokhorenko [et al.] // Nanomaterials. 2023. Vol. 13. P. 3070.
12. Kresse G., Hafner J. Ab initio molecular dynamics for liquid metals // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 558.
13. Efficiency of ab-initio total energy calculations for metals and semiconductors using a plane-wave basis set / G. Kresse, J. Furthmüller // Comput. Mater. Sci. 1996. Vol. 6. P. 15–50.
14. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set / G. Kresse, J. Furthmüller // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 11169.
15. CALYPSO: A Method for Crystal Structure Prediction / Y. Wang, J. Lv, L. Zhu [et al.] // Comput. Phys. Commun. 2012. Vol. 183. P. 2063.
16. Predicting Two-Dimensional Boron-Carbon Compounds by the global optimization method / X. Luo, J. Yang, H. Liu [et al.] // J. Am. Chem. Soc. 2011. Vol. 133. P. 16285.
17. An effective Structure Prediction Method for Layered Materials Based on 2D Particle Swarm Optimization Algorithm / Y. Wang, M. Miao, J. Lv [et al.] // J. Chem. Phys. 2012. Vol. 137. P. 224108.

УДК 538.975+544.222+544.225.22

## МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЁНОК СИЛИЦИДА МАГНИЯ

**И. А. Рябов, Д. В. Фомин, И. О. Шолыгин, А. В. Поляков**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск  
E-mail: [rybovilay@gmail.com](mailto:rybovilay@gmail.com)

*В статье представлены результаты исследования морфологии поверхности тонких плёнок силицида магния. Плёнки сформированы на подложке Si(111) методом реактивной эпитаксии поочерёдным (трёхкратным для первого образца и четырёхкратным для второго образца) осаждением бислоёв (Mg+Si). Температура прогрева подложки составляла 250 °С. Расчётная толщина плёнок составила 180 и 240 нм для первого и второго образца соответственно. Методом атомно-силовой микроскопии у обеих плёнок установлено наличие островкового типа роста с образованием зёрен. Площадь зёрен: у 1-го образца: 0,04-0,55 мкм<sup>2</sup>; а у 2-го образца: 0,02-0,09 мкм<sup>2</sup>. Среднеквадратичная шероховатость составила 19,5 нм для первого и 20,0 нм для второго образцов.*

В научном сообществе большой интерес представляют материалы для создания полупроводниковых приборных структур с заданными свойствами. Так одним из перспективных соединений на основе низкоразмерных структур является силицид магния. Его ширина запрещённой зоны значительно меньше ширины запрещённой зоны известных полупроводников (табл. 1). Оба элемента, входящих в состав силицида магния, не являются токсичными, и широко распространены в Земной коре. В процессе формирования пленки образуются различные модификации поверхности. Во многом морфология поверхности влияет на свойства формируемых плёнок [1-5].

Электронные свойства  $Mg_2Si$ , GaAs, Si, BaSi<sub>2</sub> [6]

Полупроводник	Ширина запрещённой зоны, эВ
GaAs	1,43
BaSi <sub>2</sub>	1,23
Si	1,12
$Mg_2Si$ (объёмный)	0,77
$Mg_2Si$ (тонкоплёночный)	0,74

Так, по мере роста толщины пленок субмикронного диапазона сила и энергия их адгезии к подложке становится больше энергии взаимодействия осажденных атомов между собой, что приводит к изменению шероховатости поверхности пленок, а также относительного вклада зернограничного и объемного механизмов проводимости в полную удельную электропроводность. С увеличением размера островков уменьшается количество границ между островками, вследствие чего увеличивается удельная электропроводность. Поскольку границы между островками представляют собой области с высокой плотностью дефектов и примесей, которые являются энергетическими потенциальными барьерами [2, 3].

Для формирования плёнок, в данной работе, были использованы следующие материалы: кремниевые подложки, которые вырезались из промышленной шайбы КЭФ-Si (111) с удельным сопротивлением от 2 до 15 Ом·см, источник магния чистотой 99,999 %. Перед проведением ростовых экспериментов выполнялась стандартная процедура очистки всех подложек и источников [7].

Формирование тонких плёнок  $Mg_2Si$  на Si (111) проводилось методом реактивной эпитаксии, реализованном в сверхвысоковакуумной камере Varian, для которой характерно базовое давление  $P = 10^{-9}$  Торр. Условия формирования представлены в табл. 2.

Таблица 2

Условия формирования исследуемых образцов

Образец	Число слоев и их толщина	Расчетная толщина пленок, нм	Температура подложек, °C
1	Mg: 3 по 45 нм Si: 3 по 15 нм	180	250
2	Mg: 4 по 45 нм Si: 4 по 15 нм	240	250

Для контроля пленок на каждом этапе формирования исследовали их элементный состав методом электронной оже-спектроскопии (ЭОС). Спектры энергий оже-электронов представлены на рис. 1.

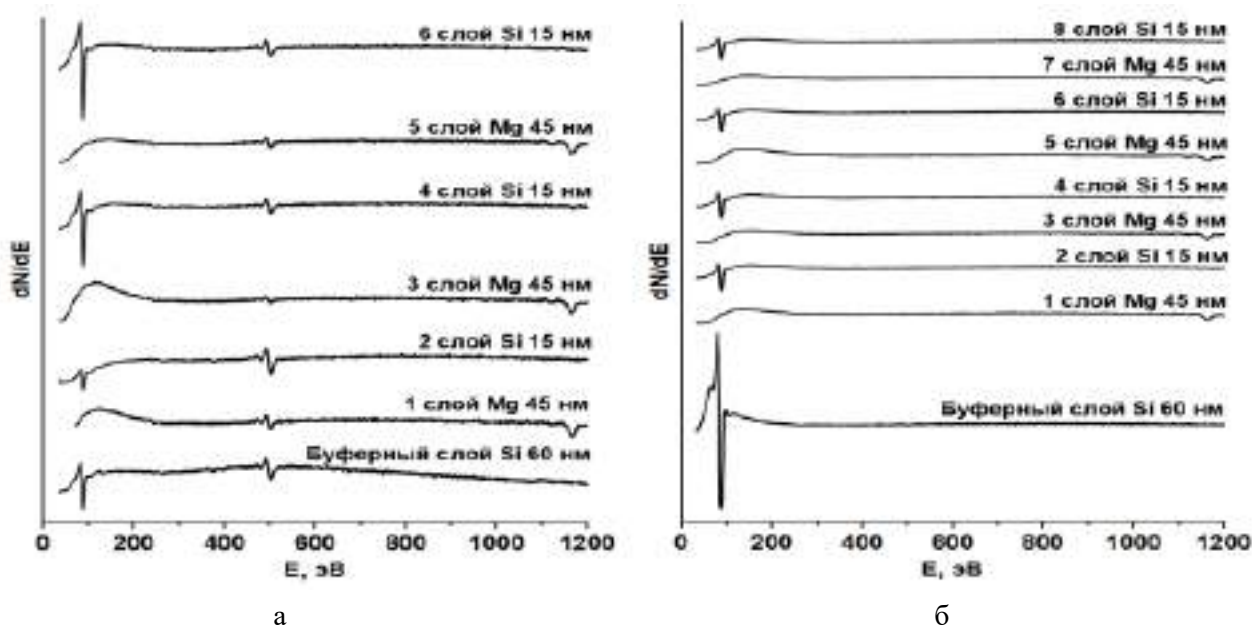


Рис. 1. Спектры энергий оже-электронов: образец 1 (а), образец 2 (б)

На спектрах энергий оже-электронов для обоих образцов наблюдаются обратные пики при энергиях 92 и 1186 эВ, которые характерны для кремния и магния соответственно. В первом образце также наблюдается обратный пик примеси при 503 эВ - кислород.

Исследование морфологии поверхности происходило методом атомно-силовой микроскопии на базе Института автоматики и процессов управления ДВО РАН. Полученные АСМ-изображения показаны на рис. 2.

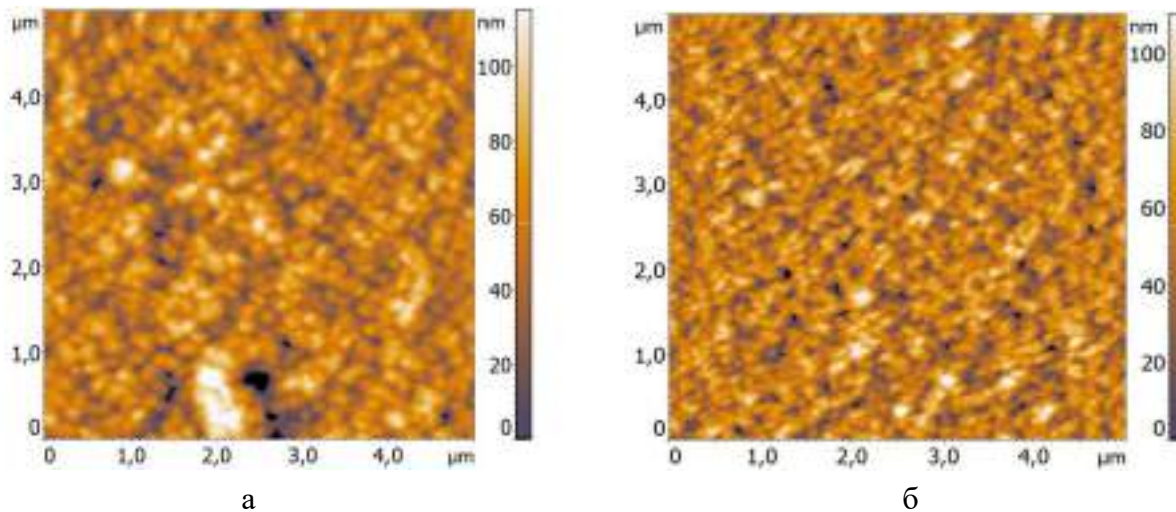


Рис. 2. АСМ-изображения: образец 1 (а), образец 2 (б)

Проанализировав полученные АСМ-изображения (рис. 2), установлено, что морфология поверхности плёнки обоих образцов характеризуется наличием островков и образовавшихся в результате их коалесценции зёрен. Данные, полученные методом АСМ, сведены в табл. 3.

## Данные исследования морфологии поверхности плёнок

Образец	Размеры отдельных островков, мкм	Длина зёрен, мкм	Ширина зёрен, мкм	Площадь зёрен, мкм <sup>2</sup>	Среднеквадратичная шероховатость, нм
1	0,11-0,17	0,18-0,85	0,23-0,65	0,04-0,55	19,50
2	0,06-0,12	0,21-0,34	0,11-0,26	0,02-0,09	20,00

Основываясь на данных, полученных в ходе исследования сформированных плёнок, согласно [2, 3], лучшими электропроводящими свойствами будет обладать образец 1 благодаря его меньшей среднеквадратичной шероховатости и большей площади зёрен.

Таким образом, в результате проведённой работы были сформированы два образца, содержащие пленки Mg<sub>2</sub>Si толщинами 180 (первый образец) и 240 нм (второй образец). Методом ЭОС было определено наличие в составе плёнок Mg и Si. Пленки были исследованы методом АСМ, в результате чего установлено наличие островков (0,06-0,17 мкм) и зёрен (0,18-0,85 мкм) в составе их поверхности. Расчётная средняя шероховатость пленок составила: 19,50 нм и 20,00 нм, для первого и второго образца соответственно, а площадь зёрен образцов: первого – 0,04-0,55 мкм<sup>2</sup>; второго- 0,02-0,09 мкм<sup>2</sup>. Из анализа размеров зёрен и шероховатости поверхностей установлено, что электропроводность первого образца выше электропроводности второго.

## Список источников

1. Алтунин К. К. Электропроводность тонких плёнок // Наука онлайн: электрон. науч. журн. 2018. № 1. С 64–92. URL: <http://nauka-online.ru/wp-content/uploads/2018/04/НАУКА-ОНЛАЙН-2-выпуск.pdf> (дата обращения: 01.07.2024).
2. Исследование морфологии поверхности и электропроводности пленок кремния после лазерного отжига / А. В. Саенко [и др.]. Инженерный вестник Дона: электрон. науч. журн. 2016 № 1. С 8. URL: [http://ivdon.ru/uploads/article/pdf/IVD\\_32\\_sayenko.pdf\\_7e3fe547c7.pdf](http://ivdon.ru/uploads/article/pdf/IVD_32_sayenko.pdf_7e3fe547c7.pdf) (дата обращения: 31.06.2024).
3. Полонянкин Д. А., Блесман А. И., Постников Д. В. Влияние микроструктуры и шероховатости поверхности на электропроводность тонких пленок из меди и серебра, полученных методом магнетронного распыления // Динамика систем, механизмов и машин. 2017. Том 5, № 2. С. 204–208.
4. Исследование тонких пленок Cu<sub>2</sub>ZnSnSe<sub>4</sub> методом атомно-силовой микроскопии / А. В. Станчик [и др.]. Proceedings of the National academy of sciences of Belarus, physic and mathematics series, 2016, № 4. С. 67–75.
5. Lehmann D., Seidel F. Zahn D. R. Thin films with high surface roughness: thickness and dielectric function analysis using spectroscopic ellipsometry // SpringerPlus 3, 2014, С. 8. URL: <https://doi.org/10.1186/2193-1801-3-82> (дата обращения: 31.06.2024)
6. Поляков А. В., Фомин Д. В., Новгородцев Н. С. Силицид магния – перспективный материал для оптических датчиков // Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 1. С. 52–60.
7. Фомин Д. В. Экспериментальные методы физики твердого тела. М./Берлин : Директ-Медиа, 2014. 186 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЧНО-ИЗОЛИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

**А. К. Стародубцева, Т. А. Мерделина**

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск

E-mail: [starodubtseva\\_an@mail.ru](mailto:starodubtseva_an@mail.ru)

*В работе показана возможность использования метода Шпольского для получения электронных спектров при исследовании оптических свойств многослойных углеродных нанотрубок (УНТ).*

В последнее время нанотрубки получают широкое применение в самых разных областях. Уникальное сочетание физико-химических свойств открывает перспективы для их применения в производстве современных строительных материалов, медицине, сельском хозяйстве, экологии, биотехнологиях и электротехнике. Для изучения и улучшения свойств углеродных нанотрубок, а также расширения сфер их применения, используют различные методы [1]. Одним из таких методов, позволяющих получить тонкоструктурные спектры и применить их для исследования между- и внутримолекулярных взаимодействий, является метод Шпольского. Данный метод, в числе прочих условий, предполагает пространственное сходство геометрий молекул примеси и растворителя.

Многослойные углеродные нанотрубки представляют собой свернутый слой графена, атомы слоя связаны прочными ковалентными связями, между слоями же действуют более слабые силы Ван-дер-Ваальса. Расстояние между слоями около 0,3-0,4 нм, длина трубки может достигать нескольких сотен мкм. В качестве растворителей были выбраны два алкана, имеющих вытянутую форму молекул – гептан (C<sub>7</sub>H<sub>16</sub>) и гексан (C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>). Молекулы гептана и гексана схожи по строению, но отличаются длиной. Очевидно, что для изоляции вытянутых молекул углеродных нанотрубок друг от друга необходимо несколько молекул матрицы, желательно имеющих похожую форму. Для уменьшения межмолекулярного взаимодействия были приготовлены растворы с малыми концентрациями 10<sup>-3</sup>-10<sup>-13</sup> моль/л. Стеклянные трубки с растворами быстро охлаждались в жидком азоте, в таких условиях молекулы УНТ оказывались встроенными в матрицу растворителя.

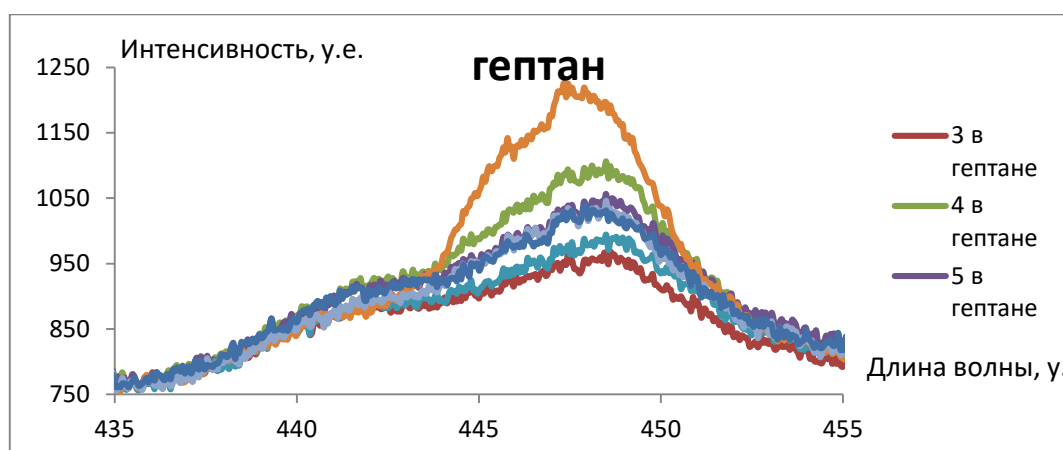


Рис. 1. Сравнение интенсивностей спектров углеродных трубок в гептане



Спектры флуоресценции, полученные при облучении замороженных растворов ультрафиолетовым излучением с длиной волны 365 нм, фиксировались ПЗС-камерой и обрабатывались в программе №2017616306 для спектрографа ИСП-51 [2]. Из рис. 1 видно, что интенсивность спектра зависит от концентрации раствора, наибольшая интенсивность в гептане наблюдается при концентрации  $10^{-9}$  моль/л. Аналогичная зависимость наблюдается и в гексане, максимум интенсивности приходится на растворы с концентрацией  $10^{-10}$  моль/л. Сравнение спектров, снятых в разных растворителях, представлены на рисунке 2, видно, что в гептане более интенсивные и четкие спектры, следовательно, матрица гептана наиболее удобна для молекул нанотрубок.

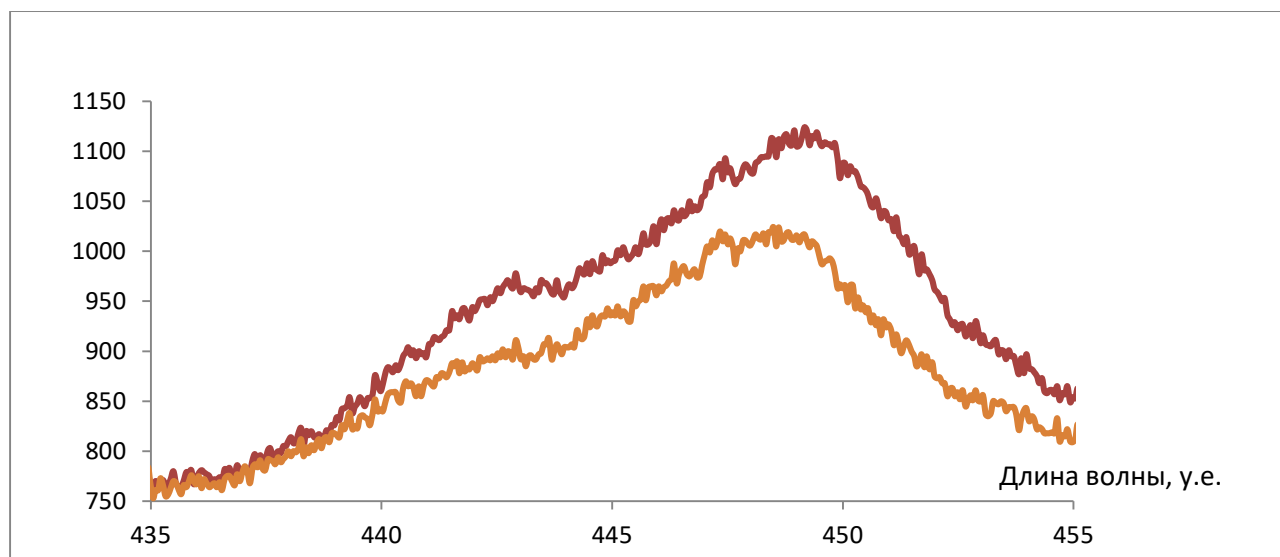


Рис. 2. Сравнение интенсивности спектров углеродных трубок с концентрацией  $10^{-9}$ : верхний — в гептане, нижний — в гексане

При исследовании однослойных углеродных нанотрубок, которые представляют собой полосы монослоев графита, диаметром 0,3–3,0 нм и длиной 1–10 мкм, были получены аналогичные результаты. Наиболее удобной оказалась так же матрица гептана, однако четкие квазилинейчатые спектры были получены при большей концентрации  $10^{-7}$  –  $10^{-8}$  моль/л. Очевидно, что для изоляции молекул меньшего размера требуется меньше растворителя.

Таким образом, показано, что методом Шпольского возможно исследование таких углеродных модификаций, как различные углеродные нанотрубки. В дальнейшем необходимо провести ряд экспериментов для выявления наиболее удобной матрицы для получения спектров с наибольшей разрешимостью.

#### Список источников

1. Томилин Ф. Н., Абрамов П. В., Кузубов А. А. Связь химических свойств углеродных нанотрубок с их атомной и электронной структурами // Физика твердого тела. 2004. № 46. С. 1143–1146.
2. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2017616306 «Модуль автоматизации спектрального анализа для спектрографа ИСП-51». Автор: Антонов А. А. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 07 мая 2019 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЙОДИДА ДИИЗОПРОПИЛАММОНИЯ В НАНОРАЗМЕРНЫХ МАТРИЦАХ

**Е. В. Стукова, А. В. Сахненко**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск

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

*Представлены результаты исследования температурных зависимостей диэлектрических и тепловых свойств для нанокompозита на базе DIPAI, внедренного в поры силикатных матриц SBA-15. Обнаружено возникновение сегнетоэлектрической фазы в интервале 362-378 К.*

Одним из приоритетных направлений в настоящее время является изучение свойств композитных материалов. Композиты, основанные на нанопористых матрицах SBA-15 представляют большой интерес в теоретическом и прикладном аспектах. Это достигается за счет способности к точной настройке размеров и пространственной конфигурации инкапсулированных частиц путем использования разнообразной геометрии пор. Таким образом, возникает возможность создания материалов с требуемыми характеристиками. Этому посвящено множество современных исследований [1, 2].

Однако сегнетоэлектрические свойства частиц в условиях ограниченной геометрии изучены достаточно слабо. Большинство работ посвящено изучению хорошо известных сегнетоэлектриков, таких как сегнетова соль, триглицеринсульфат, тиомочевина и др. [3, 4]. В то же время недостаточно работ по изучению свойств композитов на базе современных органических сегнетоэлектриков, таких как хлорид диизопропиламмония ( $C_6H_{16}NCl$ ), сокращенно DIPAC  $P_s \sim 8.2$  мкКл/см<sup>2</sup>,  $T_c = 440$  К [5, 6]; бромид диизопропиламмония ( $C_6H_{16}NBr$ ), сокращенно DIPAB  $P_s \sim 23$  мкКл/см<sup>2</sup>,  $T_c = 426$  К [7-9]; йодид диизопропиламмония ( $C_6H_{16}NI$ ), сокращенно DIPAI.

При комнатной температуре DIPAI принадлежит к орторомбической неполярной хиральной пространственной группе  $P2_12_12_1$  [10,11]. Однако при нагревании в зависимости от растворителя, в котором происходила перекристаллизация DIPAI, возможны два сценария. Согласно работе [10], в которой в качестве растворителя использовался этанол, увеличение температуры до 369 К приводит к возникновению полярной моноклинной фазы с симметрией  $P2_1$ , стабильной до 415 К.

Выше 415 К DIPAI переходит в неполярную моноклинную фазу  $P2_1/m$ . В процессе охлаждения при 407 К наблюдается фазовый переход, при котором DIPAI превращается из  $P2_1/m$  в полярную моноклинную фазу с симметрией  $P2_1$  и остается в этом состоянии вплоть до комнатной температуры.

Согласно работе [11], при использовании раствора этанол-метанол (1:1) в полученных образцах не обнаружена полярная фаза  $P2_1$ . При нагреве образца до температуры 376 К происходил фазовый переход из неполярной орторомбической фазы  $P2_12_12_1$  в неполярную моноклинную фазу  $P2_1/m$ .

В нашем случае получение йодида диизопропиламмония  $[(iso-C_3H_7)_2NH_2]I$ , DIPAI основывалось на реакции взаимодействия эквимольных количеств диизопропиламина,  $(iso-C_3H_7)_2NH$  (Sigma), и йодоводородной кислоты (57 %, Acros Organics) в водном растворе [12].

Силикатные матрицы SBA-15, используемые в эксперименте, имеют гексагональную структуру типа пчелиных сот с толщиной стенок 0.6–0.8 нм и калиброванным размером каналов-пор.

Для измерения диэлектрических свойств (диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $tg \delta$ ) использовался иммитансметр E7–25, с частотным диапазоном от 25 до 106 Гц. Перед измерениями на образец наносилась серебряная паста. Температура фиксировалась с точностью  $\pm 0.02$  К при помощи АОIP TC 6621 «Калибратор термопар».

Исследования проводились в температурном интервале от 300 до 440 К в автоматическом режиме со скоростью 1 К/мин. Погрешность определения диэлектрической проницаемости исследуемых образцов не превышала 5 %. Исследования температурных зависимостей сигнала дифференциального

термического анализа (ДТА) проводились на синхронном термоанализаторе Linsies STA PT 1600. Максимальное разрешение Linsies STA PT 1600 составляет 0.3 мкВт. В ходе измерений скорость нагрева и охлаждения составляла 1 К/мин.

Используемый в данной работе DIPAI, согласно температурным зависимостям  $\epsilon'$ ,  $\text{tg } \delta$  и сигнала ДТА обнаруживает один фазовый переход при нагреве и один при охлаждении (рис. 1). Это позволяет заключить, что сегнетоэлектрическая фаза не формируется, а переход происходит между двумя параэлектрическими фазами при температурах 376 и 360 К при нагреве и охлаждении соответственно.

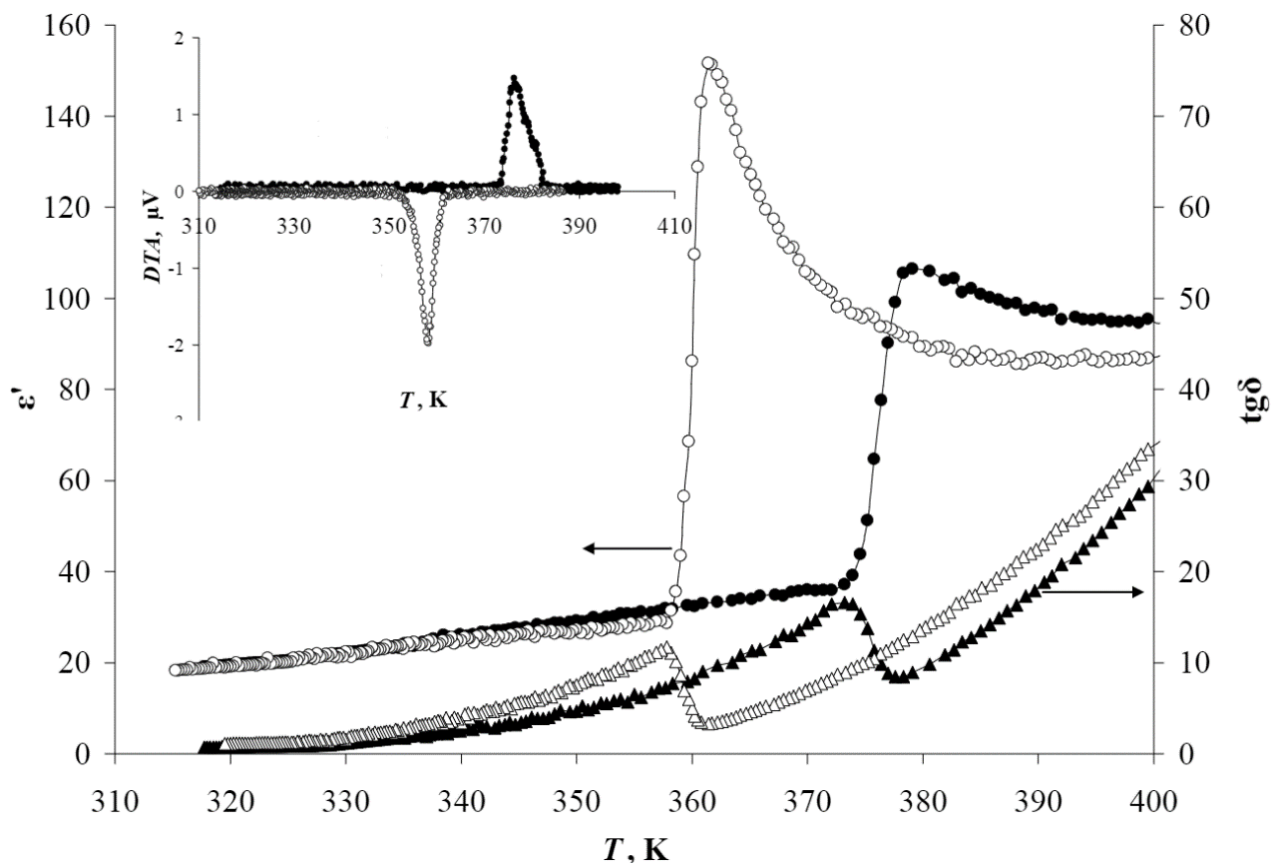


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta$  для поликристаллического образца DIPAI, полученные при первом проходе на частоте 10 кГц. На вставке показана зависимость сигнала ДТА от температуры. Заполненные символы соответствуют нагреву, незаполненные – охлаждению

Для нанокompозитов, полученных внедрением DIPAI в SBA-15, результаты исследования температурных зависимостей  $\epsilon'(f)$ ,  $\text{tg } \delta(f)$  и сигнала ДТА, указывают на наличие двух фазовых переходов при нагреве (рис. 2). Это свидетельствует о формировании промежуточной сегнетоэлектрической фазы P2<sub>1</sub>, согласно [13]. В режиме нагрева максимумы сигнала ДТА наблюдаются при температурах 360 К и 378 К. В режиме охлаждения наблюдается один переход при 358 К. Для нанокompозита обнаружена более сильная зависимость диэлектрических свойств от частот, чем для массивного DIPAI.

Изменения в структуре образца DIPAI/SiO<sub>2</sub>, проявляющиеся в изменении водородных связей с участием аминогрупп, могут приводить к появлению сегнетоэлектрического состояния в DIPAI. Другой возможной причиной стабилизации сегнетоэлектрической фазы DIPAI, внедренного в SBA-15, может быть образование на границах пор контактного поля, которое стабилизирует полярное состояние частиц DIPAI в порах SBA-15.

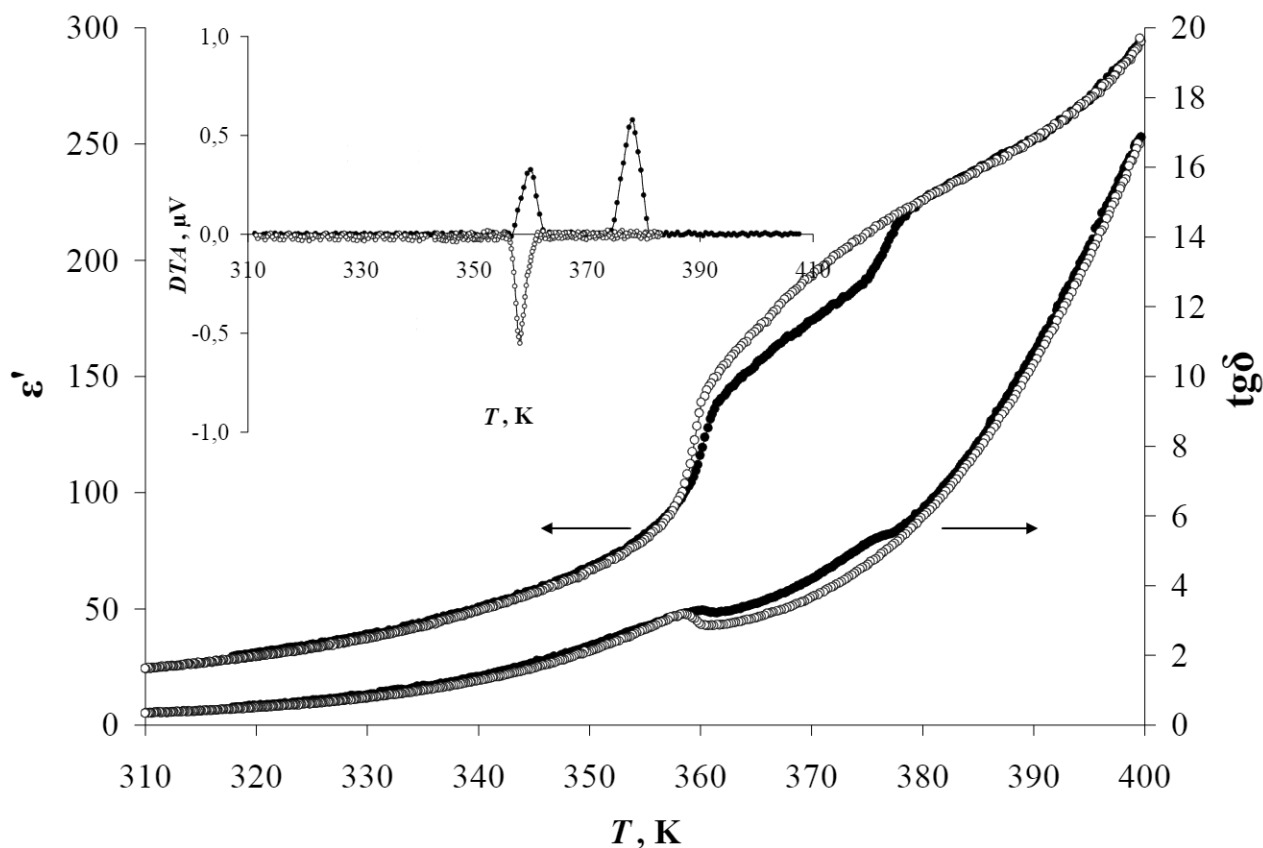


Рис. 2. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta$  для DIPAI в SBA-15, полученные при первом проходе на частоте 10 кГц. На вставке показана зависимость сигнала ДТА от температуры. Заполненные символы соответствуют нагреву, незаполненные – охлаждению

Таким образом, в настоящей работе обнаружено возникновение сегнетоэлектрического состояния для DIPAI в матрице SBA-15 в отличие от объемного образца. Сегнетоэлектрическая фаза DIPAI, находящегося в порах SBA-15, формируется при нагреве между температурами 360 и 378 К. В процессе охлаждения сегнетоэлектрическое состояние существует от 361 до 300 К.

Дальнейшая выдержка образца более суток при комнатной температуре полностью переводит DIPAI в параэлектрическую фазу. Наблюдаемый эффект можно объяснить изменением водородных связей с участием аминогрупп или образованием на границах пор контактного поля, которое стабилизирует полярное состояние частиц DIPAI в порах SBA-15.

#### Список источников

1. NMR studies of metallic tin confined within porous matrices / E. V. Charnaya, C. Tien, M. K. Lee [et al.] // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 75. P. 144101.
2. Alcoutlabi M., Mc Kenna G. B. Effects of confinement on material behaviour at the nanometre size scale // *J. Phys.: Cond. Matter*. 2005. V. 17. P. R461.
3. Диэлектрические свойства нанопористой матрицы MCM-41, заполненной сегнетоэлектриком  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  / С. В. Барышников, Е. В. Чарная, А. Ю. Милинский [и др.] // *ФТТ*. 2013. Т. 55. № 5. С. 987–990.
4. Effect of interface carbonization on dielectric properties of potassium nitrate nanocomposite based on porous glasses / A. Molokov, A. Sysoeva, A. Naberezhnov [et al.] // *Journal of Advanced Dielectrics*. 2022. V. 12. P. 2250013.
5. Fu D.-W., Zhang W., Cai H.-L., Ge J.-Z., Zhang Y., Xiong R.-G. Diisopropylammonium chloride: a ferroelectric organic salt with a high phase transition temperature and practical utilization level of spontaneous polarization // *Adv. Mater*. 2011. V. 23. P. 5658.

6. Impact of nanoconfinement on the diisopropylammonium chloride ( $C_6H_{16}ClN$ ) organic ferroelectric / S. V. Baryshnikov., E. V. Charnaya, A. Yu. Milinskiy [et al.] // Phase Transitions. 2018. V. 91. No.3. P.293–300.
7. Diisopropylammonium bromide is a high-temperature molecular ferroelectric crystal / D.-W. Fu, H.-L. Cai, Y. Liu [et al.] // Science. 2013. V. 339. P. 425.
8. Room-temperature ferroelectricity in diisopropylammonium bromide / A. Piecha, A. Gagor, R. Jakubasa [et al.] // CrystEngComm. 2013. V. 15. P. 940.
9. Study of ferroelectric characteristics of diisopropylammonium bromide films / C. Thirnal, P. P. Biswas, Y. J. Shin [et al.] // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 124107.
10. Observation of ferroelectric phase and large spontaneous electric polarization in organic salt of diisopropylammonium iodide / R. K. Saripalli, S. Diptikanta, S. Prasad [et al.] // Journal of applied physics. 2017. V. 121. P. 114101.
11. Phase sequence in diisopropylammonium iodide: avoided ferroelectricity by the appearance of a reconstructed phase / A. Piecha-Bisiorek, A. Gagor, D. Isakov [et al.] // Inorg. Chem. Front. 2017. V. 4. P. 553.
12. Effect of counter anions on ferroelectric properties of diisopropylammonium cation based molecular crystals / C. Jiang, W.-Y. Tong, H. Lin [et al.] // Phys. Status Solidi. 2017. V. 214. P. 1700029.
13. Dielectric properties of ferroelectric diisopropylammonium iodide / A. Yu. Milinskiy, S. V. Baryshnikov, I. V. Egorova [et al.] // Phase Transitions. 2019. V.92. No.4. P. 406–410.

УДК 538.915

## ЕСТЕСТВЕННО РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ГЕТЕРОКОНТАКТАХ III-НИТРИДОВ

**А. В. Филимонов, В. Б. Бондаренко**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. С.-Петербург

E-mail: [filimonov@rphf.spbstu.ru](mailto:filimonov@rphf.spbstu.ru)

*В работе исследуются естественно размерный эффект и структура хаотического потенциала в гетероконтактах III-нитридов, что обусловлено электростатическим полем заряженных дислокаций. С учётом пространственной дисперсии диэлектрического отклика двумерного электронного газа определены амплитуда и масштаб хаотического потенциала в плоскости контакта. Показана зависимость параметров хаотического потенциала от плотности поверхностных состояний и концентрации дислокаций. Установлено, что при уменьшении плотности поверхностных состояний в гетероконтактах амплитуда хаотического потенциала может достигать величин порядка 100 мэВ при концентрациях заряженных дислокаций  $10^{10} \text{ см}^{-2}$  и более. При этом характерный масштаб указанных флуктуаций сравним со средним расстоянием между заряженными дислокациями.*

Одной из возможных причин снижения подвижности носителей в двумерной электронной подсистеме гетероконтактов на основе III-нитридов является рассеяние носителей на хаотическом потенциале заряженных дислокаций. Очевидно, что интенсивность этого процесса зависит от плотности данных протяжённых дефектов в гетероконтакте и распределения электронного заряда на дислокационных состояниях [1].

Как отмечено ранее формальное описание приконтактной подсистемы в рамках одномерной модели изгиба зон может оказаться не вполне корректной из-за наличия естественно размерного эффекта в области пространственного заряда полупроводника [2]. Отсутствие усреднения поля по большому количеству зарядов означает наличие флуктуаций напряжённости поля и хаотического потенциала в плоскости локализации двумерного электронного газа. Кроме того, взаимодействие, обусловленное неоднородным электрическим полем системы линейно распределённых зарядов, фактически носит самосогласованный характер, поскольку конечны по величине как плотность поверхностных со-

стояний, так и величины плотности состояний на дислокациях. С учётом известных особенностей двумерных электронных систем [3], связанных с изменениями их проводимости от степени беспорядка, представляется актуальным исследование структуры хаотического потенциала заряженных дислокаций в гетероконтактах полупроводниковых нитридных соединений.

Для определённости рассмотрим гетерокontakt AlGaIn/GaN, в котором прорастающие дислокации несоответствия с поверхностной концентрацией  $N_{\text{disl}}$  будем представлять в виде нормально ориентированных к плоскости контакта линейных дефектов. При некоррелированной локализации указанных протяжённых дефектов их распределение по количеству является пуассоновским. Таким образом, вероятность обнаружить  $N$  дислокаций на участке контакта площадью  $S = \pi R^2$  равна

$$p(N) = \frac{\langle N \rangle^N \exp(-\langle N \rangle)}{N!}, \quad (1)$$

где  $\langle N \rangle = N_{\text{disl}} S$  – среднее количество этих дефектов. В силу возникающих механических напряжений в контакте полярных кристаллов AlN и GaN возникает значительный пьезоэффект, обуславливающий изгиб зон GaN более половины ширины запрещённой зоны  $E_g$  (для GaN  $E_g = 3.4$  эВ). Как правило, каналный слой формируется на основе нелегированного нитрида галлия. В этом случае объёмный заряд в приконтактной области изгиба зон формируется главным образом отрицательно заряженными дислокациями. В приближении больших изгибов зон данные протяжённые дефекты в пределах области пространственного заряда можно полагать равномерно заряженными с некоторой линейной плотностью  $\lambda$ . Без потери общности можно считать, что соответствующие линейные дефекты в основном находятся только в одном полупроводнике. Если в гетероконтакте имеется делокализованный поверхностный заряд, то при высокой плотности поверхностных состояний  $D_0$  (около  $10^{14} \text{см}^{-2} \text{эВ}^{-1}$  и более) для определения параметров хаотического поля также имеется возможность воспользоваться методом электростатических изображений. При этом рассматриваемая система аналогична совокупности диполей с линейно распределённым зарядом в своих плечах. Поле произвольно выбранной дислокации будем определять в полярной системе координат, в которой  $\rho$  – радиальная координата, определяющая расстояние от дислокации в плоскости контакта. Интегрирование вдоль заряженной дислокации в пределах области пространственного заряда шириной  $L_0$  даёт величину напряжённости поля в плоскости контакта:

$$F_i(\rho) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + L_0^2}} \right), \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, в которой находится  $i$ -ая дислокация. При изгибах зон в гетероконтакте, во много раз превышающих характерную тепловую энергию носителей, вполне применимо приближение полностью обеднённого слоя, в рамках которого ширина области пространственного заряда имеет вид

$$L_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon U_0}{2\pi e \lambda N_{\text{disl}}}}, \quad (3)$$

где  $U_0$  – величина изгиба зон. Статистический анализ [2] возникающих флуктуаций электрических полей вида (2) приводит к соответствующей амплитуде:

$$\delta F = \frac{4\lambda \sqrt{\pi N_{\text{disl}}}}{\varepsilon}. \quad (4)$$

При указанных значениях плотности поверхностных состояний возможна непосредственная оценка величины амплитуды хаотического потенциала в плоскости локализации двумерного электронного газа. В этих условиях величина неоднородностей потенциала может быть определена в форме, известной как приближение Томаса-Ферми, в рамках которого флуктуации плотности заряда должны следовать за изменениями потенциала:

$$\delta \sigma = e D_0 \cdot \delta U. \quad (5)$$

Разумеется, здесь предполагается малость возмущения потенциала по сравнению с энергией

Ферми электрона в поверхностной зоне и пренебрегается изменением плотности состояний. Учитывая теперь линейную зависимость напряжённости поля от поверхностного заряда  $F = 4\pi\sigma/\varepsilon$ , выражения (4) и (5), можно связать величину  $\delta U$  с параметрами системы:

$$\delta U = \frac{\lambda}{eD_0} \cdot \sqrt{\frac{N_{\text{disl}}}{\pi}}. \quad (6)$$

В случае широкого диапазона значений плотности электронных состояний в гетероконтакте следует провести более детальный анализ возникающих флуктуаций потенциала с использованием функции диэлектрического отклика поверхностной подсистемы [4]. С учётом преобразования по Фурье-Бесселю для потенциальной энергии электрона в поле заряженной дислокации в пространстве волновых векторов  $q$  имеем

$$V_i(q) = \frac{e\lambda}{q^2} \cdot [1 - \exp(-qL_0)].$$

Экранированный потенциал, созданный  $i$ -ой дислокацией в плоскости контакта, определяется стандартным методом:

$$U_i(\rho) = \int_0^{\infty} U_i(q) J_0(\rho q) q dq,$$

где  $J_0(s)$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка,  $U_i(q) = V_i(q)/\varepsilon(q)$  – образ Фурье-Бесселя экранированного потенциала,  $\varepsilon(q)$  – функция диэлектрического отклика среды. Согласно теории экранирования в сильно вырожденных двумерных электронных системах соответствующая диэлектрическая проницаемость имеет вид:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \cdot \left(1 + \frac{q_s}{q}\right),$$

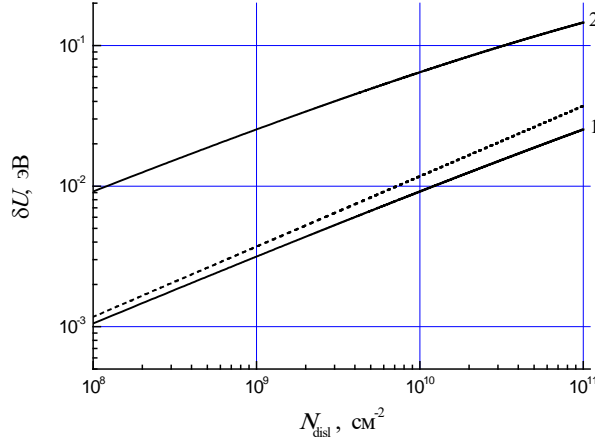
где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – диэлектрические проницаемости контактирующих полупроводников (для Al-GaN/GaN и других гетероконтактов III-нитридов  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \sim 10$  [5]),  $q_s = 4\pi e^2 D_0 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$  – параметр экранирования в двумерной электронной системе. Усреднение получаемого потенциала по площадке радиуса  $R$  в плоскости поверхности контакта приводит к значению величины вклада одной заряженной дислокации  $\langle U_i \rangle(R)$ . После изменения порядка интегрирования в выражении для  $\langle U_i \rangle(R)$  и учёта среднеквадратичного отклонения в распределении (1) можно определить величины флуктуации потенциальной энергии электрона с характерным масштабом  $R$ :

$$\delta U(R) = \frac{4e\lambda\sqrt{\pi N_{\text{disl}}}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \int_0^{\infty} \frac{1 - \exp(-q \cdot L_0)}{q \cdot (q + q_s)} \cdot J_1(qR) dq, \quad (7)$$

где  $J_1(s)$  – функция Бесселя первого рода первого порядка. Исследование интеграла, входящего в (7), показывает, что при типичном условии  $q_s L_0 \gg 1$  максимальное значение  $\delta U(R)$  достигается при некотором размере площадки  $R = R_0$ :

$$R_0 \approx \sqrt{\frac{2L_0}{q_s}} \quad (8)$$

Из определения данной функции [6] следует, что  $\Phi(0) = 1$  и её асимптотическое поведение  $\Phi(y) \sim 1/y$  при условии  $y \gg 1$ . Типичная зависимость величины  $\delta U$  от концентрации заряженных дислокаций  $N_{\text{disl}}$  (9) при двух значениях плотности поверхностных состояний приведена на рисунке.



Зависимость амплитуды хаотического потенциала заряженных дислокаций ( $\lambda = 0.01$  СГСЭ) в гетероконтакте AlGaIn/GaN от их концентрации при двух значениях плотности поверхностных состояний  $D_0$ : 1 -  $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ , 2 -  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ . Пунктирной линией показан результат расчёта в приближении Томаса-Ферми (формула (6)) при  $D_0 = 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$

По смыслу радиус  $R_0$  задает порядок величины размера области неоднородности потенциала в гетероконтакте. Вычисление  $\delta U$  можно произвести непосредственной подстановкой выражения (8) в формулу (7):

$$\delta U = \frac{4e\lambda L_0 \sqrt{\pi N_{\text{disl}}}}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \Phi(q_s L_0) \quad (9)$$

Здесь введенная функция  $\Phi(y)$  имеет вид:

$$\Phi(y) = \int_0^{\infty} \frac{1 - \exp(-x)}{x \cdot (x + y)} \cdot J_1(x\sqrt{2/y}) dx \quad (10)$$

Подведём некоторые итоги проведённого анализа. Расчёт показывает (рисунок), что при практически максимальном заполнении акцепторных дислокационных состояний ( $\lambda = 0.01$  СГСЭ соответствует плотности около 1 электрона на постоянную решётки) наличие исходно в рассматриваемой системе сильно вырожденного делокализованного двумерного электронного газа высокой плотности (порядка  $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  и более) приводит лишь к незначительным средним флуктуациям потенциальной энергии электрона, не превышающим тепловой энергии при комнатной температуре. При этом характерный масштаб данных флуктуаций в приведённом диапазоне концентраций линейных дефектов согласно формуле (8) составляет от сотен до десятков ангстрем, что меньше среднего расстояния между ближайшими дислокациями. Но при уменьшении плотности поверхностных состояний на порядок увеличиваются в несколько раз как величины  $\delta U$ , так и значения  $R_0$ . В частности, при  $N_{\text{disl}} = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  величина  $\delta U$  уже оказывается порядка 100 мэВ и  $R_0$  сравнима с величиной  $N_{\text{disl}}^{-1/2}$ . Другими словами, в этих условиях хаотический потенциал перестаёт быть мелкомасштабным и необходимо учитывать



частичную локализацию поверхностных состояний [7, 8]. Следует также отметить, что приближение Томаса-Ферми даёт для амплитуды хаотического потенциала несколько завышенный результат.

*Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2023-0016).*

#### Список источников

1. Бондаренко В. Б., Филимонов А. В., Ravi Kumar. Хаотический потенциал заряженных дислокаций в III-нитридах // Письма в ЖТФ, 47 (1), 12 (2021).
2. Бондаренко В. Б., Кузьмин М. В., Кораблев В. В. Анализ естественных неоднородностей потенциала у поверхности примесного полупроводника // ФТП, 35(8), 964 (2001).
3. Гантмахер В.Ф. Электроны в неупорядоченных средах. М. : Физматлит, 2003.
4. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М. : Мир, 1985.
5. Физические величины: справочник под ред. Григорьева И. С., Мелихова Е. С. М. : Энергоатомиздат, 1991.
6. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М. : Наука, 1971.
7. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М. : Наука, 1979.
8. Займан Дж. Модели беспорядка. М. : Мир, 1982.

УДК 537.226.4

### ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОКОМПОЗИТАХ $RbNO_3$ /УНТ

**И. А. Чернечкин, А. Ю. Милинский, С. Ю. Барышников**

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск  
E-mail: [cer\\_nyb@mail.ru](mailto:cer_nyb@mail.ru)

*Представлены температурные зависимости сигнала дифференциального термического анализа нанокмполитов на основе нитрата рубидия ( $RbNO_3$ ), внедрённого в углеродные нанотрубки (УНТ). Для сравнения приводятся результаты аналогичных исследований объёмного  $RbNO_3$ . Для  $RbNO_3$ /УНТ при фазовом переходе выявлено уменьшение температурного гистерезиса и температуры Кюри.*

В последние годы наблюдается рост интереса к применению углеродных нанотрубок в качестве пористых матриц для создания и исследования новых материалов [1, 2]. Заполненные УНТ – наноструктуры, имеющие свойства матрицы и внедрённого вещества [3, 4]. Таким образом, выбор вещества-включения позволяет корректировать свойства нанотрубок для их дальнейшего целевого применения.

Насколько нам известно, опубликовано небольшое число публикаций о нанокмполитах, полученных на основе сегнетоэлектриков и УНТ [5,6]. В данной статье представлены результаты исследования нанокмполитов, полученных путём внедрения нитрата рубидия в поры УНТ.

Нитрат рубидия имеет четыре модификации. Тригональная структура, являясь пироэлектрической [7], обнаруживается при комнатной температуре (фаза IV) и существует вплоть до 437 К. При данной температуре  $RbNO_3$  переходит в кубическую параэлектрическую фазу – фазу III, стабильную до 492 К. От 492 К до 558 К существует ромбоэдрическая фаза (фаза II),

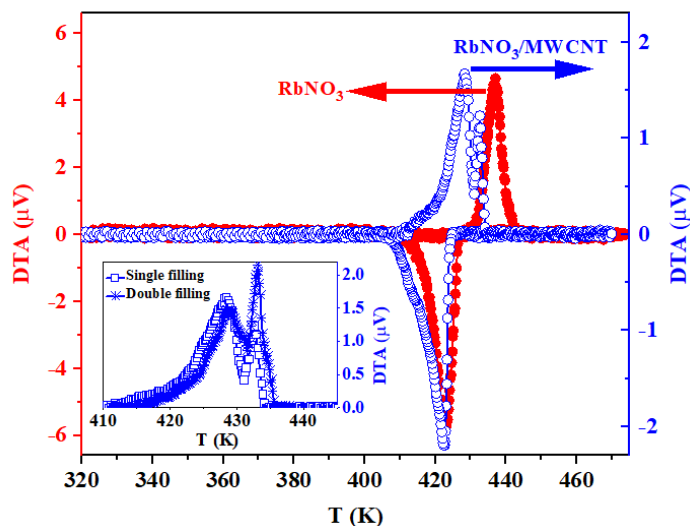
являющаяся антисегнетоэлектрической [8]. При 558 К  $\text{RbNO}_3$  вновь переходит в кубическую структуру (фаза I).

Объёмный нитрат рубидия прессовался под давлением  $8000 \text{ кг/см}^2$  для изготовления образцов в виде таблеток толщиной 1,5 мм и диаметром 1 см.

В качестве нанопористой матрицы в данной работе выбраны многостенные углеродные нанотрубки, произведённые Beijing Kaifa Special Material Manufacture Co., LTD. Характерное расстояние между слоями трубок равно 0,34 нм. По данным производителя, полученные УНТ имели 15–25 слоев с внешним диаметром 8–15 нм и внутренним диаметром 3–5 нм, длиной 3–12 мкм и удельной поверхностью  $233 \text{ м}^2/\text{г}$ . Удельная проводимость использованных нанотрубок составляла  $1000 - 1500 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ . Внедрение нитрата рубидия в поры осуществлялось из насыщенного водного раствора. Полученная смесь сушилась при 393 К.

Исследование образцов методом ДТА проводилось на термоанализаторе Linseis STA PT 600, точность которого составляет 0,1 К. Для измерения электропроводности использовали цифровой измеритель иммитанса E7-25. Для изготовления электродов использовалась паста In-Ga. Температуру определяли электронным термометром TC-6621. Измерения проводились в режиме нагрева-охлаждения от комнатной температуры до 470 К со скоростью температуры 2 К/мин. Фазовые переходы первого рода в объемном и наноструктурированном нитрате рубидия зарегистрированы методом ДТА, как представлено на рисунке.

Для объемного  $\text{RbNO}_3$  максимумы в режимах нагрева и охлаждения появляются при 437 и 423 К соответственно, что согласуется с литературными данными [7]. Для наноструктурированного нитрата рубидия наблюдается два максимума при 428 и 433 К при нагреве, тогда как в процессе охлаждения регистрируется только один пик около 422 К (рисунок). Два фазовых перехода в нанокompозите  $\text{RbNO}_3/\text{УНТ}$  при нагревании могут быть связаны с наличием нитрата рубидия не только в наноразмерном состоянии в порах, но и в объемном состоянии. Тогда, пик около 433 К был создан объемом  $\text{RbNO}_3$ , а пик 428 К может быть связан с наноразмерным  $\text{RbNO}_3$ . Это связано с тем, что более высокотемпературный пик на кривой ДТА стал более интенсивным для УНТ, дважды наполненных насыщенным раствором  $\text{RbNO}_3$  (см. вставку на рисунке).



Температурные зависимости сигнала ДТА для объемного нитрата рубидия (левая ось) и нанокompозита  $\text{RbNO}_3/\text{УНТ}$  (правая ось). На вставке: температурные зависимости сигнала ДТА нанокompозита  $\text{RbNO}_3/\text{УНТ}$ , полученного однократным и двукратным заполнением полостей УНТ насыщенным водным раствором нитрата рубидия

Наличие двух максимумов на температурной зависимости кривой ДТА позволяет оценить соотношение количества объемного и наноструктурированного нитрата рубидия по площади пика. В случае единой заливки количество объемного нитрата рубидия оказывается в 3,5 раза больше. При двукратном заполнении соотношение объемного и наноструктурированного  $\text{RbNO}_3$  составляет 1:1,7 соответственно.

#### Список источников

1. Gate-Tunable Synaptic Dynamics of Ferroelectric-Coupled Carbon-Nanotube Transistors / Y. Choi, J-H Kim, C. Qian [et al.] // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2020. № 12. P. 4707–4714.
2. Carbon Nanotube-Based Flexible Ferroelectric Synaptic Transistors for Neuromorphic Computing / F. Xia, T. Xia, L. Xiang [et al.] // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2022. № 14. P. 30124–30132.
3. Single-Walled Carbon Nanotube Reactor for Redox Transformation of Mercury Dichloride / Y. V. Fedoseeva, A.S. Orekhov, G.N. Chekhova [et al.] // ACS Nano. 2017. № 11. P. 8643–8649.
4. Light-Induced Sulfur Transport inside Single-Walled Carbon Nanotubes / O. V. Sedelnikova, O. A. Gurova, A. A. Makarova [et al.] // Nanomaterials. 2020. № 10, P. 818.
5. Chernechkin I. A., Milinsky A. Y., Baryshnikov S. V. Investigation of the phase transitions of cesium nitrate embedded in carbon nanotubes // Ferroelectrics. 2023. № 613. P. 89–96.
6. Coexistence of ferroelectric and paraelectric  $\text{KNO}_3$  phases in carbon nanotubes / A. Y. Milinskiy, S. V. Baryshnikov, E.V. Charnaya [et al.] // Ferroelectrics. 2023. № 604. P. 14–21 (2023).
7. Bury P. C., McLaren A. C. Ionic Diffusion in Solid Thallous and Rubidium Nitrates // Phys. Status Solidi B. 1969. № 31, K5–K7.
8. Dantsiger Y. Dielectric parameters of rubidium nitrate // Soviet Phys. Solid State. 1966. № 7. P. 845–1848.

УДК 53.06+538.975

### ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК СИЛИЦИДА МАГНИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОЙ ЭПИТАКСИИ НА КРЕМНИИ

**Д. А. Шеметов, Д. В. Фомин, А. В. Поляков, И. О. Шольгин**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск  
E-mail: [daniil.shemet.2002@mail.ru](mailto:daniil.shemet.2002@mail.ru)

*Тонкие пленки  $\text{Mg}_2\text{Si}$  перспективны в качестве материала для оптических датчиков. В свою очередь оптические датчики могут найти свое применение, например, для анализа элементного состава дыма (на просвет), вырабатываемого теплоэлектроцентралью (ТЭЦ), что является важной задачей с точки зрения экологии. В данной работе представлены результаты исследования плёнок  $\text{Mg}_2\text{Si}$  с толщинами 400 нм (1 образец) и 300 нм (2 образец), сформированных на кремнии методом реактивной эпитаксии послойным осаждением Mg и Si при температуре прогрева подложки 250 °С. Формирование контролировалось методом электронной оже-спектроскопии (ЭОС), в результате которого было определено наличие атомов Mg и Si в пленках обоих образцов. В обеих плёнках методами комбинационного рассеяния света (КРС), ИК-колебательной и ИК-УФ спектроскопии установлено наличие силицидообразования  $\text{Mg}_2\text{Si}$ . Методом КРС – по пикам 258 и 348  $\text{см}^{-1}$ , ИК-колебательной спектроскопии – по наличию на графике спектральной полосы при волновом числе 272  $\text{см}^{-1}$ , а методом ИК-УФ – по наличию рефлексов с энергиями 2,0 и 2,2 эВ.*

В настоящее время, несмотря на развитие альтернативных источников энергии, основная часть электроэнергии в России продолжает производиться благодаря ТЭЦ [1]. Экологи и предприятия заинтересованы в контроле выбросов через дымовые трубы ТЭЦ, поскольку они содержат в своём составе такие загрязняющие вещества как: сажа,  $N_2O$ , соединения тяжёлых металлов и т.д. Для точного определения состава дыма как правило используются оптические датчики на просвет. Часто используется несколько датчиков, работающих в разных ИК диапазонах [2]. Среди них имеются датчики на основе соединений кремния с металлами. Одним из перспективных материалов для оптодатчиков является тонкопленочный  $Mg_2Si$ , обладающий узкой шириной запрещенной зоны (от 0,6 до 0,8 эВ), высокой способностью поглощения света (до 96%) и широким диапазоном фоточувствительности (от 200 до 2100 нм) по данным литературы [3 – 5].

Формирование пленок  $Mg_2Si$  методом реактивной эпитаксии (РЭ) на Si (111) проходило в СВВ камере Varian с базовым давлением  $10^{-7}$  Па. Подложки вырезались из промышленной шайбы КЭФ – 100 Si (111), а источник – из FZN – 100 Si (111). Источник Mg брался высокой чистоты 99,999 %. Все подложки и источники проходили стандартные этапы отчистки. После помещения образцов и источников в СВВ камеру осуществлялась дегазация камеры, а затем их дегазация и калибровка.

Формирование образцов происходило при температуре прогрева подложки 250 °С. Для первого образца толщина пленки составила 400 нм, а для второго 300 нм, отличие заключалось в кратности осаждения слоёв. Для обоих образцов на первом этапе был сформирован буферный слой Si толщиной 60 нм. Затем, для первого образца проведено четырехкратное поочередное осаждение слоёв Mg и Si толщинами 75 и 25 нм соответственно. Для второго образца поочередное осаждение слоёв проводилось трёхкратно, толщина слоёв магния и кремния была такая же, как и у первого образца.

Контроль этапов формирования пленок  $Mg_2Si$  методом ЭОС. В результате анализ элементного состава был проведен для каждого отдельного слоя образцов с помощью двухпролетного оже-анализатора типа «цилиндрическое зеркало» PHI-model 15-255g. Спектры представлены на рис. 1.

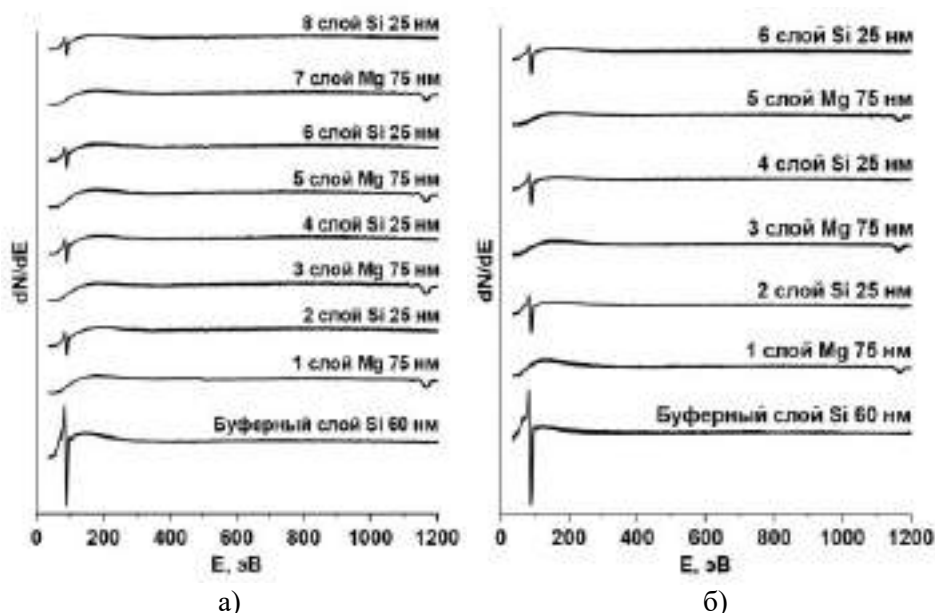


Рис. 1. Спектры энергий оже-электронов первого образца (а), второго образца (б)

Анализ спектров обоих образцов, соответствующих буферному слою Si (на графиках нижний слой), показал, что наблюдается интенсивный пик с энергией 92 эВ, по атласу спектров

же-электронов, принадлежащий Si. У всех четных слоев, соответствующих этапу осаждения кремния, обоих образцов также наблюдаются пики с энергией 92 эВ, свидетельствующие о присутствии атомов Si. Для каждого слоя на этапе осаждения магния наблюдаются обратные пики с энергиями 1186 эВ, что по атласу указывает на наличие атомов Mg.

Для изучения оптических свойств образцы исследовали методом спектроскопии комбинационного рассеяния (рамановской спектроскопии) с помощью спектрофотометра NTEG- RA Spectra II (NT-MDT) при длине волны лазерного луча 473 нм. Спектры, полученные в результате исследования, представлены на рис. 2.

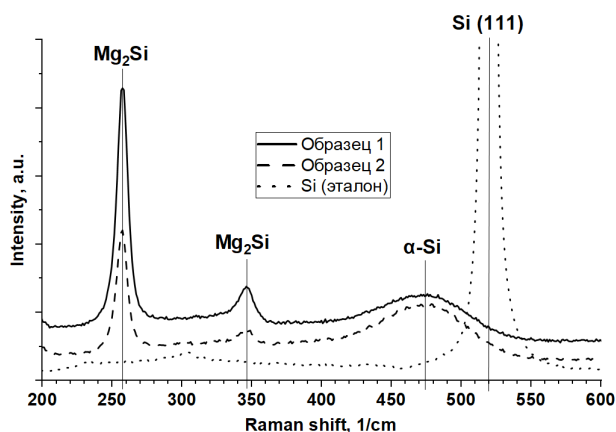


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния света образцов и эталонного кремния

Анализ спектров КРС показал, что на графике соответствующем Si (эталон) можно наблюдать максимумы свойственные для монокристаллического кремния ( $305$  и  $520\text{ см}^{-1}$ ) [6, 7]. На графиках обоих образцов видны пики большой и малой амплитуды при КРС-сдвиге  $258\text{ см}^{-1}$  и  $348\text{ см}^{-1}$  соответственно. По данным из литературы [6 – 8] эти пики характерны для  $\text{Mg}_2\text{Si}$ , что свидетельствует о силицидообразовании в сформированных плёнках. Также на спектрах можно наблюдать наличие уширенного пика с максимумом при  $\sim 475\text{ см}^{-1}$  для обоих образцов, что указывает на наличие аморфного кремния в составе сформированных пленок.

Далее с помощью спектрометра Bruker VERTEX 80v были получены ИК-спектры пропускания для обоих образцов. Полученные в результате исследования графики представлены на рис. 3.

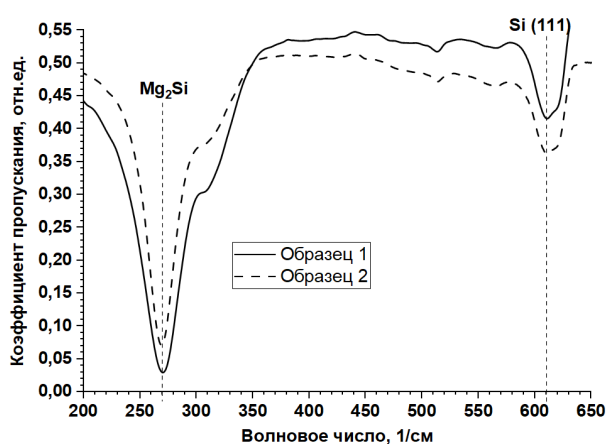


Рис. 3. ИК-спектры пропускания для обоих образцов

Анализ графиков двух образцов (рис. 3) показал, что на ИК-спектрах пропускания присутствует спектральная полоса с минимумом при  $610\text{ см}^{-1}$  характерная для монокристаллического кремния (вклад подложки Si (111)) [9]. Также наблюдается интенсивный пик при  $272\text{ см}^{-1}$  принадлежащий  $\text{Mg}_2\text{Si}$ , что ещё раз подтверждает процесс силицидообразования в сформированных плёнках по данным [3]. При таком волновом числе фотонов ( $272\text{ см}^{-1}$ ) коэффициент пропускания значительно уменьшается, что характерно для обоих образцов. Проанализировав спектры, видно, что минимальное значение коэффициента пропускания для первого образца составляет 0,03 отн.ед, а для второго образца 0,07 отн.ед. Данная информация указывает на то, что чем толще плёнка силицида, тем больше интенсивность пика при  $272\text{ см}^{-1}$ . Соответствует тому, что толщина плёнки 1 образца больше толщины плёнки 2 образца.

Также исследование оптических свойств образцов ex-situ проводилось методом ИК-УФ спектроскопии при помощи двух приборов (Bruker VERTEX 80v в диапазоне энергий от 0,6 мэВ до 6,2 эВ и спектрофотометра Spectrophotometer U-3010 в диапазоне от 1,3 до 6,5 эВ). Спектры пропускания ИК-УФ представлены на рис. 4.

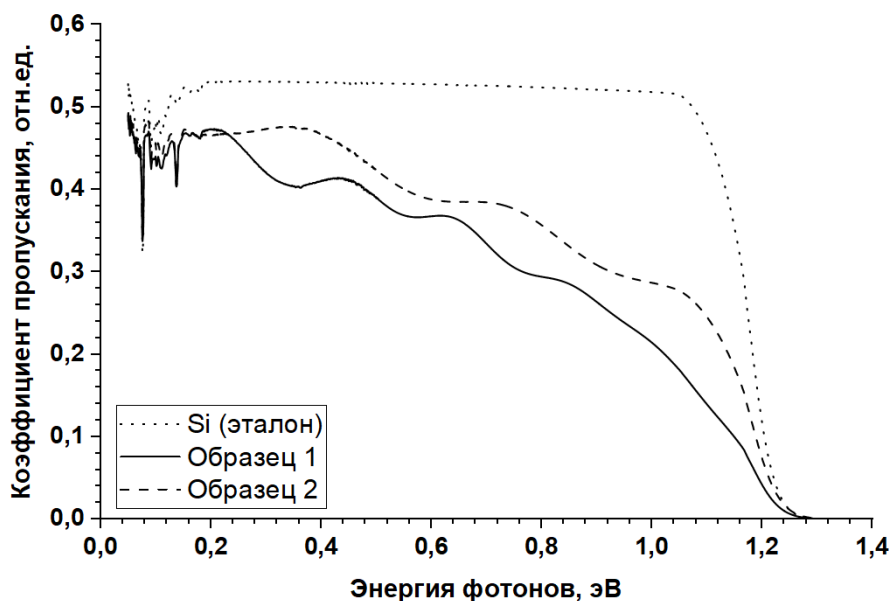


Рис. 4. Спектры пропускания образцов ИК-УФ диапазона

На графиках обоих образцов (рис. 4) видно, что в ИК-области пленки обоих образцов, по сравнению с графиком эталонного кремния, пропускают меньшую часть падающего света, что характерно для полупроводникового  $\text{Mg}_2\text{Si}$  по данным статей [6, 10]. На спектрах также заметны пики, которые в интервале энергий от 0,2 до 1,0 эВ меняются от максимума к минимуму, что указывает на интерференционные особенности в данных плёнках [6]. На спектрах пропускания в области энергий от 1,1 до 1,25 эВ на всех графиках происходит уменьшение величины пропускания, но в сравнении с чистым кремнием у плёнок он ниже, что также подтверждает силицидообразование [10]. Дальше области энергий 1,25 эВ коэффициент пропускания равен нулю, что связано с увеличением поглощения в пленках, характеризующим наличие полупроводникового  $\text{Mg}_2\text{Si}$  [9, 10].

Спектры отражения ИК-УФ представлены на рис. 5.

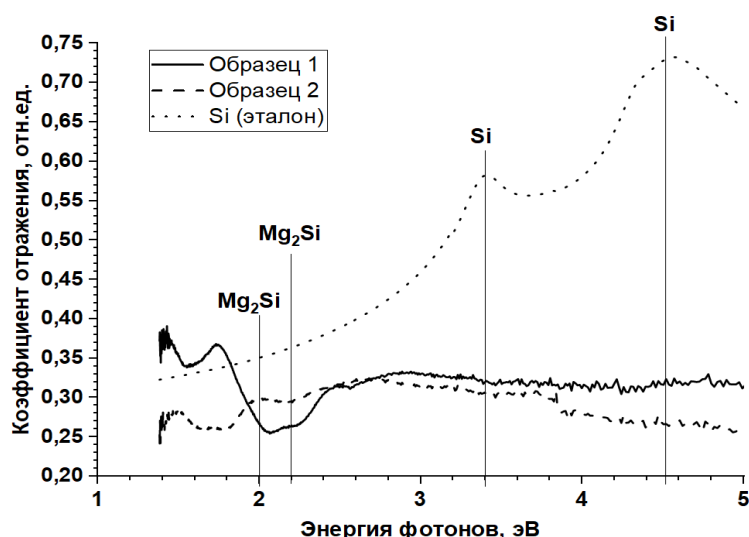


Рис. 5. Спектры отражения образцов ИК-УФ диапазона

Проводя анализ полученных спектров отражения в диапазоне энергии электронов от 1,4 до 5 эВ (рис. 5), можно заметить присутствие монокристаллического Si (3,4 и 4,50 эВ) [5]. Сопоставляя графики, первого и второго образцов, со спектром чистого кремния, видно, что в ИК-области у них происходит монотонное уменьшение коэффициента отражения (на рис. 5) в интервалах энергий от 1,5 до 1,6 эВ (образец 1), и от 1,45 до 1,55 эВ (образец 2). У монокристаллического Si в отличие от образцов, данный график в этой области возрастает. Все ранее упомянутое обусловлено уменьшением вклада от многократного отражения света от подложки Si (111), а также уменьшением прозрачности пленок благодаря формированию силицида магния. Так для второго образца наблюдается пик присущий для Mg<sub>2</sub>Si (энергия ~ 2,0 эВ) [6, 10]. Для первого образца также наблюдается пик характерный для Mg<sub>2</sub>Si, но он уширяется, сдвигаясь в область больших энергий ~ 2,2 эВ и имеет меньшую амплитуду.

Таким образом, по результатам проделанной работы можно сделать следующие выводы. В сформированных методом реактивной эпитаксии при температуре 250 °С плёнках с толщинами 400 нм (1 образец) и 300 нм (2 образец) методом ЭОС, определено наличие Mg (1186 эВ) и Si (92 эВ) в соответствующих слоях. По КРС-спектрам установлено силицидообразование в обоих образцах по пикам 258 и 348 см<sup>-1</sup>. Методом ИК-колебательной спектроскопии определено наличие на графике спектральной полосы при волновом числе 272 см<sup>-1</sup>, соответствующей также силициду магния. Методом ИК-УФ спектроскопии в составе сформированных пленках для обоих образцов определено наличие Mg<sub>2</sub>Si.

### Список источников

1. Жарков С. В. Перспективы отопительных ТЭЦ в России // Теплоэнергетика. 2007. № 1. С. 11-15.
2. Патент № 2679166 С1 Российская Федерация, МПК G08B 17/10. № 2017130129 : заявл. 24.08.2017 : опубл. 06.02.2019 / В. М. Макаров.
3. Galkin N.G. Multilayer Si (111) / Mg<sub>2</sub>Si clusters / Si heterostructures: formation, optical and thermoelectric properties / N. G. Galkin, K. N. Galkin, S. V. Vavanova [Электронный ресурс] // e-journal of Surface Science and Nanotechnology.
4. Исследование начальных стадий роста Mg на Si (111) при комнатной температуре методами оптической и электронной спектроскопии / К. Н. Галкин, С. А. Доценко, Н. Г. Галкин [Электронный ресурс] // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. Вып. 4. С. 485–490.
5. Infrared photoresponse from p-n-junction Mg<sub>2</sub>Si diodes fabricated by thermal diffusion [Электронный ресурс]: / H. Uono [et al.] // J. Phys. Chem. Solids – 2013. Vol.74. P. 311–314.

6. Наносекундный импульсный отжиг кремния, имплантированного ионами магния / Н.Г. Галкин [и др.] // Журнал технической физики. Т. 83. вып.1, 2013. С. 99–104.
7. Плёнка  $Mg_2Si$  на Si (111), полученная методом сверхбыстрого реактивного осаждения Mg: структура и термоэлектрические свойства / И.М. Чернев [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 3.1. С. 106–111.
8. Textured Stainless Steel as a Platform for Black  $Mg_2Si/Si$  Heterojunction Solar Cells with Advanced Photovoltaic Performance / A.V. Shevlyagin [et al.] // Materials. Vol.15. № 19, 2022. P. 6637.
9. Photoreflectance Spectra of Highly-oriented  $Mg_2Si$  (111)//Si (111) Films / Y. Terai [et al.] // JJAP Conference Proceedings. The Japan Society of Applied Physics. Т. 8, 2020. P. 100-140.
10. Исследование морфологии поверхности, оптических и электронных свойств тонких плёнок  $Mg_2Si$  на Si (111) / Д.В. Фомин [и др.] // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2024. Т. 23. № 1. С. 203–215.

УДК 538.975+539.1+621.315.592

## РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ ПРЯМЫХ И НЕПРЯМЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК $Mg_2Si$ , СФОРМИРОВАННЫХ НА КРЕМНИИ

И. О. Шолыгин, А. В. Поляков, Д. В. Фомин

Амурский государственный университет, г. Благовещенск  
E-mail: [sholygin435@gmail.com](mailto:sholygin435@gmail.com)

*В работе представлены результаты формирования пленок  $Mg_2Si$  на кремнии методом реактивной эпитаксии. Были сформированы два образца, при температуре  $250^\circ C$  с поликристаллическими пленками с толщинами 255 нм для первого образца и 490 нм для второго. Исследование методом рамановской спектроскопии, по наличию на графиках пиков при значениях  $258$  и  $347\text{ см}^{-1}$ , подтвердило силицидообразование для пленок обоих образцов. Методом ИК-Фурье спектроскопии также было подтверждено наличие  $Mg_2Si$  в составе пленок, по наличию в спектрах пиков при  $257\text{ см}^{-1}$ . Методом ИК-УФ спектроскопии, по спектрам отражения и пропускания был проведен расчет спектра коэффициента поглощения, по которым геометрическим методом была определена ширина запрещенной зоны, которая составила  $0,93$  и  $0,80$  для первого и второго образца соответственно. Также были определены энергии первого прямого межзонного перехода  $1,12$  и  $1,08$  эВ для первого и второго образцов.*

### Введение

$Mg_2Si$  является непрямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны  $0,74$  эВ. В низкоразмерном состоянии данный силицид является перспективным материалом для создания на его основе тонкопленочных оптоэлектронных приборов, а также для модификации фотодиодов на основе Si. Главными преимуществами  $Mg_2Si$  перед другими уже используемыми полупроводниками, такими как монокристаллический Si, GaAs или Ge, являются его широкий диапазон фоточувствительности от  $200$  до  $2100$  нм [1-4], распространенность и дешевизна исходных материалов.  $Mg_2Si$  обладает низкой подвижностью носителей заряда:  $400\text{--}550\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  для электронов и  $65\text{--}70\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  дырок, что на порядок меньше, чем для уже используемых полупроводниковых соединений. Однако концентрация носителей заряда на порядок выше, и в случае нелегированного  $Mg_2Si$  достигает  $6,00\cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$  [1-4]. В настоящее время актуально исследование оптических и электронных свойств  $Mg_2Si$  в низкоразмерном



состоянии, поэтому целью данной работы является расчет энергий первого прямого межзонного перехода и непрямого фундаментального перехода.

### Формирование пленок $Mg_2Si$ на кремнии

Формирование тонких пленок на подложках Si было проведено методом реактивной эпитаксии (РЭ) в сверхвысоковакуумной (СВВ) камере Varian с базовым давлением  $10^{-7}$  Па. Для двух образцов были выбраны подложки Si с разной степенью легирования и удельным сопротивлением.

Для первого образца – КЭФ Si (111), 2-15 Ом·см, для второго - КЭФ Si (111), 0,1-0,5 Ом·см. Материалы, использованные в источниках Mg и Si, имели степень чистоты 99,999%. Подложки и источники прошли стандартные процедуры химической и термической очистки вне и внутри СВВ камеры соответственно [5, 6]. Mg и Si осаждали послойно, используя простые термоисточники.

Условия формирования обоих образцов были идентичны: 5 слоев, 5 слоев Si, температура прогрева подложек 250 °С. Соотношения слоев для обоих образцов были 1:3 для Si и Mg соответственно.

Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (микроскоп Hitachi S-3400N) были определены фактические толщины сформированных пленок. Измерения проводились по сколам поперек границы Si/ $Mg_2Si$ . СЭМ изображения сколов приведены на рис. 1.

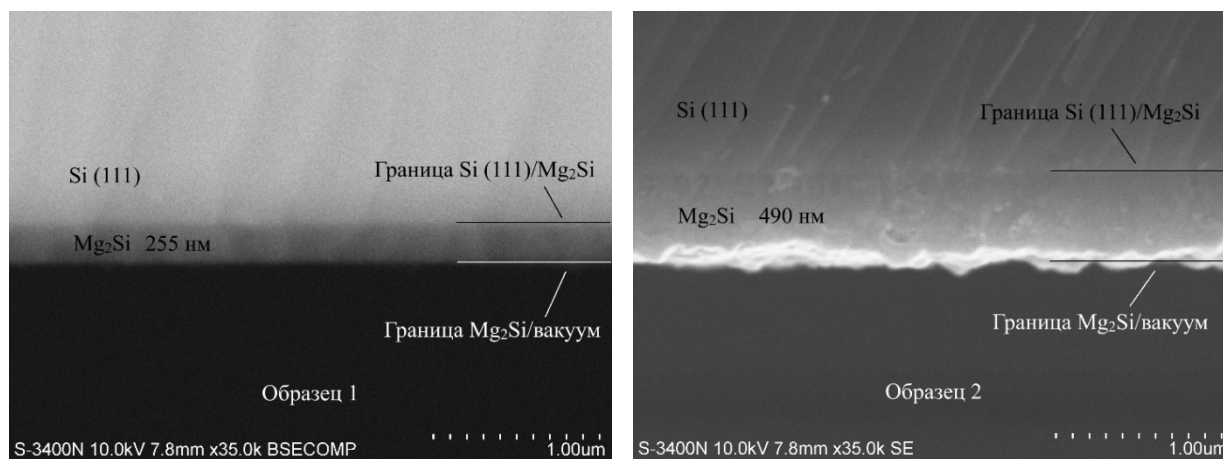


Рис. 1. СЭМ изображения сколов образцов

Толщина пленки первого образца составила 255 нм, второго 490 нм.

Методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС) (спектрометр NTEGRA SPECTRA II NT-MDT) был установлен факт силицидообразования в сформированных пленках. Спектры КРС представлены на рис. 2.

На спектрах КРС обоих образцов наблюдаются пики при значениях 258 и 347  $cm^{-1}$ , данные значения сдвига, по данным из источников [2, 7-10], соответствуют  $Mg_2Si$ . Видно, что пики рамановских сдвигов второго образца двухкратно превышают интенсивность пиков первого образца, из чего можно сделать вывод о более высоком кристаллическом качестве пленки  $Mg_2Si$  второго образца.

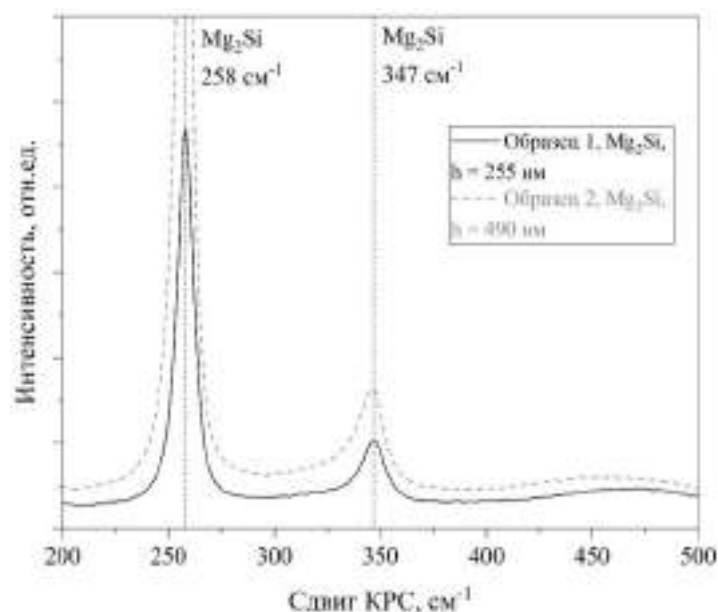


Рис. 2. Спектры КРС сформированных образцов,  $\lambda = 473$  нм

На спектрах обоих образцов имеется уширенный пик малой интенсивности при  $470 \text{ см}^{-1}$ , что связано с наличием в пленках незначительного количества фазы аморфного кремния  $\alpha\text{-Si}$  [8-9].

Методом ИК-Фурье спектроскопии, прибор Bruker Vertex 80v, было проведено исследование оптических свойств сформированных пленок. ИК-колебательные спектры пропускания представлены на рис. 3.

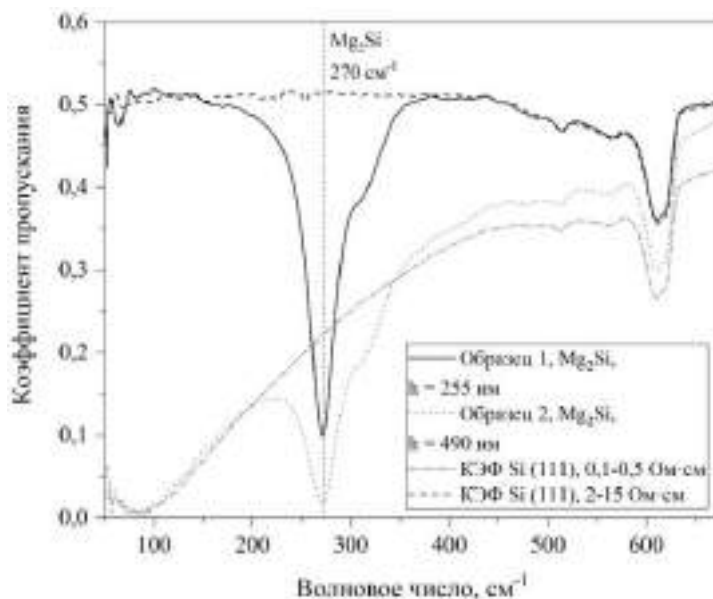


Рис. 3. ИК-колебательные спектры пропускания сформированных пленок

На спектрах пропускания видно, что для подложка с сопротивлением  $0,1 - 0,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  имеет резкое уменьшение коэффициента пропускания в области от  $100$  до  $450 \text{ см}^{-1}$  (за счет увеличения поглощения), относительно подложки с сопротивлением  $2-15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , что связано с большей концентрацией легирующей примеси (фосфор). На спектрах обеих пленок наблюдаются пики большой интенсивности при значении  $270 \text{ см}^{-1}$ , которые по данным [1, 11] свидетельствует об образовании кристаллического  $\text{Mg}_2\text{Si}$  в составе пленок. Пики при значении

волнового числа  $610 \text{ см}^{-1}$  принадлежат монокристаллическому Si (111) подложек.

По ИК-УФ спектрам отражения и пропускания (рис. 4), полученных на приборах Spectrophotometer U-3010 и Bruker Vertex 80v, были рассчитаны спектры коэффициента преломления и экстинкции, а затем спектры коэффициента поглощения ( $\alpha$ ) от энергии фотонов ( $h\nu$ ). Было проверено наличие прямых и непрямых межзонных переходов на основе анализа зависимостей  $a^2$  и  $a^{1/2}$  от энергии фотонов  $h\nu$ .

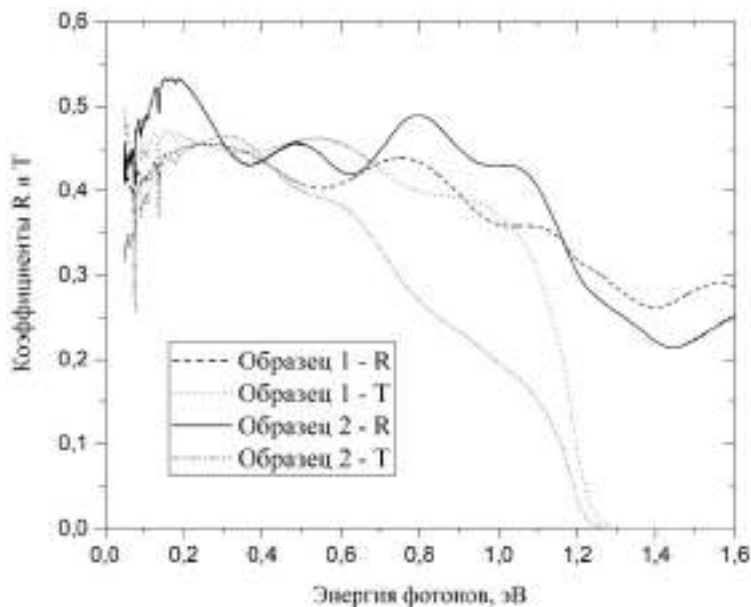


Рис. 4. Спектры отражения (R) и пропускания (T) образцов 1 и 2

Зависимости  $a^{1/2}$  и  $a^2$  от  $h\nu$  представлены на рис. 5 и 6. В таблице представлены значения полученных энергий первого прямого межзонного и непрямого фундаментального переходов.

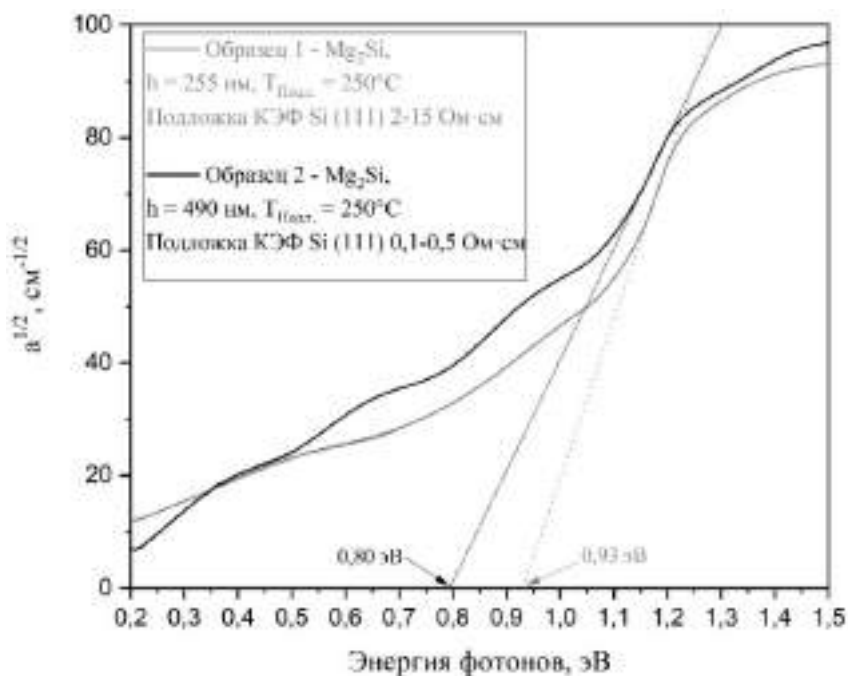


Рис. 5. Зависимости  $a^{1/2}(h\nu)$  для пленок  $\text{Mg}_2\text{Si}$  в образцах 1 и 2 и графическое определение величины непрямого запрещенной зоны (фундаментального перехода)

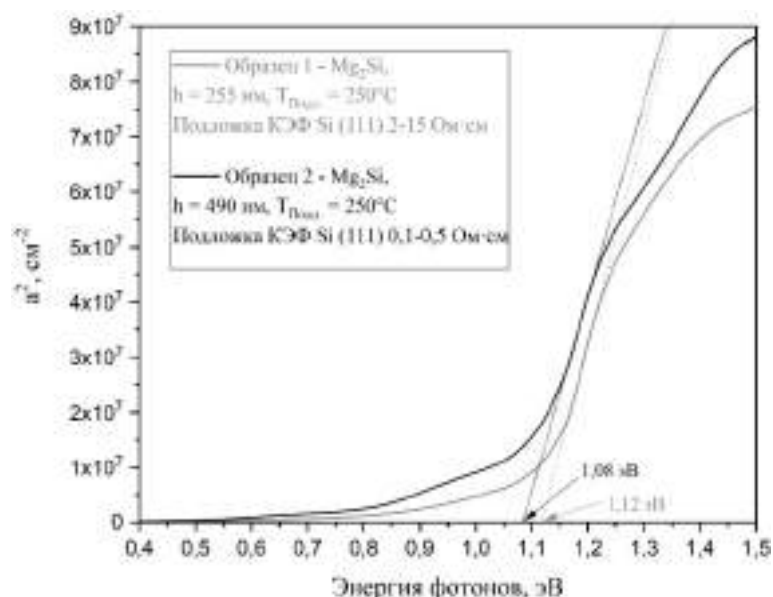


Рис. 6. Зависимости  $\alpha^2(h\nu)$  для пленок  $Mg_2Si$  в образцах 1 и 2 и графическое определение величины первого прямого межзонного перехода

#### Рассчитанные энергии прямых и непрямых межзонных переходов

Образец №	Прямой переход, эВ	Непрямой переход, эВ

Расчёт первого прямого межзонного перехода и ширины запрещенной зоны проводился геометрическим методом, путем построения касательных к линейным участкам зависимостей  $\alpha^2(h\nu)$  и  $\alpha^{1/2}(h\nu)$  до пересечения с осью энергий фотонов  $h\nu$  [12] (рис. 4, 5). Результаты геометрического определения энергий межзонных переходов коррелируют с данными, приведенными в работах [13, 14].

#### Обсуждение в выводы

Таким образом, методом спектроскопии КРС, по наличию пиков при значениях 258 и 347  $cm^{-1}$ , которые соответствуют  $Mg_2Si$ , был установлен факт силицидообразования для пленок обоих образцов. Методом ИК-Фурье спектроскопии также было подтверждено наличие  $Mg_2Si$  в составе пленок, по наличию в спектрах пика при 257  $cm^{-1}$ . По ИК-УФ спектрам отражения и пропускания был проведен расчет спектра коэффициента поглощения ( $\alpha$ ) от энергии фотонов ( $h\nu$ ). Было проверено наличие прямых и непрямых межзонных переходов на основе анализа зависимостей  $\alpha^2$  и  $\alpha^{1/2}$  от энергии фотонов. Энергии непрямого фундаментального перехода составила 0,93 и 0,80 эВ для первого и второго образцов соответственно. Полученные значения энергий выше, в сравнении с литературными данными [13, 14], что связано с искажением линейного участка зависимости  $\alpha^{1/2}(h\nu)$  под влиянием интерференционных особенностей, которые выражены на спектрах отражения и пропускания (рис. 4). Величины первого прямого межзонного перехода составили 1,12 и 1,08 эВ, для первого и второго образцов. Данные энергии близки к значениям, полученным в работе [15]. Различие в энергиях непрямого фундаментального перехода может быть объяснено разным уровнем легирования подложек кремния, использованных для первого и второго образцов, что привело к легированию пленки  $Mg_2Si$ , путем диффундирования атомов фосфора из подложки Si (111) в пленку  $Mg_2Si$ .

## Список источников

1. Multilayer Si (111) / Mg<sub>2</sub>Si clusters / Si heterostructures: formation, optical and thermoelectric properties / N. G. Galkin, K. N. Galkin, S. V. Vavanova / e-journal of Surface Science and Nanotechnology, Vol. 3. 2005. P. 12–20.
2. Mg<sub>2</sub>Si is the new black: Introducing a black silicide with >95% average absorption at 200–1800 nm wavelengths / A. Shevelagin, V. Yaschemenko, A. Kuchmizhak [et al.] // Volume 602, 15 November 2022, 154321.
3. Optical properties of semiconductor magnesium silicide film on Si (111) investigated for temperature region of the Mg<sub>2</sub>Si silicide stability / S. A. Dotsenko, D. V. Fomin [et al.] // Chemical physics and mesoscopy. Vol. 12, No. 3. 2010. P. 376–381.
4. Шолыгин И. О., Фомин Д. В. Перспективные материалы для оптоэлектронных приборов // Вестник АмГУ. Вып. 103. 2023. С. 21–27.
5. Керн У. Эволюция технологии очистки кремниевых пластин // Журнал электрохимического общества, 1990. Том 137. Выпуск 6. С. 1887–1892.
6. Itano M., Kern F. W., Miyashita Particle removal from silicon wafer surface in wet cleaning process // IEEE Transactions on semiconductor manufacturing. Vol. 6. issue 3. 25 p. 1993.
7. Resonant Raman scattering in ion-beam-synthesized Mg<sub>2</sub>Si in a silicon matrix / M. Baleva, G. Zlateva, A. Atanassov [et al.] // Phys Rev B Condens Matter Mater Phys. 2005. Vol. 72. № 11. P. 115330.
8. Наносекундный импульсный отжиг кремния, имплантированного ионами магния / Н. Г. Галкин, С. В. Ваванова [и др.] // Журнал технической физики. 2013. Том 83, Вып. 1. С. 99–104.
9. Synthesis of Mg<sub>2</sub>Si precipitates in Mg-implanted silicon by pulsed ion-beam treatment / S. V. Vavanova, K. N. Galkin, N. G. Galkin [et al.] // Institute of Automation and Control Process of FEB RAS / ASCO-NANOMAT. 2011. P. 46–48.
10. Terai Y., Hoshida H., Kinoshita R. Photoreflectance spectra of highly-oriented Mg<sub>2</sub>Si(111)//Si(111) films // The 5th Asia Pacific conference on semiconducting silicides and related materials. 2019. 011004.
11. Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников: монография. М. : Наука, 1981. 368 с.
12. Fabrication and Characterization of Visible to Near-Infrared Photodetector Based on Multilayer Graphene/Mg<sub>2</sub>Si/Si Heterojunction / Yu. Hong, Deng. Rui, Mo. Zhangjie [et al.] / Nanomaterials. 2022. Vol. 12. №18. P. 32–30.
13. Synthesis and characterization of nanostructured Mg<sub>2</sub>Si by pack cementation process / D. Stathokostopoulos, A. Teknetzi, E. Tarani [et al.] // Results in Materials. 2022. Vol. 13. № 1.
14. Electrical and optical properties of thick Mg<sub>2</sub>Si films on Si (111) / N. G. Galkin, S. V. Vavanova, A. M. Maslov [et al.] // SPIE Proceedings. 2003. V. 5129. P. 305–312.
15. Electrical and optical properties of thick Mg<sub>2</sub>Si films on Si (111) / N. G. Galkin, S. V. Vavanova, A. M. Maslov [et al.] // SPIE Proceedings. 2003. V. 5129. P. 305–312.

УДК 538.958

## РАДИАЦИОННО-СТОЙКИЕ ПОЛЫЕ ЧАСТИЦЫ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ И ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

**В. Ю. Юрина, В. В. Нецименко**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск

E-mail: [viktoriay-09@mail.ru](mailto:viktoriay-09@mail.ru)

*В данной работе исследовано изменение солнечного коэффициента поглощения в полых и объемных микрочастицах оксида алюминия и диоксида кремния. Облучение образцов осуществлялось на имитаторе факторов космического пространства протонами с энергией 100 кэВ с флюенсом  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ .*

Материалы на основе наноструктурированных частиц диоксида кремния и оксида алюминия находят широкое применение в микроэлектронике, косметологии и строительной индустрии. Растет потенциальная возможность использования полых наноструктурированных частиц диоксида кремния и оксида алюминия в качестве пигмента для различных покрытий, в том числе терморегулирующих и радиационно-стойких. В данной работе исследовано изменение солнечного коэффициента поглощения в полых и микрочастицах оксида алюминия и диоксида кремния.

Синтез полых частиц диоксида кремния осуществляли с использованием шаблонного метода. В качестве шаблона использовались полистирольные шарики (ПС). Для получения полых частиц диоксида кремния готовили раствор с добавлением ПС, этанола, дистиллированной воды, раствора аммиака и тетраэксисилана (TEOS) в соотношении к объему 5:40:10:5:1. Далее полученный раствор трижды промывали этанолом и водой и центрифугировали при 3000 об/мин. На последнем этапе раствор высушивали и подвергали термообработке при температурах 200, 300 и 500 °С.

Аналогичным методам были получены полые частицы оксида алюминия [1].

Рентгенофазовый анализ (XRD) был выполнен на Philips X'Pert PRO MRD для изучения фазовой эволюции микро- и полых  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{SiO}_2$ . Сканирующий электронный микроскоп высокого разрешения (SEM) Helios NanoLab 600i использовался для наблюдения морфологии поверхности. Площадь удельной поверхности, измеренная на анализаторе удельной поверхности ASAP2020MP по методу БЭТ. Из прессованных порошков готовили образцы для записи спектров диффузного отражения ( $\rho_\lambda$ ) под давлением 1 МПа для подложки диаметром 17 мм и высотой 4 мм с выдержкой 2 минуты. Спектры  $\rho_\lambda$  регистрировали в области 200-2500 нм с помощью спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 950, диаметр интегрирующей сферы составлял 150 мм, а шаг составлял 5 нм/с. Облучение образцов проводили на комплексном имитаторе факторов космического пространства (КИФК) протонами с энергией 100 кэВ, флюенсом  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , первоначальный вакуум составлял  $5 \times 10^{-5}$  Па. Значение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения ( $a_s$ ) рассчитывается в соответствии со стандартами ASTM (E490-00a и E903-96) [2, 3]. Поскольку исследуемые порошки являются непрозрачными материалами, то  $a_s$  рассчитывается по уравнению

$$a_s = 1 - \rho_s = 1 - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \rho_\lambda S_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_\lambda d\lambda}, \quad (1)$$

где  $\rho_\lambda$  – спектральная отражательная способность,  $S_\lambda$  – спектр солнечного излучения.

Полученные полые микросферы диоксида кремния имеют удельную площадь поверхности равную  $36,3 \pm 5,9 \text{ м}^2/\text{г}$ . По сравнению с микросферами диоксида кремния удельная площадь поверхности для микрочастиц меньше и составляет  $7,3 \pm 1,8 \text{ м}^2/\text{г}$ . На основании полученных рентгеновских спектров было обнаружено, что микрочастицы и микросферы диоксида кремния имеют аморфную структуру, которая определяется диффузным пиком около 21 градуса.

РЭМ было выявлено, что синтезированные полые сферы оксида алюминия имеют сферическую форму со средним размером от 500 до 3000 нм, микрочастицы – до 4000 нм. Площадь удельной поверхности полых частиц составляет  $20,4 \pm 0,8 \text{ м}^2/\text{г}$ , микрочастиц –  $4,6 \pm 1,3 \text{ м}^2/\text{г}$ . Рентгенофазовым анализом установлено, что полые, микрочастицы оксида алюминия имеют симметрию кристаллической решетки корунда ( $R\bar{3}c$ ), с параметрами решетки: для полых частиц  $a=b=4,75 \pm 0,02 \text{ \AA}$ ,  $c=12,982 \pm 0,02 \text{ \AA}$ , для микросфер  $a=b=4,76 \text{ \AA}$ ,  $c=12,99 \text{ \AA}$ .

Из спектров диффузного отражения (рис. 1, а) видно, что отражательная способность у микрочастиц оксида алюминия больше по сравнению с микросферами во всем спектральном диапазоне. Отличие в поглощении в ультрафиолетовой и видимой области спектров полых и

микрочастиц обусловлено различной концентрацией собственных центров поглощения оксида алюминия: F-центрами и междоузельными ионами Al в различном зарядовом состоянии. В области 2300-2500 нм отличия связаны с большей концентрацией хемосорбированных газов (CO, CO<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> и OH-групп) на поверхности частиц и большой интенсивностью полос поглощения этих газов, расположенных в данной области спектра.

После облучения протонами в области 600-2500 нм коэффициент отражения близко совпадает со значениями до облучения. В области 250-600 нм коэффициент отражения снизился на 40-45 %.

Проанализировав изменение интегрального коэффициента поглощения от удельной поверхности частиц оксида алюминия (рис. 1, б), установили, что действительно радиационная стойкость выше на 26 % у микросфер, чем для объемных микрочастиц.

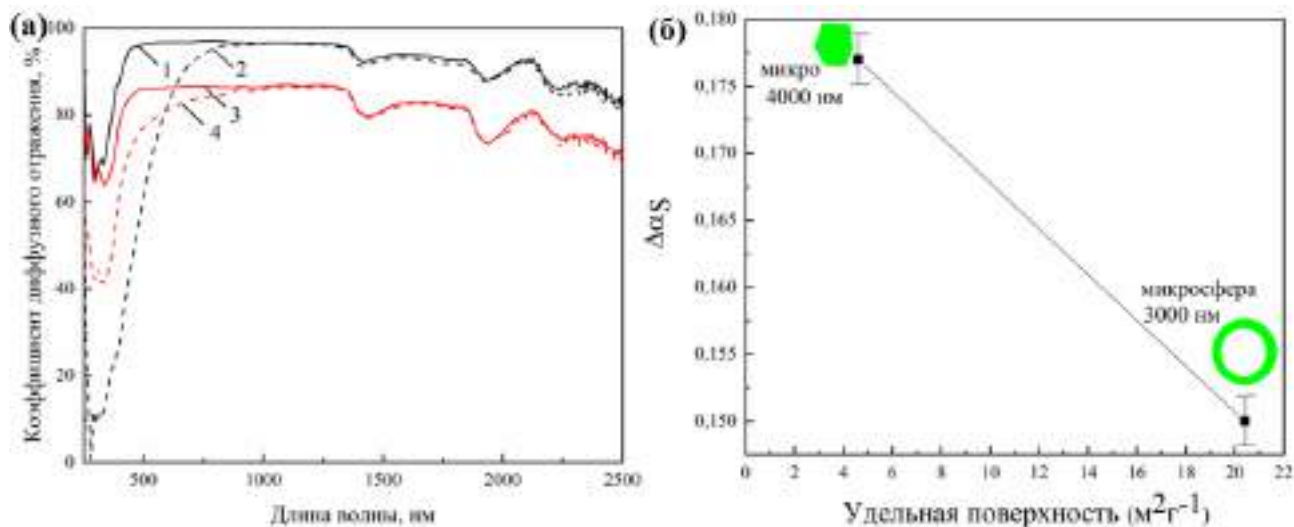


Рис. 1. а) Спектр диффузного отражения до облучения (1,3) и после облучения протонами (2,4) микрочастиц (1,2) и микросфер (3,4) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. б) Изменение солнечного коэффициента поглощения частиц оксида алюминия от удельной поверхности и формы частиц после облучения протонами с энергией 100 кэВ, флюенсом  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$

В спектрах диффузного отражения (рис. 2, а) микрочастиц и микросфер диоксида кремния в области до 500 нм, также, как и для оксида алюминия регистрируется характерный «провал» – уменьшение коэффициента отражения до 80 % для микрочастиц, до 95 % для микросфер до облучения, и до 38-40 % после облучения протонами с энергией 100 кэВ для двух видов частиц. Различия в этой области обусловлены поглощением E'<sub>γ</sub> – центра, дефектами на не мостиковых атомах кислорода.

В области свыше 500 нм коэффициент отражения полых частиц постепенно убывает и в ближней ИК-области составляет 45 %, для микрочастиц во всем интервале равен 80-85 %. В данной области спектра также регистрируются полосы поглощения, характерные для хемосорбированных на поверхности частиц газов.

Для диоксида кремния изменение интегрального коэффициента поглощения (рис. 2, б), показало, что действительно радиационная стойкость лучше у микросфер чуть выше чем у микрочастиц на 25 %.

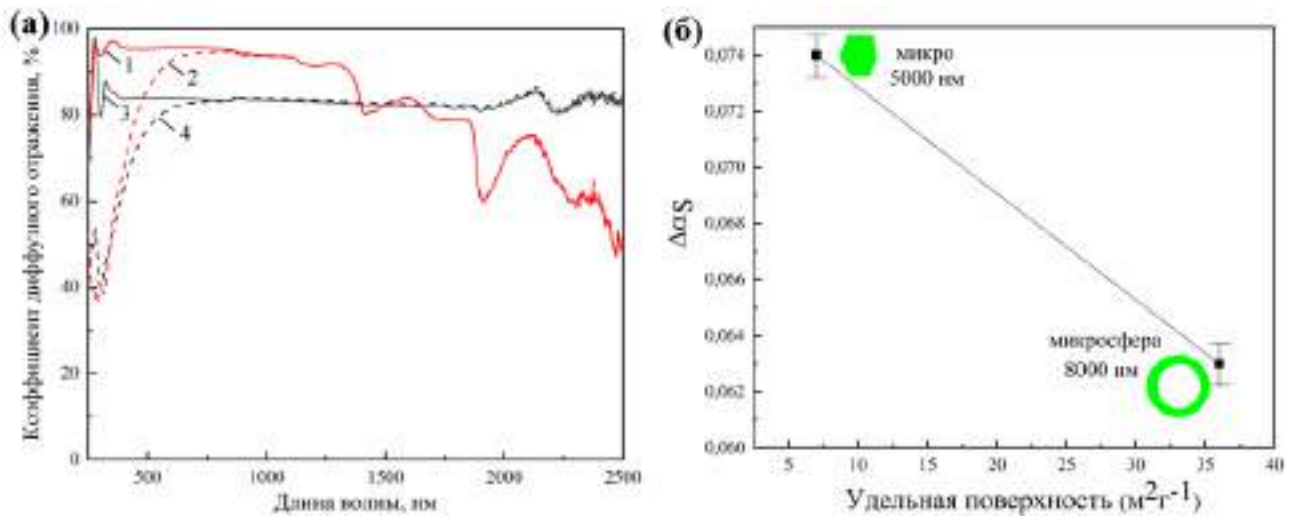


Рис. 2. а) Спектр диффузного отражения до облучения (1,3) и после облучения протонами (2, 4) микрочастиц (3, 4) и микросфер (1, 2)  $\text{SiO}_2$ . б) Изменение солнечного коэффициента поглощения частиц  $\text{SiO}_2$  от удельной поверхности и формы частиц после облучения протонами с энергией 100 кэВ, флюенсом  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Таким образом установлено, что радиационная стойкость полученных шаблонным методом полых частиц оксида алюминия и диоксида кремния выше, чем для объемных частиц. Это определяется малой концентрацией наведенных центров поглощения в полых частицах из-за малых ионизационных потерь и высокой релаксации дефектов на развитой поверхности полых частиц.

#### Список источников

1. Iurina V. Yu., Neshchimenko V. V., Li Chundong Optical Properties and Radiation Stability of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Microparticles, Nanoparticles and Microspheres // Journal of Surface Investigation X-ray Synchrotron and Neutron Techniques. March 2020. 14 (2). P. 253–259.
2. ASTM E490 – 00a Standard Solar Constant and Zero Air Mass Solar Spectral Irradiance Tables, 2005.
3. ASTM E903 – 96 Standard Test Method for Solar Absorptance, Reflectance and Transmittance of Materials Using Integrating Spheres. 2005.



УДК 544.344.015.4-17

## КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ СИСТЕМЫ Ni-V. РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Ю. А. Абзаев<sup>1</sup>, А. А. Клопотов<sup>1</sup>, М. С. Сыртанов<sup>1</sup>, Г. Г. Волокитин<sup>1</sup>,  
Н. И. Каракчиева<sup>2</sup>, В. Ю. Лавров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск

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

*Проведено рентгеноструктурное исследование сплава состава Ni-29 ат.%V и установлено, что основными фазами являются интерметаллические соединения Ni<sub>3</sub>V и Ni<sub>2</sub>V. Впервые на основе теоретических расчетов, проведенных в рамках квазигармонического приближения, получены температурные зависимости свободной энергии Гельмгольца, энтропии и теплоемкости в температурном интервале от 0 до 970 К в соединениях Ni<sub>3</sub>V и Ni<sub>2</sub>V. Установлено, что зависимость коэффициента упаковки от концентрации  $\psi$  имеет ступенчатый характер.*

### Введение

Сплавы на основе переходных металлов обладают уникальным комплексом физико-механических свойств и это позволяет их широко использовать в качестве конструкционных материалов в различных отраслях техники. Это связано с тем, что эти сплавы обладают хорошим комплексом физических и механических свойств при высоких температурах. Особенностью этих сплавов является ограниченная взаимная растворимость с образованием в них интерметаллических соединений как с узкими, так и широкими областями гомогенности [1]. Все это приводит к тому, что структурно-фазовые состояния сплавов сильно зависят от концентрации компонентов и как следствие свойства сплавов значительно отличаться. В тоже время важно иметь информацию о стабильности различных интерметаллических структур и условий их образования. В этом аспекте современные подходы на основе кристаллохимии и кристаллофизики дают возможность проводить предварительные оценки условий стабильности соединений на основе использования для анализа размерного, электронного и термодинамических параметров [2].

В этом отношении сплавы системы Ni-V являются очень интересными объектами для исследований. В сплавах этой системы различные режимы термообработки приводят к сложным и не понятным структурным изменениям [3-6]. На равновесной диаграмме состояния в системе [1] по эвтектоидной реакции происходит образование из неупорядоченного твердого раствора (в области температуры ниже 1181 К и в области составов от 27 до 33 ат. % V) равновесной двухфазной смеси из соединений Ni<sub>3</sub>V и Ni<sub>2</sub>V (рис. 1). В [7] установлено, что в области состава Ni-25 ат. % V была установлена новая упорядоченная тетрагональная объемноцентрированная фаза Ni<sub>4</sub>V со структурой *D1a* (символ Пирсона *tI10*, пр. гр. *I34/m*). Появление этой промежуточной метастабильной фазы необходимо, чтобы при понижении температуры из высокотемпературной области произошел фазовый переход *A1* → *D0<sub>22</sub>*. Поскольку, согласно [8], кристаллографически невозможен прямой переход *Fm3m* → *I4/mmm* [8, 9].

В связи с вышеизложенным представляется актуальным провести поиск корреляции

между строением диаграммы состояния системы Ni-V и особенностями проявления кристаллогеометрических и термодинамических параметров бинарных соединений на основе никеля и ванадия, а также провести рентгеноструктурные исследования сплава Ni–29 ат.%V.

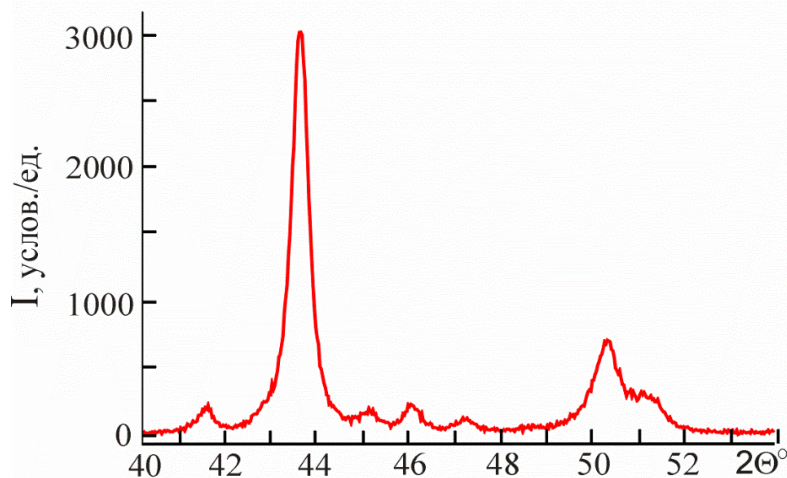


Рис. 1. Дифрактограмма сплава Ni-29 ат.%V, снятая с использованием монохроматизированного  $\text{CuK}\alpha$

### Материалы и методика эксперимента

Сплав состава Ni-29 ат.%V выплавлен из анодного никеля НПА2 чистотой 99.7% и ванадия ВнМ-2 чистотой 99.5 ат.% в печи сопротивления атмосфере аргона. Образцы вырезаны из гомогенизированного слитка электроискровым методом.

Рентгеноструктурные исследования сплав проводили на дифрактометре Shimadzu 7000 в монохроматизированном  $\text{CuK}\alpha$  излучении по схеме Брегга – Брентано, с шагом  $0.03\pm$ , временем экспозиции в точке 0.5 сек и угловом диапазоне  $2\theta$  от  $10^\circ$  до  $90^\circ$ . Напряжение на рентгеновской трубке составляло 40 кВ, ток пучка 30 мА. Съемки производились при комнатной температуре.

### Результаты эксперимента

На рис. 1 приведена дифрактограмма исследуемого сплава. На основе качественного фазового анализа в коде Match с использованием для расшифровки кристаллографической базы COD [3] установлено, что исследуемый сплав является двухфазным и состоит из упорядоченных фаз  $\text{Ni}_3\text{V}$  и  $\text{Ni}_2\text{V}$ . Для этих фаз были получены наибольшие критерии согласия  $F_oM \approx 0.8$  и  $0.77$  соответственно.

### Методы расчета термодинамических параметров и результаты

Расчеты из первых принципов в рамках модели Дебая и квазигармонического приближения (QHA) на основе функционала электронной плотности выполнены в коде Phonopy [1] с интерфейсом VASP. В коде VASP решение уравнений Кона-Шема было реализовано методом плоских волн. Были использованы псевдопотенциалы PAW для атомов Ni, V с параметризацией PBE (Perdew–Burke–Ernzerhof) в приближении обобщенного градиента (GGA). На предварительном этапе было проведено исследование равновесного объема решеток с помощью уравнения состояния (1). Термодинамическое уравнение состояния (EOS), связывающее внутреннюю энергию, давление и объем решетки, играет важную роль в предсказании структурных, термодинамических свойств материалов при различных температурах.

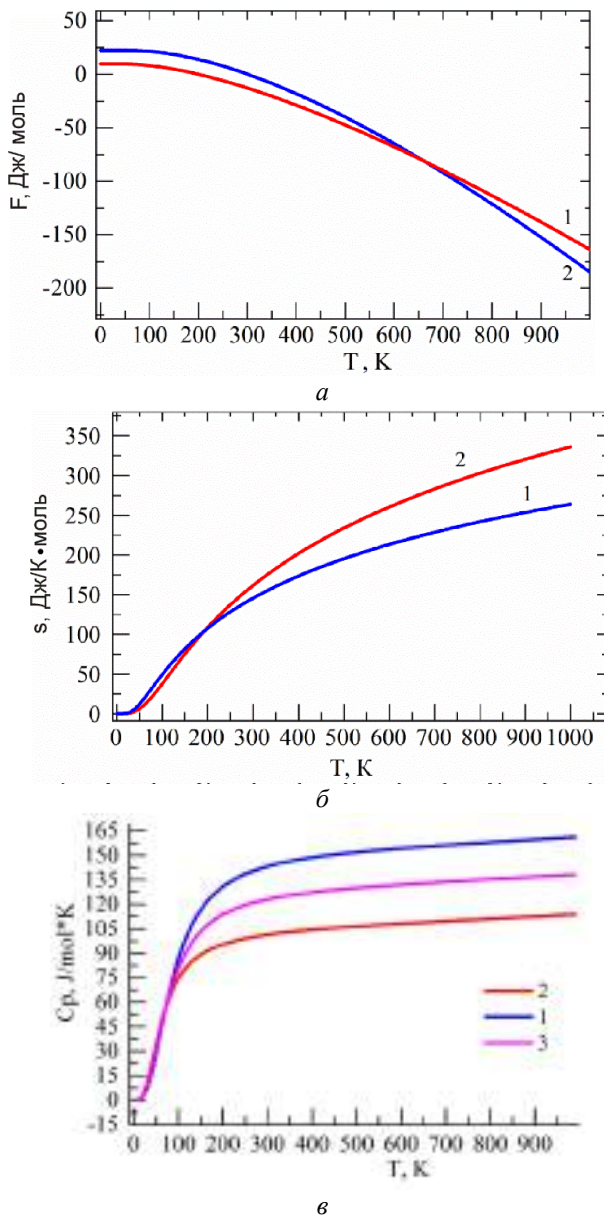


Рис. 2. Температурные зависимости термодинамических свойств сплава Ni–29 ат.%V: а – свободная энергия, вычисленная в рамках модели Дебая; б – энтропия; в – удельная теплоемкость. 1 – соединение Ni<sub>2</sub>V; 2 – соединение Ni<sub>3</sub>V; 3 – сплав состава Ni–29 ат.%V

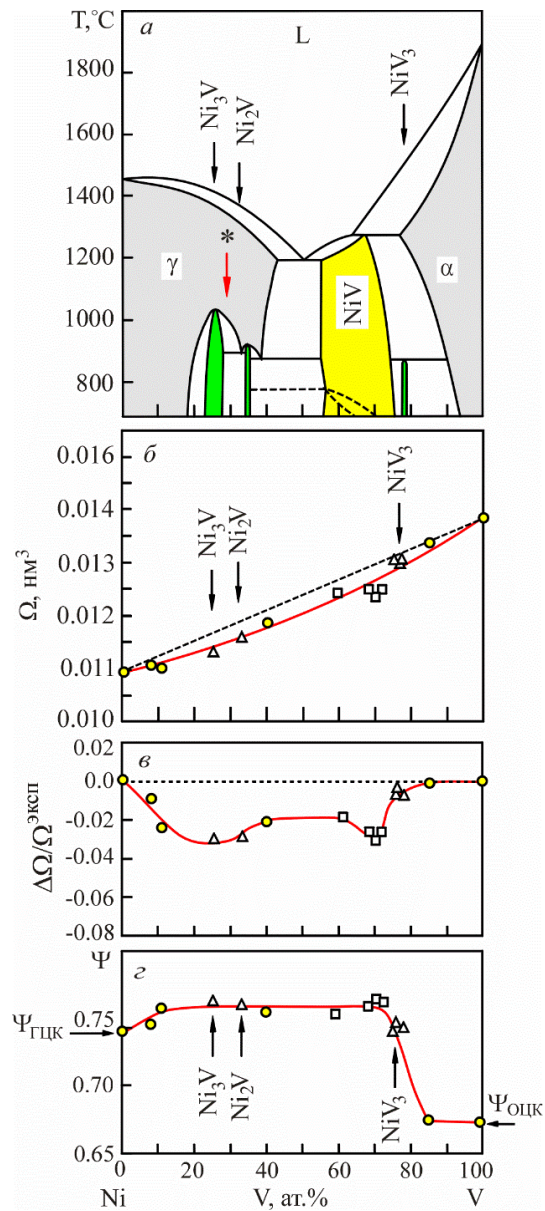


Рис. 3. Равновесная диаграмма состояния системы Ni-V (а) [1], концентрационные зависимости атомных объемов (б), сверхструктурного сжатия (в), коэффициентов упаковки (г) системы Ni-V.

Δ, □ – из параметров элементарных ячеек соединений; О – из параметров элементарных ячеек твердых растворов; \* – состав исследуемого сплава

В работе было использовано уравнение EOS в формулировке Vinet [10].

$$F = F_0 + \frac{BV_0}{c^2} (1 - (1 + C(v^{\frac{1}{2}} - 1))e^{C(v_n^{0.5} - 1)}), \quad (1)$$

где  $V_n = \frac{V}{V_0}$ ,  $V_0$  и  $F_0$  объем и энергия решеток при нулевом давлении соответственно. Значение объемного модуля упругости  $B$  и его производная по давлению  $B'_p$  были найдены аппроксимацией (1) зависимости энергии от объема. Указанные зависимости были определены в коде Vaspkit [2].

В рамках QHA приближения свободная энергия Гельмгольца записывается в виде [1]

$$F(V, T) = E_0(V) + F_{vib}(V, T) + F_{elec}(V, T), \quad (2)$$

где  $E_0$  – энергия решетки при 0 К,  $F_{vib}$ ,  $F_{elec}$  – фононный и электронный вклады в свободную энергию,  $V$  – текущий объем решетки.

Результаты расчетов термодинамических параметров приведены на рис. 2. Видно, что с увеличением температуры происходит рост стабильности соединений, что проявляется в увеличении отрицательных значений свободной энергии соединений  $Ni_2V$  и  $Ni_3V$  (рис. 2, а). В высокотемпературной области теплоемкость соединения  $Ni_2V$  почти на 30% больше, чем для соединения  $Ni_3V$  (рис. 2, б). Также установлено, что наиболее интенсивно, начиная с температуры 250 К, происходит рост значения энтропии в соединении  $Ni_3V$ , чем в соединении  $Ni_2V$ .

На рис. 3 представлена диаграмма состояния системы Ni–V и концентрационные зависимости атомных объемов, относительной величины сверхструктурного сжатия и плотности упаковки для кристаллических структур в бинарной системе Ni–V. На зависимости атомного объема от концентрации для структур в системе Ni–V хорошо проявляется отклонение от закона Зена [2] в отрицательную сторону, то есть происходит сжатие атомного объема, приходящегося на один ион в элементарной ячейки соединений на диаграммах состояния приводит к изменению свойств сплавов на концентрационных зависимостях и имеют место сингулярные точки (наблюдаются максимумы или минимумы), соответствующие переломам на зависимостях.

Зависимость коэффициента упаковки от концентрации  $\psi$  имеет ступенчатый характер (рис. 3, в). Это связано с тем, что Ni имеет ГЦК решетку с более высоким значением коэффициента упаковки, чем у ОЦК решетки, которую имеет V. При этом верхняя «ступенька» на концентрационной зависимости  $\psi$  имеет более высокое значение, чем коэффициент упаковки для однокомпонентного металла с ГЦК решеткой. Приведенная зависимость  $\psi$  от концентрации отражает особенность образования соединений в системе Ni–V: коэффициент упаковки  $\psi = \text{const}$  на широком концентрационном интервале. Такая концентрационная зависимость  $\psi$  для бинарных систем является не типичной [2].

Полученные термодинамические и кристаллографические данные соединений  $Ni_2V$  и  $Ni_3V$  и достоверность расчетных данных позволяют их использовать в алгоритмах проектирования новых конструкционных материалов на основе никеля и ванадия.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FEMN-2023-0003).*

#### Список источников

1. Лякишев Н. П. Диаграммы состояния двойных металлических систем: справочник. Т. 1. М. : Машиностроение, 2000.
2. Кристаллогеометрические и кристаллохимические закономерности образования бинарных и тройных соединений на основе титана и никеля / А. А. Клопотов, А. И. Потеев [и др.]. Томск : ТПУ, 2011. 312 с.
3. Evolution of order in melt-spun Ni-25 at.% V alloys / J. B. Singh, M. Sundararaman, S. Banerjee [et. al.] // Acta Materialia. 2005. V.53. P.1135–1152.
4. Alloying effect on stability of multi-variant structure of  $Ni_3V$  at elevated temperatures / A. Suzuki, H. Kojima, T. Matsuo [et. al.] // Intermetallics. 2004. V.12. P.969–975.
5. Influence of heat-treatment on microstructure and plastic deformation behavior in  $Ni_3V$  single crystals with the  $D0_{22}$  structure / K. Hagihara, M. Mori, T. Kishimoto [et. al.] // J. Physics: Conference Series. 2009. V. 165. № 012004. P. 1–4.
6. Microstructural evolution and mechanical property in dual two-phase intermetallic alloys composed of

geometrically close-packed  $Ni_3X$  (X: Al and V) containing Nb / Y. Kaneno, W. Soga, H. Tsuda [et. al.] // Journal Materials Science. 2008. V.43. P.748–758.

7. Коновалов М. С. Упорядоченная фаза  $Ni_4V$  в сплаве Ni–25 ат. % V // Химическая физика и мезоскопия. 2011. Т. 13. № 3. С. 400–405.

8. Устиновщиков Ю. И. Диффузионные фазовые превращения в сплавах // Успехи физических наук. 2014. Т. 184. № 7. С. 723–737.

9. Электронный доступ: [www.crystallography.net/search.html](http://www.crystallography.net/search.html).

10. Togo A. First-principles Phonon Calculations with Phonopy and Phonopy // J. Phys. Soc. Jpn. 2023. Vol.92. 012001-1-21.

УДК 533.924

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИПРОПИЛЕНОВЫХ ПЛЕНОК, МОДИФИЦИРОВАННЫХ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

С. С. Агнаев<sup>1</sup>, К. А. Демин<sup>2</sup>, С. Д. Дондуков<sup>1</sup>, А. Н. Хаглеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Восточно-Сибирский государственный университет технологий и управления, г. Улан-Удэ

<sup>2</sup>Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ

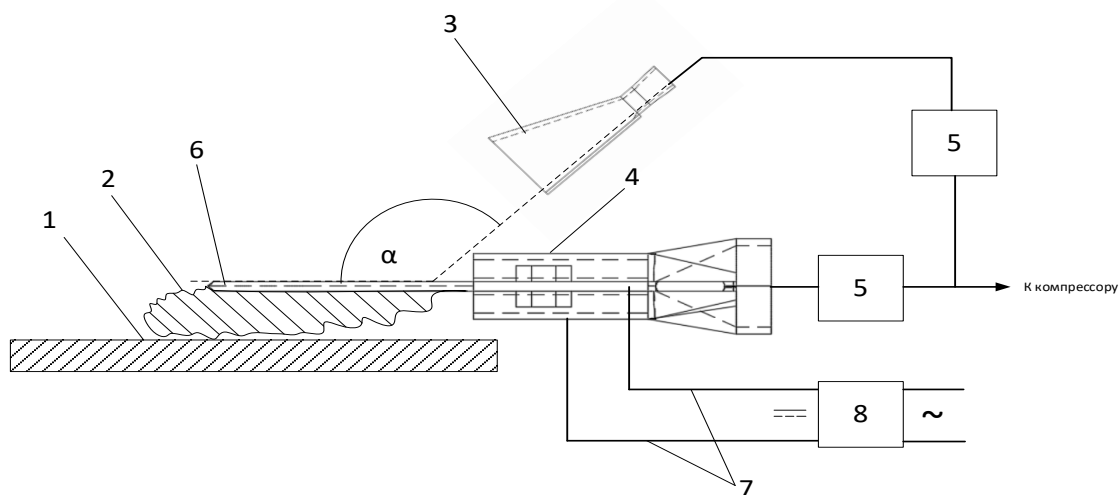
E-mail: [stephanagnaev02@gmail.com](mailto:stephanagnaev02@gmail.com)

*В данной работе исследовано влияние плазменной модификации на свойства поверхности полипропиленовых пленок. Установлено, что плазменная модификация поверхности образцов полипропилена в низкотемпературной плазме атмосферного давления приводит к улучшению электростатических и гидрофильных свойств. Рекомендовано использование модифицированного в плазме полипропилена в качестве материала основы для изготовления самоклеящихся и упаковочных материалов с улучшенными эксплуатационными свойствами.*

Полипропилен (ПП) благодаря своим свойствам получил широкий спектр применения в различных отраслях приборостроения, упаковочных и самоклеящихся материалах. Известно, что ПП характеризуется высокой гидрофобностью с углом смачивания  $\theta \approx 80^\circ$ – $90^\circ$  [1]. По этой причине взаимодействие между пленкой ПП и адгезивом затруднено, для решения данной проблемы требуется предварительная модификация ПП [2]. В настоящий момент для расширения возможностей использования полимерных материалов и улучшения адгезионных свойств применяется метод плазменной модификации поверхности [3–6].

Целью исследования является улучшение адгезионных свойств поверхности ПП посредством бомбардировки заряженными частицами низкотемпературной плазмы атмосферного давления.

Плазменная модификация поверхности образцов ПП осуществлялась разработанной плазменной установкой (ПУ), описанной в патенте RU2781708C1 [7], схема которой приведена на рисунке



Принципиальная схема установки:

- 1 – полимерный материал; 2 – плазменный пучок; 3 – отклонитель; 4 – корпус; 5 – редуктор;  
 6 – алюминиевые электроды; 7 – высоковольтные провода; 8 – высоковольтный источник питания;  
 $\alpha$  – угол наклона отклоняющего сопла

В качестве объекта исследования был выбран ПП ГОСТ 26996-86 толщиной – 20 мкм и размером образцов ПП 30x30 мм, модифицированных на ПУ в течение 10, 20 и 30 секунд. Для оценки угла  $\theta$  был выбран метод лежащей капли, заключающийся в измерении угла между плоскостью поверхности и жидкостью.

Исследование краевого угла ПП было осуществлено с помощью цифрового микроскопа DM, программного обеспечения TopView и лабораторной пипетки переменного объема. Исследование гидрофильных свойств проводилось помещением капли дистиллированной воды объемом 20 мкл на поверхность модифицированной пленки ПП и измерением угла  $\theta$ . Полученные результаты исследования краевого угла смачивания, представлены в табл.1.

Таблица 1

### Влияние времени модификации на значения краевого угла поверхности ПП

Время модификации, с	Краевой угол смачивания по воде, $\theta^\circ$
Исходный образец	82-84
10	37-38
20	38-39
30	37-38

Анализ полученных результатов показал, что при увеличении времени плазменной модификации поверхности ПП, снижаются значения краевых углов смачивания. Оптимальным значением продолжительности плазменной модификации для поверхности ПП на разработанной ПУ является 10 с при угле отклонителя  $\alpha=145^\circ$  со средним значением краевого угла  $\theta \approx 37,44^\circ$ . Дальнейшая плазменная модификация длительность 20 и 30 секунд изменяет краевой угол в диапазоне  $\theta = 0,5-1^\circ$  и не позволяет достичь достоверного отклонения в сравнении с 10 секундной модификацией.

Изучение электростатических свойств поверхности образцов ПП после плазменной модификации

проводилось при помощи измерителя параметров электростатического поля (ИПЭП-1). Полученные значения являются средним арифметическим пяти параллельных измерений. Результаты измерения потенциала поверхности  $V_э$ , напряженности электрического поля  $E$  и эффективной поверхностной плотности заряда  $\sigma_{эфф}$  в течении первых 20 секунд после 10, 20 и 30 секундой плазменной модификации на ПУ представлены в табл. 2.

Таблица 2

### Электретные свойства ПП после плазменной модификации

Время модификации, с	Электретные свойства		
	$V_э$ , кВ	$E$ , кВ/м	$\sigma_{эфф}$ , мкКл/м <sup>2</sup>
Исходный образец	0,000-0,004	0,000-0,004	0,000-0,002
10	0,014	1,000	0,010
20	0,016	1,200	0,011
30	0,019	1,100	0,010

Полученные данные подтвердили, что плазменная модификация привела к улучшению электретных свойств поверхности ПП ( $V_э$  - 0,014-0,019 кВ,  $\sigma_{эфф}$  - 0,010-0,011 мкКл/м<sup>2</sup>,  $E$  – 1-1,2 кВ/м). Однако, увеличение длительности плазменной модификации до 20 и 30 секунд не привело к значительному улучшению электретных свойств в сравнении с 10 секундной модификацией. Данное явление можно связать с попаданием большей части заряженных частиц низкотемпературной плазмы в объемные энергетические ловушки, такие как специфические дефекты поверхности ПП, свободный объем полимера и границы раздела фаз в течение первых 10 секунд плазменной модификации [8-9].

Проведенное исследование свойств пленок ПП, модифицированных в низкотемпературной плазме атмосферного давления доказало улучшение адгезионных и электретных свойств. Плазменная модификация в течение 10 секунд позволила улучшить адгезию поверхности ПП, что доказано уменьшением значения краевого угла смачивания в сравнении с исходным образцом. Также выяснено, что модифицированные образцы ПП имеют улучшенные электретные свойства поверхности. Благодаря приобретенным свойствам, модифицированные в низкотемпературной плазме атмосферного давления пленки ПП могут быть рекомендованы в качестве материала основы для упаковочных и самоклеящихся материалов с улучшенными эксплуатационными характеристиками.

*Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, научная тема FWSF-2024-0010.*

### Список источников

1. Изменение во времени поверхностных свойств полимеров, модифицированных в плазме / Ю. С. Акишев, А. Б. Гильман, М. Е. Грушин [и др.] // Известия высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. 2012. Т. 55. № 4. С. 42–51.
2. Модифицирование поверхности полимерных пленок в послесвечении разряда атмосферного давления в потоке воздуха / А. Е. Петров, Т. Г. Шикова, В. А. Титов [и др.] // Известия высших учебных заведений. Химия и химическая технология. 2012. Т. 55. № 4. С. 51–56.
3. Ходыревская Ю. И. Плазменная модификация полимерных материалов с целью изменения их поверхностных свойств // Комплексные проблемы сердечно-сосудистых заболеваний. 2014. № 2. С. 66–67.
4. Анализ поверхностей полимеров, обработанных плазмой низкого давления, с точки зрения кислотно-основного подхода / Э. Краус, Б. Баудрит, П. Хаидемаиер [и др.] // Вестник Технологического

университета. 2015. Т. 18. № 4. С. 71–76.

5. Головятинский С. В. Динамическая плазменная обработка и нестационарный нагрев поверхности при взаимодействии с импульсной атмосферной плазмой // Вестник Национального авиационного университета. 2005. Т. 1. № 23. С. 84–87.

6. Василькин Д. П., Волкова В. П. Изменение свойств поверхности пленки полипропилена при обработке в струе плазмы атмосферного давления на основе тлеющего разряда постоянного тока // Физика, техника и технология сложных систем: Тезисы докладов Всероссийской с международным участием молодежной научно-практической конференции, Ярославль, 22 апреля – 18 мая 2020 года / Ярославль: Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова. 2020. С. 14–15.

7. Патент № 2781708 С1 Российская Федерация, МПК В29С 71/00, Н01J 37/00. Установка для модификации поверхности полимерных пленок в низкотемпературной плазме скользящего разряда атмосферного давления: № 2022107494: заявл. 22.03.2022; опубл. 17.10.2022 / А. Н. Хаглеев, К. А. Демин, М. А. Мокеев.

8. Гужова А. А., Галиханов М. Ф. Влияние гамма-облучения на электретные свойства полиэтилена. Электронная обработка материалов // 2017. Т. 53. № 3. С. 6–11.

9. Шевцова С. А., Бударина Л. А., Дебердеев Р. Я. Полимерные покрытия для создания электретов со стабильными свойствами // Вестник Казанского технологического университета. 2012. Т. 15. № 21. С. 97–98.

УДК 669.018.8

## СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ Cu-Ti ПОКРЫТИЙ ПРИ СУХОМ ТРЕНИИ И В РАСТВОРЕ SBF

А. А. Бурков, А. Ю. Быцур, М. А. Кулик

ХФИЦ ДВО РАН, Институт материаловедения ДВО РАН, г. Хабаровск

E-mail: [Alex\\_btsr@mail.ru](mailto:Alex_btsr@mail.ru)

*Медно-титановые покрытия были приготовлены на титановом сплаве методом электроискрового легирования с использованием нелокализованного электрода, состоящего из медных и титановых гранул в различных соотношениях. Износостойкость покрытий исследовалась по стандарту ASTM G99 – 17 по схеме «штифт на диске» в режимах сухого изнашивания и в растворе SBF. Показано, что раствор SBF снижает коэффициент трения титанового сплава, он ускоряет его износ в 5,3 раза. Медно-титановые покрытия позволяют многократно уменьшить износ титанового сплава Ti6Al4V в обоих режимах. Cu-Ti покрытия снижают коэффициент трения изделий из титанового сплава в растворе SBF.*

### Введение

В настоящее время титан и его сплавы стали наиболее популярными металлическими имплантируемыми биоматериалами. Главным недостатком титановых сплавов является низкая износостойкость по причине высокой вязкости. Другим недостатком титана является отсутствие антибактериальных свойств, что может привести к инфекционным или воспалительным реакциям организма при клиническом применении и даже к неудачной имплантации [1, 2]. Согласно литературным данным, медно-титановые покрытия улучшают антибактериальные свойства титанового сплава и при этом повышают его износостойкость [3, 4]. Для осаждения Cu-Ti покрытий применяют различные методы: магнетронного напыления [5, 6], плазменного напыления Cu и Ti порошков и электроискровое легирование [7].



В данной работе для осаждения Cu–Ti покрытий применяли технологию электроискрового осаждения (ЭИЛ), основанную на явлении полярного переноса материала с анода в микроплазме на катоде при прохождении низковольтного электрического разряда в газовой среде. Перемешивание анодного и катодного материалов обеспечивает высокую адгезию ЭИЛ покрытий, а микросекундное время разряда ( $\sim 10^{-4}$  с.) обуславливает слабое термическое влияние на подложку [8]. Ранее была разработана методика, основанная на использовании в качестве анода набора миллиметровых гранул [9], которую успешно применяли для нанесения электроискровых покрытий на титановый сплав [10]. **Цель исследования** – сравнительный анализ износостойкости электроискровых Cu – Ti покрытий на титановом сплаве Ti6Al4V, при сухом трении скольжения и в растворе SBF, имитирующем жидкость организма.

**Материалы и методы исследования.** Приготовление интерметаллидных Cu–Ti покрытий осуществлялось методом электроискрового легирования нелокализованным электродом (ЭИЛНЭ). Для этого были приготовлены пять анодных смесей (Cu10, Cu30, Cu50, Cu70 и Cu90), которые состояли из гранул медного сплава Cu-OF диаметром  $4 \pm 1$  мм и титанового сплава VT1-00 длиной  $4 \pm 1$  мм с диаметром  $4 \pm 0,2$  мм. Концентрация меди в анодных смесях составляла 10, 30, 50, 70 и 90 ат.% (табл.1). Подложка из сплава Ti6Al4V для нанесения покрытий имела форму цилиндров высотой 10 мм и диаметром 12 мм. Электроискровая обработка проводилась импульсами разрядного тока амплитудой  $120 \pm 10$  А при напряжении  $35 \pm 5$  В, длительностью 100 мкс с частотой следования 1 кГц. В зону обработки вводился защитный газ (аргон) со скоростью 10 л·мин<sup>-1</sup>. Общее время ЭИЛНЭ обработки образцов составляло 12 минут. Рентгенофазовый анализ образцов выполнен на рентгеновском дифрактометре ДРОН-7 при скорости сканирования  $0,05^\circ$  в секунду с использованием медной трубки. Микроструктуру покрытий исследовали на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Vega 3 LMH (Tescan, Чехия), оснащённом энергодисперсионным спектрометром (ЭДС) X-max 80 (Oxford Instruments, Великобритания).

Таблица 1

Состав анодных смесей

Обозначение	Cu10	Cu30	Cu50	Cu70	Cu90
Cu, ат. %	10	30	50	70	90
Ti, ат. %	90	70	50	30	10

Трибологические испытания проведены по стандарту ASTM G99-17 по схеме «штифт на диске» при сухом трении скольжения и при трении скольжения в растворе SBF. В качестве контртела использовали диск из быстрорежущей стали M45 (HSS) с твердостью 60HRC на скорости вращения 3 об./с, с диаметром окружности скольжения 5 см, при нагрузке 25 Н. В качестве штифта использовался цилиндрический образец с покрытием высотой 10 мм и радиусом 5 мм. При проведении триботехнических испытаний в жидкости перистальтический насос подавал в зону трения раствор SBF со скоростью 1 мл\*мин<sup>-1</sup>. Раствор SBF по своему составу близок к плазме крови человека [11].

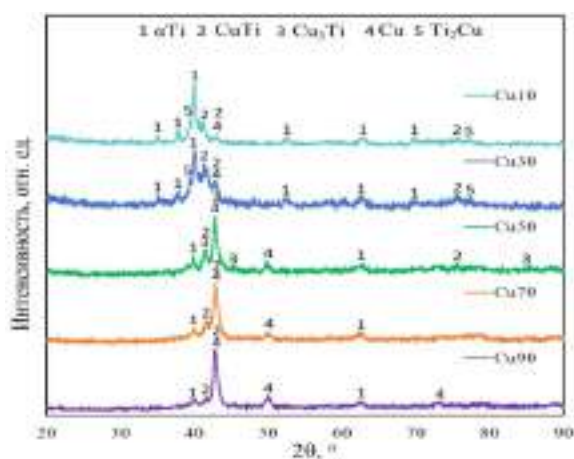
### Результаты и обсуждение

На рис. 1, а представлены участки рентгеновских дифрактограмм медно-титановых покрытий. В составе полученных покрытий наблюдаются: медь,  $\alpha$ Ti, а также интерметаллиды: Ti<sub>2</sub>Cu, CuTi, и Cu<sub>3</sub>Ti. С ростом доли медных гранул в нелокализованном электроде осажденные покрытия обогащались медью и богатыми ей интерметаллидами. На рис. 1б показано СЭМ-изображение поперечного сечения покрытия Cu50. Граница раздела сплава Ti6Al4V и покрытия металлургически связана и не содержит пор и продольных трещин. Этот факт свидетельствует о хорошей адгезии слоя Cu-Ti к подложке. В микроструктуре покрытий меди

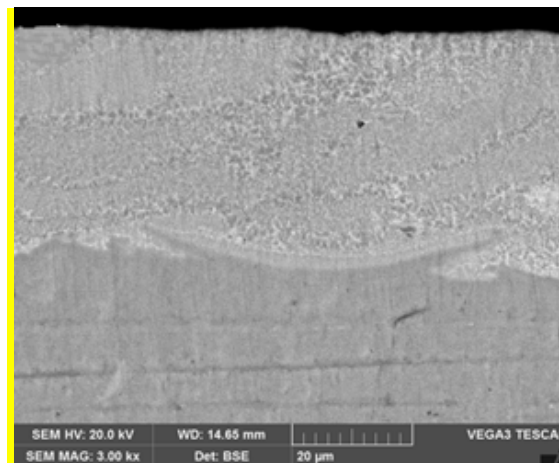
наблюдаются равноосные и столбчатые кристаллиты с различной ориентацией. Вероятно, они представляют собой интерметаллические кристаллы, образовавшиеся при охлаждении микрованны расплава после окончания разряда. С ростом концентрации меди в электроде монотонно повышалась ее концентрация в покрытиях (табл. 2).

Таблица 2

Параметр	Образцы					
	Ti6Al4V	Cu10	Cu30	Cu50	Cu70	Cu90
Концентрация Cu, ат.%	–	12,5	24,3	36,8	61,4	74,1
Концентрация Ti, ат.%	–	87,5	75,7	63,2	38,6	15,9

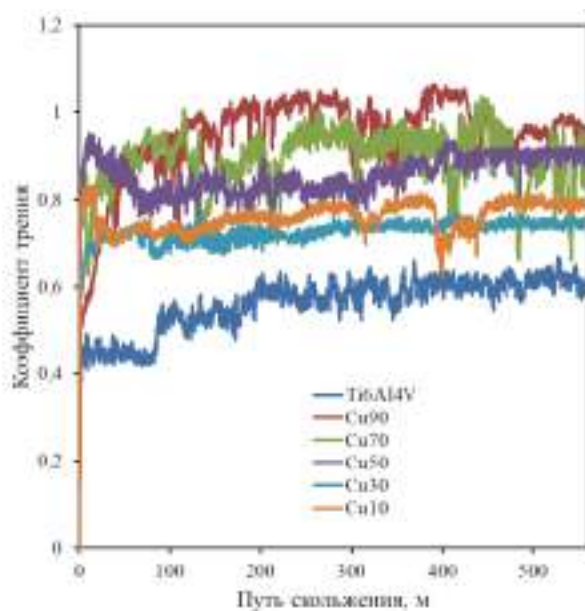


а)

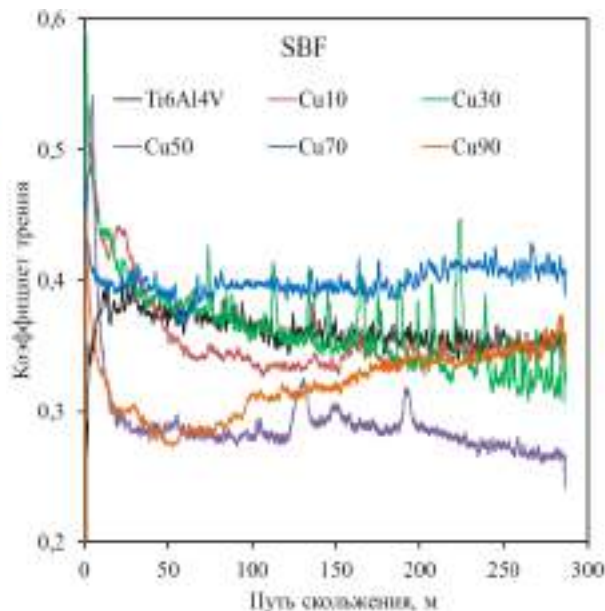


б)

Рис. 1. Результаты рентгенофазового анализа Cu-Ti покрытий (а) и СЭМ-изображение поперечного сечения покрытия Cu10 (б)



а)



б)

Рис. 2. Динамика коэффициента трения Cu-Ti покрытий при сухом износе (а) и в растворе SBF (б) по сравнению со сплавом Ti6Al4V

При сухом износе графики коэффициента трения (КТ) осажденных Cu-Ti покрытий и сплава Ti6Al4V без покрытия показаны на рис. 2а. Средние значения КТ образцов с покрытием находились в пределах от 0,73 до 0,96, что выше, чем у сплава Ti6Al4V в 1,29 и 1,69 раза (табл.3). Для образцов с высоким содержанием титана (Cu10, Cu 30) КТ был ниже, чем для образцов с высоким содержанием меди (Cu70, Cu 90) из-за высокого содержания металлической меди в составе последних. На кривых КТ образцов наблюдались сильные флуктуации силы трения. Шум на кривых КТ обычно связан с периодическим образованием и отслоением трибооксидного слоя [12, 13]. Наиболее стабильная сила трения наблюдалась в случае покрытий Cu10 и Cu30. В растворе SBF зависимость КТ осажденных Cu-Ti покрытий и Ti6Al4V сплава приведены на рис. 2б. Установлено, что при нагрузке 25 Н средние величины КТ осажденных покрытий изменялись от 0,28 до 0,39, а у титанового сплава Ti6Al4V КТ составил 0,36. Наиболее высокие значения КТ наблюдались у образца Cu70, тогда как наиболее низкие у – Cu50. Применение SBF позволяет снизить силу трения сплава Ti6Al4V в 1,44 раза (табл. 3). Закономерно, что КТ медно-титановых покрытий при сухом трении был ~2,5 раза выше, чем в растворе SBF. Примечательно, что КТ покрытий при сухом трении был выше, чем у титанового сплава, тогда как в растворе SBF он был ниже для большинства покрытий.

Таблица 3

Средние величины КТ образцов при сухом износе и в растворе SBF

Среда	Образцы					
	Ti6Al4V	Cu10	Cu30	Cu50	Cu70	Cu90
Воздух	0,566497	0,759601	0,728792	0,857173	0,897669	0,96
SBF	0,361	0,346	0,358	0,284	0,399	0,320

На рис. 3 представлены данные по износу электроискровых Cu-Ti покрытий и титанового сплава при нагрузке 25 Н. Сравнивая величины износа сплава Ti6Al4V в режиме сухого скольжения ( $7,5 \times 10^{-5}$  мм<sup>3</sup>/Нм) и в растворе SBF ( $39,87 \times 10^{-5}$  мм<sup>3</sup>/Нм) можно отметить, что износ в режиме сухого скольжения был в 5,32 раза ниже, чем в растворе SBF, что согласуется с результатами работы [14]. Многократное ускорение износа титанового сплава в растворе SBF объясняется его взаимодействием с электролитом по механизму окислительного изнашивания [14]. Кроме того, продукты окисления, и прежде всего рутил, могут выступать в качестве абразивных частиц, ускоряя износ титанового сплава.

Зависимость интенсивности изнашивания покрытий от концентрации меди представляет собой параболу с минимумом для образца Cu50 при сухом трении и в растворе SBF, однако их величины износа сильно различались в зависимости от среды. Так при сухом трении приведенный износ Cu-Ti покрытий находился в диапазоне от  $0,67 \times 10^{-5}$  до  $5,35 \times 10^{-5}$  мм<sup>3</sup>/Нм, тогда как в растворе SBF - от  $0,70 \times 10^{-5}$  до  $1,79 \times 10^{-5}$  мм<sup>3</sup>/Нм. В обоих режимах трения наибольшей износостойкостью обладало покрытие Cu50. Образцы с низким содержанием меди при сухом трении изнашиваются быстрее, чем в растворе SBF. Так, в случае покрытий Cu10 и Cu30 в 2,99 и 2,13 раза, соответственно. Образец Cu90 также сухом трении изнашивается в 3,47 раза быстрее, чем в растворе SBF. Это объясняется антифрикционным действием жидкости, которую можно рассматривать в качестве третьего тела износа, т.е. она снижает непосредственное взаимодействие образца с контртелом. Наиболее низкий износ наблюдался у образцов Cu50 и CuTi70, причем величины их износа при сухом трении и в растворе SBF были сопоставимы.

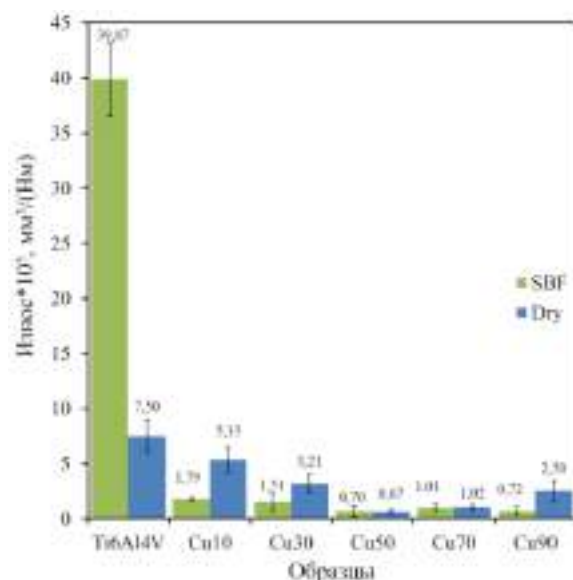


Рис. 3. Интенсивность изнашивания Cu-Ti покрытий и сплава Ti6Al4V при сухом износе и в растворе SBF при нагрузке 25 Н

Показано, что использование электроискровых Cu-Ti покрытий позволяет повысить износостойкость поверхности сплава Ti6Al4V в режиме сухого скольжения от 1,4 до 11 раз, а в растворе SBF от 13 до 57 раз. Таким образом, применение износостойких покрытий для защиты титанового сплава намного важнее, если его предполагается использовать в растворах электролитов, чем в сухих условиях.

### Выводы

Применение Cu-Ti покрытий позволяет снизить коэффициент трения и многократно сократить износ титанового сплава Ti6Al4V в условиях присутствия электролита. Сравнение интенсивности изнашивания Cu-Ti покрытий при нагрузке 25 Н показало, что большинство образцов также имели пониженный износ в растворе SBF по сравнению с режимом сухого скольжения, за исключением покрытий Cu50 и Cu70, которые имели очень близкие величины износа в SBF и при сухом трении. Применение медно-титановых покрытий позволяет снизить коэффициент трения изделий из титанового сплава в растворе SBF.

*Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда № 23-23-00032.*

### Список источников

1. Involvement of in vivo induced cheY-4 gene of *Vibrio cholerae* in motility, early adherence to intestinal epithelial cells and regulation of virulence factors / R. Banerjee, S. Das, K. Mukhopadhyay [et. al] // FEBS letters. 2002. V. 532. №. 1-2. P. 221–226.
2. Macrophages related to dental implant failure / D. Olmedo, M. M. Fernández, M. B. Guglielmotti [et. al] // Implant Dentistry. 2003. V. 12. №. 1. P. 75–80.
3. Durable self-polishing antifouling Cu-Ti coating by a micron-scale Cu/Ti laminated microstructure design / J. Tian, K. Xu, J. Hu [et. al] // Journal of Materials Science & Technology. 2021. V. 79. P. 62-74.
4. Wang J. J. Tribocorrosion behavior of antibacterial Ti-Cu sintered alloys in simulated biological environments / J. Q. Zhang, S. Cao, Y. Liu [et. al] // Rare Metals. 2022. V. 41. №. 6. P. 1921–1932.
5. Preparation of multicomponent thin films by magnetron co-sputtering method: The Cu-Ti case study / B. Adamiak, A. Wiatrowski, J. Domaradzki [et.al] // Vacuum. 2019. V. 161. P. 419–428.
6. Influence of Cu-Ti thin film surface properties on antimicrobial activity and viability of living cells / D. Wojcieszak, D. Kaczmarek, A. Antosiak [et. al] // Materials Science and Engineering: C. 2015. Vol. 56. P. 48–56.
7. Wang Z. Q., Wang X. R. Microstructure and Flame-Retardant Properties of Ti-Cu Coating on Tc11

Prepared Via Electrosark Deposition // Material Engineering and Mechanical Engineering: Proceedings of Material Engineering and Mechanical Engineering (MEES2015). 2016. P. 1283–1291.

8. In-situ TIC-reinforced NI-based composite coatings fabricated by ultrasonic-assisted electrosark powder deposition / Zhao H., Gao Ch., Guo Ch. [et. al] // Journal of Asian Ceramic Societies. 2023. Vol. 11. № 1. P. 26–38.

9. Burkov A. A., Pyachin S. A. Formation of WC–Co coating by a novel technique of electrosark granules deposition // Materials & Design. 2015. Vol. 80. P. 109–115.

10. Формирование покрытий новым методом электроискрового осаждения из гранул алюминидатитана с модифицирующими добавками / С. А. Пячин, Т. Б. Ершова, А. А. Бурков [et. al] // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование. 2018. С. 237–240.

11. Durdu S., Usta M., Berkem A. S. Bioactive coatings on Ti6Al4V alloy formed by plasma electrolytic oxidation // Surface and Coatings Technology. 2016. V. 301. P. 85–93.

12. Stott F. H., Jordan M. P. The effects of load and substrate hardness on the development and maintenance of wear-protective layers during sliding at elevated temperatures // Wear. 2001. V. 250. №. 1-12. P. 391–400.

13. Wear and friction characteristics of a selected stainless steel / Wei M. X., Wang S. Q., Wang L. [et. al] // Tribology Transactions. 2011. V. 54. №. 6. P. 840–848.

14. Kaplan Y., İşitan A. Tribological behavior of borided Ti6Al4V alloy under simulated body fluid conditions // Acta Physica Polonica A. 2018. V.134. P. 271–274.

УДК 630.812

## **ВЛИЯНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ПУЧКОМ НА ПОВЕРХНОСТЬ ДРЕВЕСИНЫ**

**Г. Г. Волокитин, А. А. Клопотов, В. А. Черемных, Н. О. Рыбалов, К. А. Безухов**

Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск

E-mail: [vgg-tomsk@mail.ru](mailto:vgg-tomsk@mail.ru), [klopotovaa@tsuab.ru](mailto:klopotovaa@tsuab.ru)

*Представлены результаты определения влияния воздействия высокоэнтальпийным плазменным пучком на поверхность древесины сосны. Установлено, что термическое воздействие на поверхность древесины приводит к изменению ее цветовой гаммы. Наиболее интенсивно термическая обработка воздействует на ранние трахеиды, древесная структура становится более выразительной. Обработанные плазмой образцы разрушаются при одноосной деформации сжатием на 30 % выше, чем необработанные.*

Древесина обладает широким спектром применения. Особый спрос на изделия из древесины в области строительства, где данный материал используется в качестве конструкционного или отделочного. Высокая актуальность древесины в качестве строительного материала связана с физико-механическими свойствами древесины, простотой обработки и доступностью на рынке [1]. Учитывая растительное происхождение древесины, совершенствуются материалы и методы для обработки древесины с целью продления срока службы изделий. В качестве одного из экологичных способов обработки древесины предлагается использовать воздействие высокоэнтальпийным плазменным пучком на поверхность древесины с целью создания защитно-декоративного слоя на поверхности изделий [2, 3]. Известно, что термическое воздействие на древесные изделия приводит к изменению цветовой гаммы поверхности и образованию сажи [4]. Однако температура высокоэнтальпийного плазменного пучка кратно

выше, чем температура в камере термической модификации или температура во время горения древесины. Поэтому целью данной работы является определение влияния воздействия высокоэнтальпийным плазменным пучком на поверхность древесины сосны.

Воздействие плазменным пучком проводилось на сконструированном в ТГАСУ устройстве [5]. В качестве плазмообразующего газа использовался сжатый воздух. Использовали разные режимы обработки образцов из древесины (табл. 1). Мощность плазменного генератора варьировалась от 14.4 до 25.5 кВт. Сканирование поверхности образцов проводили со скоростью 0.05-0.1 м/с. Характеристики режимов обработки представлены в таблице.

Предела прочности при сжатии вдоль волокон проводили на испытательной машине INSTRON 3382 со скоростью 4 мм/мин перемещения нагружающей головки испытательной машины на образцах размером 20×20×30 мм по ГОСТ 16483.10-73 из сосны не обработанные и обработанные плазмой. Механические испытания на сжатие образцов проводилось. Скорость

Для анализа взаимодействия плазменного потока с поверхностью материала теоретически определено распределение температурных полей в плазменной труи при мощности плазменного генератора 25кВт (рис. 1). Видно, что градиент температурных полей в центральной части плазменной струи меняется в пределах от 4000 °С до 7000 °С (рис. 1). Таким образом, в зависимости от скорости сканирования можно получить на приповерхностном слое древесины очень высоких температуры. Это находит отражение на микрофотографиях срезов образцов, обработанных плазменным потоком, полученных в разных режимах (рис. 2).

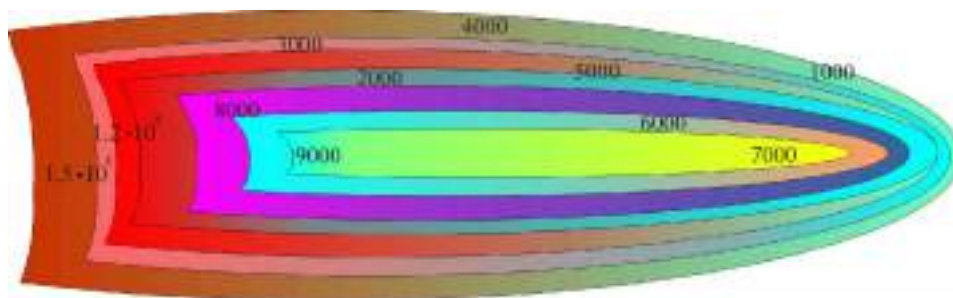


Рис. 1. Температурный градиент высокоэнтальпийного плазменного пучка при токе дуги 150 А [6]

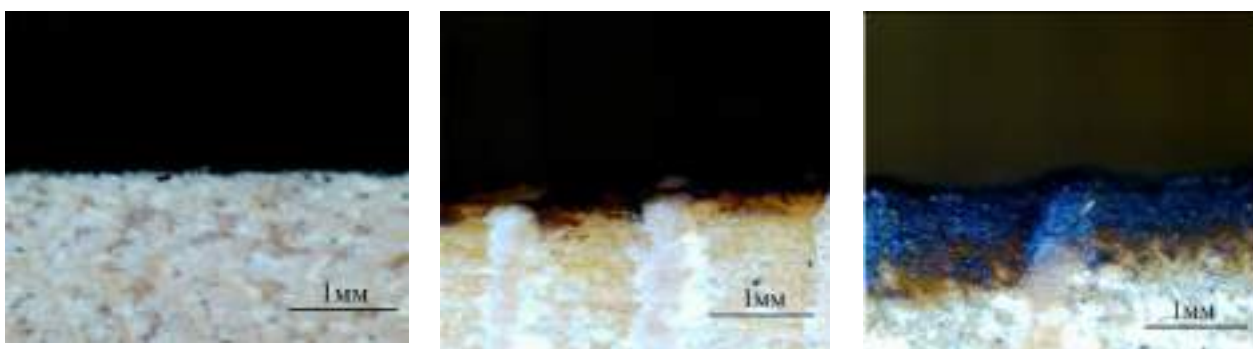
### Характеристики режимов обработки образцов из древесины

Номер режима	Мощность плазмотрона, кВт	Сила тока, А	Напряжение, В	Скорость сканирования поверхности, м/с	Характеристика поверхности	Цвет поверхности
1	14.4	120	120	0.1	Частичный недожог поверхности	Светло-коричневый
2	20.8	130	160	0.1	Равномерный обжиг, глубина 1 мм	Светло-коричневый
3	20.8	130	160	0.05	Равномерный обжиг, глубина 2 мм	Золотисто-коричневый
4	25.5	150	170	1.0	Пережог, сажа на поверхности	Черный

На рис. 2 представлены микрофотографии поперечных срезов образцов из древесины сосны. На представленных снимках образцов из древесины сосны после обработки, заметно изменение рельефа поверхности древесины относительно исходного образца (рис. 2, а). При обработке поверхности образца с использованием режима №1 видно, что изменение рельефа

менее выражено (рис. 2, б), чем при обработке режимом №7 (рис. 2, в). В местах расположения ранних трахеид образовались впадины, а в местах расположения поздних трахеид изменения рельефа не произошло (рис. 3). Такая реакция связана с тем, что плазменный поток более интенсивно воздействовал на ранние трахеиды, в первую очередь за счет их меньшей плотности [3]. Также на снимках, особенно в областях расположения ранних трахеид, заметно образование цветового градиента по глубине – от черного на поверхности к светло-желтому (или белому) в толще.

Это связано с распространением температурных полей по глубине древесины (рис. 4). Ширина градиентной зоны зависит от режима обработки древесины, при обработке режимом №1 ширина составляет 0.2 – 0.3 мм, при обработке древесины режимом № 4 ширина составляет 1.0 – 1.2 мм. Проведено исследование влияния обжига плазмой поверхности образцов из сосны на деформационные кривые при одноосном сжатии. На рис. 5 представлены деформационные кривые исходных образцов, обработанных газовой горелкой и обработанных плазмой. На приведенных графиках виден существенный разброс кривых.



а б в

Рис. 2. Микрофотографии поперечного среза образцов сосны:  
а – исходный, необработанный образец; б – образец, обработанный режимом № 1;  
в – образец, обработанный режимом № 4

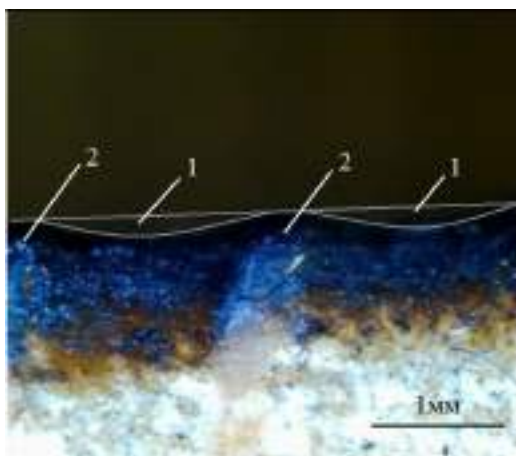


Рис. 3. Микрофотография поперечного среза образца из сосны, обработанного режимом №5: 1- впадины в зонах расположения ранних трахеид; 2 – выпуклости в зонах расположения поздних трахеид

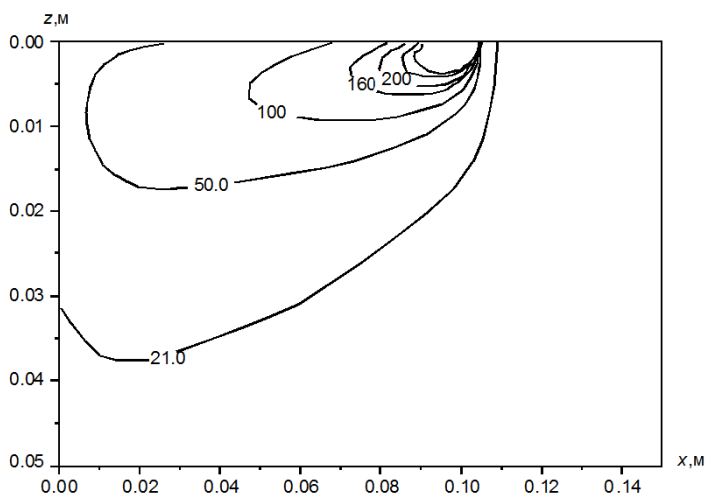


Рис. 4. Температурное поле в момент времени 0,5 с [7]

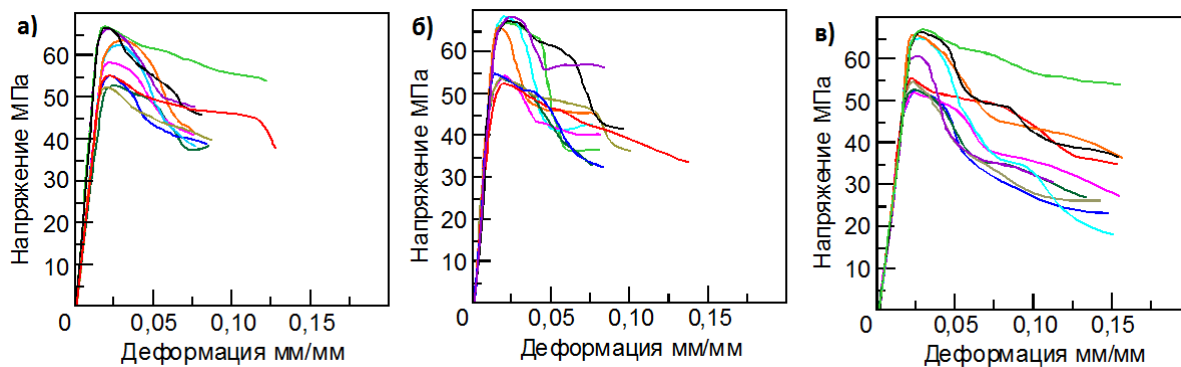


Рис. 5. Деформационные кривые в координатах «напряжение – деформация» образцов из сосны: а – необработанные образцы; б – обработанные газовой горелкой; в – обработанные плазмой

Анализ приведенных графиках позволил выявить следующую тенденцию: обработанные плазмой образцы разрушаются при более высоких значениях деформации, чем не обработанные образцы (рис. 5, а, в). Эта превышение составляет величину порядка 30%. Также видно, что образцы, обработанные газовой горелкой, разрушаются практически при тех же значениях, что и исходные образцы (рис. 5, а, б). Анализ деформационных кривых позволил выделить четыре типичных вида деформационных кривых. На этих деформационных можно выделить разное число деформационных стадий. Для всех деформационных кривых является общим наличие первых трех стадий: *I*, *II* и *III*. Особенностью этих деформационных кривых является наличие коротких первых двух стадий. На стадии *I* происходят упругая деформация, за которой следует очень короткая стадия пластической деформации – стадия *II*. Затем следует переход из стадии *II* в стадию *III*, который отражает начавшиеся процессы разрушения древесины. Поскольку по своей природе древесину можно отнести к композитам, то процессы, происходящие на стадии *III*, характеризуются поэтапным разрушением разных элементов композита [6, 7]. .

Модифицированная высокотемпературным воздействием при помощи плазмы поверхность древесины начинает заметно влиять на деформационные процессы уже на заключительных стадиях деформации. Это хорошо проявляется на деформационных кривых в появлении протяженных *III*, *IV* и *V* стадий (рис. 5, в, рис. 6 в, г).

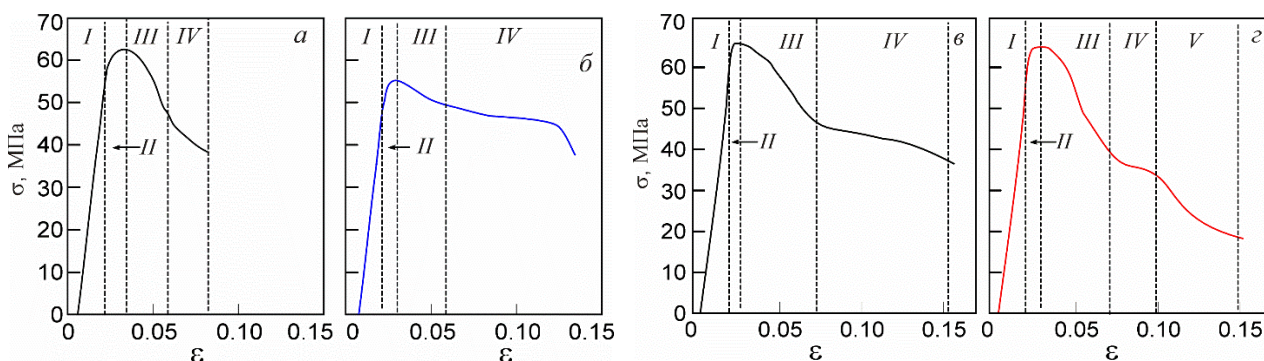


Рис. 6. Типичные деформационные кривые в координатах « $\sigma$ – $\epsilon$ » образцов из сосны: а, б – необработанные образцы; в, г – обработанные плазмой образцы.

*I*, *II*, *III*, *IV*, *V*, *VI* – стадии деформации

Таким образом, можно констатировать, что образцы из древесины, обработанные плазмой при одноосной деформации сжатием разрушаются при более высоких значениях деформации



и на деформационных кривых это явление отражается в появлении дополнительных протяженных IV и V стадий предразрушения.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FEMN-2023-0003).*

#### Список источников

1. Скоблов Д. А. Применение древесины в современном, строительстве. М. : Госстройиздат, 1962. 200 с.
2. Перспективы использования плазменных технологий в области создания и обработки строительных материалов / В. А. Черемных, Г. Г. Волокитин, А. А. Клопотов [и др.] // Известия высших учебных заведений. Строительство. 2022. № 8(764). С. 65–72.
3. Определение влияния различных видов термической обработки на механические свойства древесины сосны с учетом их себестоимости / Г. Г. Волокитин, М. В. Устинова, В. А. Черемных // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. 2024. Т. 26, № 3. С. 210–218.
4. Уголев Б. Н. Древесиноведение и лесное товароведение. М. : ГОУ ВПО МГУЛ, 2007. 351с.
5. Патент на полезную модель № 212821 U1 Российская Федерация, МПК В27К 5/00. Устройство для обработки поверхности изделий из древесины низкотемпературными потоками плазмы : № 2021139632 : заявл. 29.12.2021 : опубл. 10.08.2022 / Г. Г. Волокитин, В. В. Шеховцов, К. А. Безухов [и др.]
6. Фролов В. Я., Юшин Б. А., Чуркин И. С. Плазменная технология нанесения декоративных покрытий // Металлообработка. 2009. № 1. С. 20–23.
7. Распределение температурных полей при плазменной обработке поверхности древесины / Г. Г. Волокитин, О. Г. Волокитин, В. В. Шеховцов [и др.] // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. 2013. № 3 (40). С. 220–227.

УДК 537.533.3

### ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ОЦЕНКА ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНОЙ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ 0,1–6,2 эВ

Н. Г. Галкин<sup>1</sup>, Д. Т. Ян<sup>2</sup>, К. Н. Галкин<sup>1</sup>, А. М. Маслов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток

<sup>2</sup> Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

E-mail: [dmitry\\_yan@mail.ru](mailto:dmitry_yan@mail.ru)

*Проведено исследование оптических свойств слоев пористого кремния, полученного на кристаллическом кремнии р-типа (100) методом анодного травления. Из оптических спектров пропускания и отражения проведена оценка основных оптических характеристик пористого кремния и ширины запрещенной зоны в зависимости от его толщины.*

#### Введение

Пористый кремний (ПК) является предметом повышенного научного интереса с 1990 года [1] в связи с открытием в этом материале явления видимой фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре.

---

© Галкин Н. Г., Ян Д. Т., Галкин К. Н., Маслов А. М., 2024

В отличие от большого количества работ, посвященных исследованию фото- и электролюминесцентных свойств ПК, его собственные физические характеристики за последние 20 лет систематически не изучались. Так, например, отсутствует классификация оптических свойств ПК в зависимости от величины пористости: микропористого, мезопористого и макропористого (согласно Международной номенклатуре ИЮПАК).

Среди собственных физических характеристик полупроводника величина запрещенной зоны имеет особое значение, так как определяет его оптические и электрические свойства, устанавливает место среди других материалов. Запрещенная зона пористого кремния (ПК), который получают в процессе анодного травления монокристаллического кремния, имеет важную особенность. Известно, что монокристаллический кремний (с-Si) имеет ширину запрещенной зоны 1,1 эВ и характеризуется непрямым межзонным переходом. Поэтому для этого материала вероятность излучательной рекомбинации является очень низкой. Пористый кремний, представляющий собой массив наноразмерных кристаллитов, имеет электронную структуру, существенно отличающуюся от объемного кремния. В соответствии с моделью квантового ограничения (конфайнмента) [1], уменьшение размеров кристаллитов до единиц нанометров сопровождается ростом значения ширины запрещенной зоны и изменением характера перехода, который становится прямым.

Однако, к настоящему времени нет единого подхода для оценки запрещенной зоны в пористом кремнии и существуют различия в значениях этой величины. Так, в работе [2] при исследовании оптических свойств пористого кремния, полученного на высоколегированных подложках (0,011 Ом·см) предложена оценка ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) в диапазоне 2,5-3,4 эВ, при этом не был сделан однозначный вывод о характере перехода. В работе [3] изучались фотолюминесцентные свойства кремниевых кристаллитов нанометрового размера, которые были получены в процессе лазерного расщепления силана ( $\text{SiH}_4$ ). В результате исследования для поверхностно-окисленных кристаллитов Si диаметром 3,7 нм был сделан вывод о том, что ширина запрещенной зоны с-Si до окисления составляет около 2,4 эВ, а полностью окисленного кристаллита Si около 1,7 эВ. В работе [4] в результате проведенных оптических исследований пришли к выводу, что слой ПК не является самостоятельным материалом, а рассматривается как часть монокристаллического кремния (с-Si), содержащего пустоты. Для объяснения явления видимой ФЛ в пористом кремнии он поддерживал модель квантового ограничения и оценивал величину прямого перехода в пределах 1,5-2,5 эВ. Автор работы [5] проводил фотоэлектрические измерения для образцов ПК, полученных анодированием слабо легированного монокристаллического кремния р-типа и сделал вывод о том, что видимая фотолюминесценция в пористом кремнии не может быть объяснена с точки зрения модели на основе квантового ограничения (конфайнмента), а происходит в соответствии с моделью на основе поверхностных состояний. Согласно его расчетам, величина межзонного перехода в ПК составляет  $1,80 \pm 0,02$  эВ.

Таким образом, к настоящему времени существуют противоположные точки зрения о причинах видимой фотолюминесценции в пористом кремнии, а также есть различия в оценке значений запрещенной зоны и характера перехода в этом материале.

Целью представленного исследования является определение оптических характеристик мезопористого кремния в диапазоне энергий 0,1-6,2 эВ, а также оценка ширины запрещенной зоны для пористого кремния и установление характера межзонного перехода.

### **Эксперимент**

Слои мезопористого кремния с толщинами от 0,5 мкм до 5,5 мкм были получены методом анодного травления на пластинах монокристаллического кремния (Si(100)) р-типа проводимости, легированного бором с удельным сопротивлением 10 Ом·см в электролите фтористоводородная кислота – этиловый спирт при соотношении реагентов 1:1.

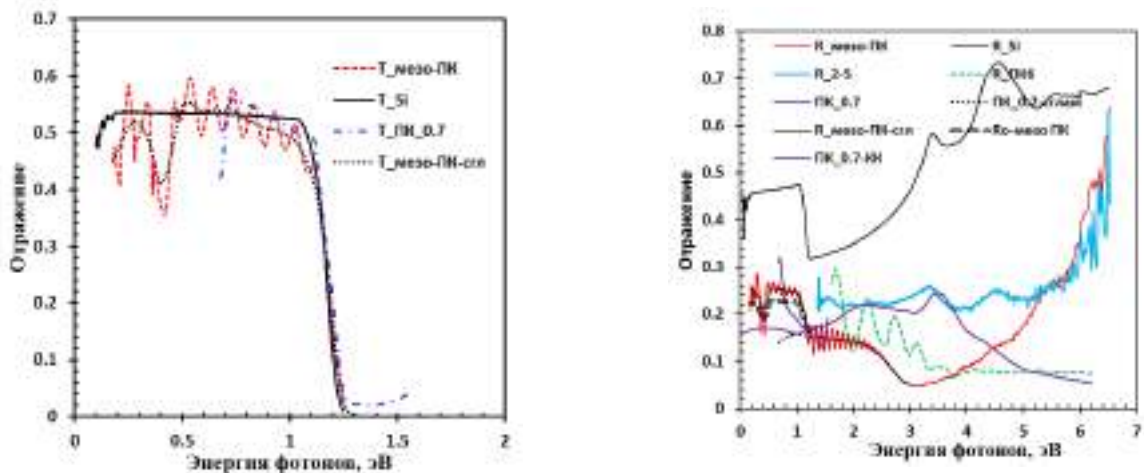


Рис. 1. Спектры ИК-пропускания (а) и отражения образцов монокристаллического (R\_Si) и мезопористого кремния (мезо-ПК) толщиной 5,5 мкм (б) в диапазоне энергий 0,1–1,25 эВ и 0,1–6,2 эВ. В укороченном диапазоне энергий фотонов (1,4–6,2 эВ) зарегистрированы спектр пропускания ПК-0,7 (0,7 мкм) (а) и спектры отражения (б) от тонких слоев мезо-ПК (образцы 2-5 (0,5 мкм), ПК-0,7 (0,7 мкм) и ПК6 (1,9 мкм)) и R<sub>01</sub>\_ПК\_0,7

Анодное травление проводилось во фторопластовой ячейке при плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup>, продолжительность составила от 1 до 12 минут. Необходимо отметить, что при данном режиме анодного травления образуются слои мезопористого кремния (с размером кристаллитов 10-50 нм). В результате анодирования были получены образцы слои мезо-ПК со значениями толщины слоев от 0,8 до 2,15 мкм (таблица). Один образец подвергли анодированию в течение 20 минут, что позволило получить пленку пористого кремния с большей толщиной. Пористость слоев ПК не превышала 55%.

#### Параметры слоев пористого кремния и энергии зоны их сильного поглощения

Образец	Продолжительность травления, мин	Толщина слоя мезо-ПК, мкм	Энергии зоны сильного поглощения, эВ
ПК1	1	0,8	5,1–5,27
ПК2	2	1,21	4,09–4,27
ПК4	4	1,52	3,72–4,05
ПК6	6	1,9	3,53–3,72
ПК8	8	2,07	3,35–3,51
ПК12	12	2,15	3,21–3,35

Пластины кремния имели двухстороннюю полировку для возможности регистрации, как спектров отражения (0,1 – 6,2 эВ), так и спектров пропускания (0,1 – 1,1 эВ). Спектры отражения части образцов регистрировались с использованием интегрирующей сферы, что позволяло записывать полный спектр отражения и минимизировать безвозвратные потери при малых длинах волн.

В спектре пропускания (Т) структуры «мезо-ПК–кремний» с толщиной 5,5 мкм (рис.1, а) можно выделить два участка. Первый участок располагается в диапазоне энергий 0,1–1,06 эВ. Этому участку соответствуют прозрачность кремниевой подложки и почти полная прозрачность слоя мезо-ПК, поскольку здесь наблюдаются интерференционные особенности в слое мезо-ПК с изменяющимся наклоном до энергии 0,5 эВ, а далее наклон нивелируется, что означает пол-

ную прозрачность слоя мезо-ПК. На втором участке при значениях энергии выше 1,06 эВ пропускание структуры «мезо-ПК–кремний» имеет резкий спад, соответствующий фундаментальному поглощению в кристаллическом кремнии. При увеличении энергии до 1,25 эВ пропускание стремится к нулю, что соответствует полному поглощению излучения в кристаллическом кремнии. В спектре пропускания для образца мезо-ПК толщиной 0,7 мкм (образец ПК-0.7) (рис.1,а), зарегистрированном в диапазоне энергий фотонов 0,68–1,53 эВ, не наблюдаются интерференционные пики в из-за малой толщины слоя мезо-ПК.

В спектре отражения (R) структуры «ПК – кремний» со слоем ПК толщиной 5,5 мкм (рис.1, б) с величины энергии 2,8 эВ просматриваются интерференция с уменьшающейся с энергией фотонов интенсивностью интерференционных пиков, что соответствует также уменьшению прозрачности слоя ПК при отражении света от непрозрачной кремниевой подложки.

Расчеты с использованием интерференционных пиков в спектре отражения в области прозрачности слоя пористого кремния [6]:

$$2nd \left( \frac{1}{\lambda_r} - \frac{1}{\lambda_{r+1}} \right) = 0 \quad (1)$$

позволили определить среднюю толщину слоя мезо-ПК – около 5,5 мкм. При энергиях фотонов ниже 0,5 эВ амплитуда интерференционных пиков в спектре отражения выходит на насыщение, что соответствует полной прозрачности слоя мезо-ПК и согласуется с данными спектра пропускания (рис. 3.1, а) в этой области. Основной особенностью в спектр отражения является резкий минимум при 3,0 эВ, ниже которого отсутствуют интерференционные особенности, что соответствует началу области сильного собственного поглощения в мезо-ПК. При уменьшении толщины слоя мезо-ПК (образцы 2\_5 (0,5 мкм) и ПК\_0.7 (0,7 мкм) на спектрах отражения (рис. 1, б) возрастает отражение, появляются слабые интерференционные пики ниже 2,5 эВ и пики при 3,35 и 4,5 эВ, которые видны от монокристаллической кремниевой подложки из-за неполного поглощения света в слое ПК. Падение отражения при энергиях выше 4 эВ для образца ПК\_0,7 (рис. 1, б) связано с сильным рассеянием на шероховатостях поверхности ПК за счет регистрации зеркального спектра отражения без интегрирующей сферы на спектрофотометре SPECORD UV-VIS (регистрация только зеркального отражения). Для образца ПК\_0.7 (рис. 1, б) пик при энергии фотонов около 2,3 эВ предположительно связан с межзонным переходом в тонком слое мезо-ПК, что наблюдалось ранее в работе [2]. Остальные образцы (мезо-ПК, #2-5, ПК6) в области ближнего ИК, видимого и ультрафиолетового света регистрировались с интегрирующей сферой на спектрофотометре Hitachi U-3010 (200-900 нм). Для образца ПК6 с толщиной слоя ПК равной 1,9 мкм появляются интерференционные особенности и вклад кремниевой подложки уже не виден. При этом минимальное отражение достигается при 3,8 эВ. Отсутствие дополнительных пиков в спектрах отражения при энергиях фотонов выше 3 эВ для рассмотренных толщин слоев мезо-ПК доказывает, что в его электронной структуре нет участков с плоскими зонами, обеспечивающими высокую вероятность межзонных переходов. При этом наблюдаемые пики 3,35 и 4,5 эВ, которые были ранее зарегистрированы в образцах ПК [4] связаны не с пористым кремнием, а с кремнием за счет малой толщины ПК и его частичной прозрачностью при данной энергии фотонов, что приводит к выходу пучка, отраженного от поверхности монокристаллической кремниевой подложки. Оценки значения бездисперсионного коэффициента преломления ( $n_0$ ), проведенные по формуле (1) для образцов ПК с толщиной по данным поперечных срезов в методе растровой электронной микроскопии и интерференцией в спектрах отражения (рис. 1, б) показали, его величина находится в пределах  $n_0 = 2,09 - 2,42$  и с пористостью 54-56%.

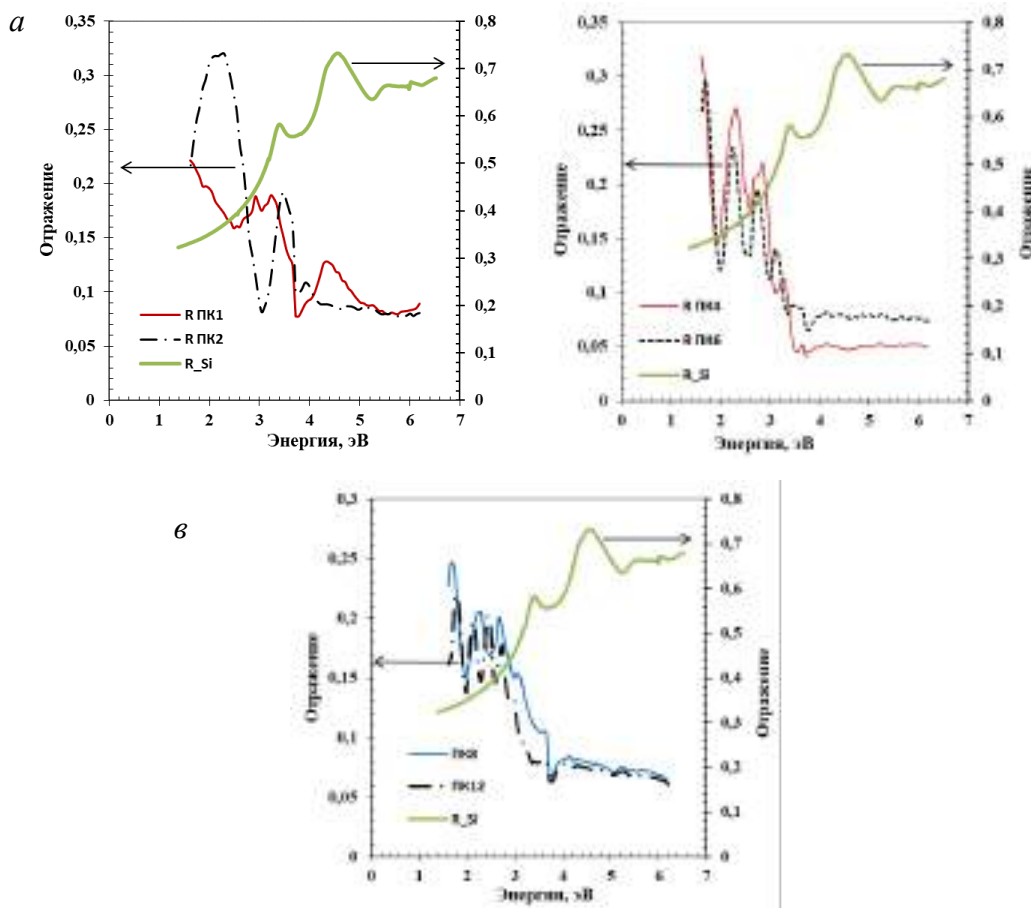


Рис. 2. Спектры отражения слоев ПК в диапазоне 1,6–6,2 с различной продолжительностью анодного травления: а – ПК1–ПК2; б – ПК4–ПК6; в – ПК8–ПК12 и монокристаллического кремния (R\_Si). Номера образцов соответствуют времени анодного травления, мин (таблица)

Как видно из спектров (рис. 2), при увеличении толщины слоев мезо-ПК коэффициент отражения уменьшается с ростом толщины слоя ПК в области прозрачности пористого кремния (1,6–3,5 эВ). Из приведенных спектров необходимо также отметить важную особенность: с ростом толщины слоя мезо-ПК край сильного поглощения структуры пористого кремния проявляет смещение в область меньших энергий (таблица). На основании представленных данных можно сделать вывод о том, что область сильного поглощения мезо-ПК смещается от 4,05 эВ до 3,2 эВ с ростом толщины слоя ПК от 1,2 мкм до 2,15 мкм.

### Обсуждение результатов

При анализе оптических функций пористого кремния необходимо отметить и учитывать одно осложнение, которое при длинах волн меньше размеров каналов в структуре мезо-ПК связано с многократными внутренними отражениями падающего пучка света между созданными наноструктурными столбиками в слое мезо-ПК до его выхода и попадания в отраженный пучок. Это приводит к снижению отражения и искусственному занижению эффективной плотности состояний в слое мезо-ПК, которое сложно определить аналитически и которое возрастает с его толщиной. Необходимо также учитывать, что данные об отражении выше 4,0 эВ при регистрации в режиме интегрирующей сферы несколько искажены за счет вклада в отражение при этих и больших энергиях сигнала фотолюминесценции (ФЛ). Последнее связано с особенностью регистрации спектра отражения: на образец падает монохроматический свет,

который возбуждает ФЛ в слое ПК, который при данной длине волны регистрируется просто как отраженный от интегрирующей сферы свет.

Для вычисления оптических функций слоя мезо-ПК в области прозрачности кремниевой подложки была использована двухслойная модель [7]. Основные оптические функции монокристаллического кремния были вычислены из экспериментальных данных для подложки Si(100) КДБ-10 с учетом наступления их прозрачности ниже 1, 2 эВ (рис. 1), а также сопоставлены с данными из литературы [8]. Используя двухслойную модель и данные спектров поглощения и отражения для системы «мезо-ПК – кремний», был восстановлен спектр отражения ( $R_{01}$ ) от верхней границы пористого кремния (эквивалент объемного отражения мезо-ПК). Поскольку на спектрах отражения и пропускания для слоев мезо-ПК наблюдались интерференционные особенности (рис. 1, а, б), а в рамках используемой модели [7] они не учитывались, то для расчетов было использовано сглаживание спектров. Процедура сглаживания была выполнена с учетом прозрачности слоев мезо-ПК в диапазоне энергий 3.0 эВ. На основе данного метода из спектра пропускания и скорректированного спектра отражения структуры «мезо-ПК – кремний» и данных для подложки (рис. 1, а, б) были рассчитаны спектры: коэффициента показателя преломления ( $n$ ) и коэффициента экстинкции ( $k$ ) (рис. 3, а, б) для образцов ПК\_0.7 и мезо-ПК. Значения коэффициента отражения от слоя мезо-ПК ( $R_{01}$ ) были в дальнейшем использованы для расчета оптических функций мезопористого кремния методом Крамерса–Кронига в диапазоне энергий 0,1–6,2 эВ. Величина сглаженного коэффициента отражения для образца ПК\_0.7 в диапазоне энергий 0,1–1,2 эВ сохраняется практически постоянной и равной 0,16 (ПК\_0.7-сгл, рис. 1, б). При увеличении энергии фотонов от 1,2 до 3,45 эВ коэффициент отражения плавно растет и демонстрирует два максимума при 2,2 и 3,45 эВ, а затем резко падает (3,5–6,2 эВ), что связано с потерями при регистрации зеркального отражения (на установке SPECORD UV-VIS без интегрирующей сферы). Для образца с толщиной слоя ПК в 5.5 мкм (мезо-ПК, рис.1, б) при расчетах по RT-процедуре не удалось полностью компенсировать многократное отражение в подложке энергиях фотонов ниже 1.2 эВ, поэтому полученную величину  $R_{01}$  использовали далее при расчетах по методу Крамерса-Кронига (КК), но данные по  $n$  и  $k$  ограничивали снизу (рис. 3).

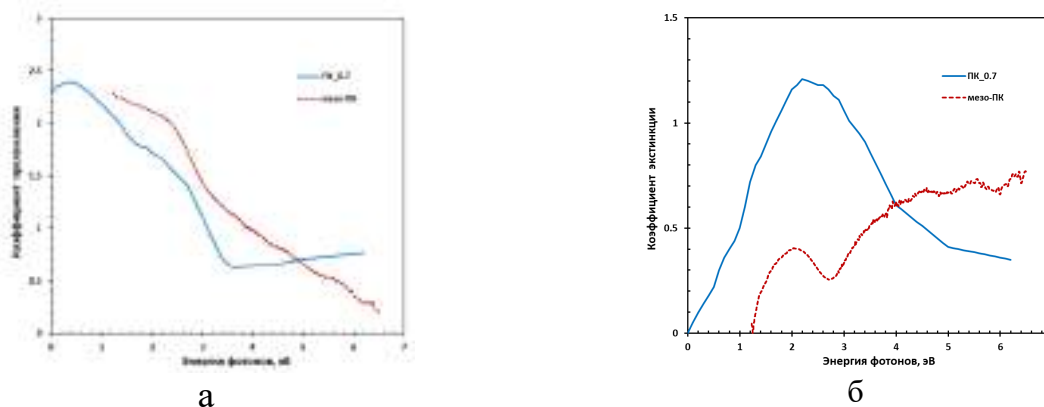


Рис. 3. Зависимости коэффициента преломления ( $n$ ) (а) и коэффициента экстинкции ( $k$ ) (б) слоев ПК в диапазоне энергий 0,1–6,2 эВ для образца ПК\_0.7 (толщина 0.7 мкм) и мезо-ПК (толщина 5. 5 мкм)

Зависимости показателя преломления мезо-ПК от энергии фотонов, рассчитанный по методу КК с использованием эквивалента объемного отражения мезо-ПК, вычисленного из RT-процедуры для образцов ПК\_0.7 и мезо-ПК, представлены на рис. 3, а. Для образца с минимальной толщиной (0.7 мкм) расчеты по КК-процедуре коэффициент преломления достигает максимума  $n = 2,37$  при 0,2 эВ (рис.3, а), перегиба с промежуточным максимумом  $n = 1,65$  при 2,2 эВ, а затем уменьшается и достигает минимума  $n = 0,66$  при энергии 3,5 эВ. При увеличении

энергии до 6,2 эВ коэффициент преломления слабо растет, проявляя тенденцию к насыщению, и достигает величину 0,76 при энергии, равной 6,2 эВ. Зависимость коэффициента экстинкции тонкого слоя ПК (образец ПК\_0.7) в диапазоне энергий 0,34–2,2 эВ (рис. 3, б) проявляет рост и выходит на максимум ( $k=1,21$ ), а затем уменьшается до 5.0 эВ и выходит на насыщение. Для коэффициента экстинкции (рис. 3, б) наблюдается сдвиг максимума в сторону больших энергий (2,2 эВ).

В образце с более толстым слоем пористого кремния (мезо-ПК) коэффициент преломления уменьшается с увеличением энергии фотонов (рис. 3, а) с небольшим перегибом (максимумом  $n = 2,0$ ) около 2.2 эВ, а после 3 эВ постепенно уменьшается до значения  $n = 0,3$  при 6,5 эВ. В спектре коэффициента экстинкции ( $k$ ) после 1.2 эВ наблюдается рост и достижения максимума  $n=1.97$  при 0.4 эВ (рис. 3, б) с последующим спадом и минимумом  $n= 0,27$  при 2,63 эВ. С увеличением энергии фотонов наблюдается дальнейший рост значений  $k$  и их насыщение выше 5 эВ. На рис. 4 показана спектральная зависимость величины  $(n^2-1)^{-1}$  от  $\lambda^{-2}$  (образцы ПК\_0.7 и мезо-ПК (толщина 5,5 мкм))

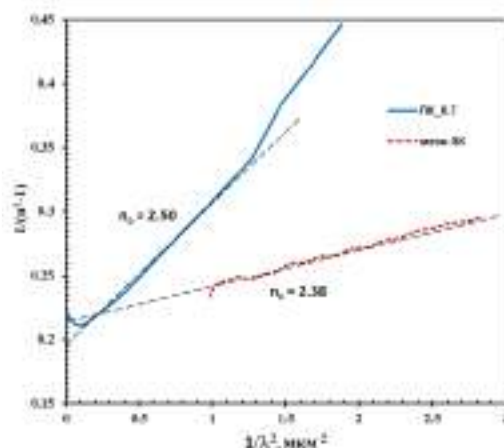


Рис. 4. Спектральная зависимость величины  $(n^2-1)^{-1}$  от  $\lambda^{-2}$  (образцы ПК\_0.7 и мезо-ПК (толщина 5,5 мкм)). Пунктирными линиями показаны линейные аппроксимация зависимости для расчета бездисперсионного коэффициента преломления пористого кремния

Кристаллические полупроводники часто характеризуются величиной бездисперсионного коэффициента преломления ( $n_0$ ) или величиной  $(n_0)^2$ , которая, как известно, является величиной высокочастотной диэлектрической постоянной  $\epsilon_\infty$  [9]. По данным литературы для пористого кремния вместо величины ( $n_0$ ) обычно используется величина коэффициента преломления для кристаллического кремния с учетом пористости структуры ПК, которая называется эффективным показателем преломления [10]. Либо эта величина ( $n_0$ ) оценивается из интерференционных особенностей в спектрах отражения при известной толщине слоя ПК и усредняется для разных пар пиков в спектре отражения [11].

Для определения величины бездисперсионного коэффициента преломления мезо-ПК ( $n_0$ ) была использована теория классической дисперсии, которая связывает зависимость показателя преломления ( $n$ ) от длины волны ( $\lambda$ ) падающего излучения [9], и данные спектра коэффициента преломления в диапазоне энергий 0,68–1,24 эВ (рис. 3, а) для образца ПК\_0.7 и в диапазоне 1,2 – 2,1 эВ для образца мезо-ПК. Зависимость  $1/(n^2-1)$  от  $\lambda^{-2}$  [9] для обоих образцов представлена на рис. 4 (где  $\lambda$  – длина волны падающего излучения в мкм). Экстраполяция линейной части зависимости  $1/(n^2-1)$  к величине  $\lambda^{-2} = 0$  в соответствии с моделью Друде для диэлектрической функции [12, 13] позволила вычислить для образца ПК\_0.7 величину бездисперсионного коэффициента преломления  $n_0 = 2,50 \pm 0,01$  и величину  $n_0 = 2,38 \pm 0,01$ . Значение высокочастотной диэлектрической проницаемости для слоя ПК\_0.7 может быть оценено величиной  $\epsilon_\infty = n_0^2 = 6,25$ , а для образца мезо-ПК – величиной  $\epsilon_\infty = n_0^2 = 5,66$ .

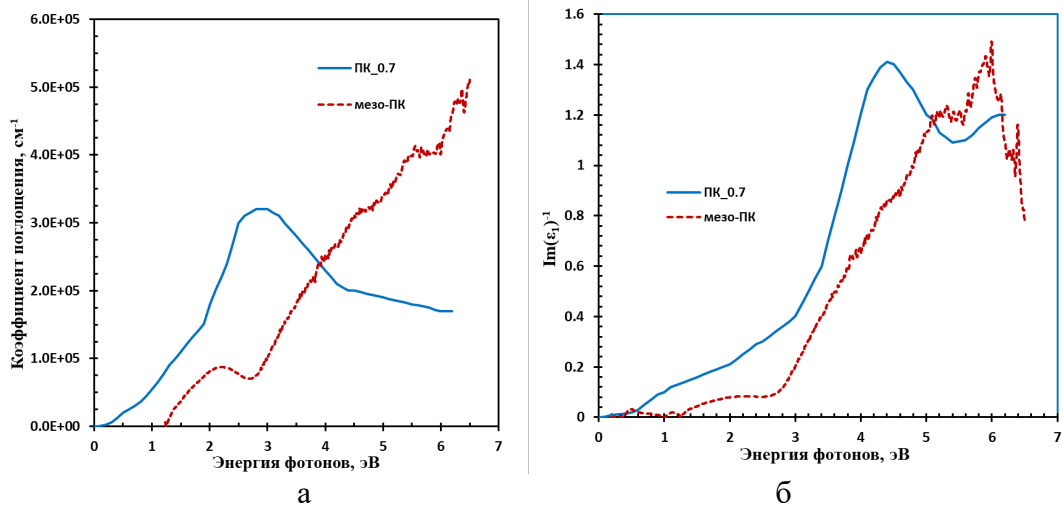


Рис. 5. Спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и функции потерь энергии электронов (б) для слоя ПК в образце ПК\_0.7 и мезо-ПК

На рис. 5, а приведены энергетические зависимости коэффициента поглощения, рассчитанные для диапазонов энергии 0,1–6,2 эВ для образцов ПК\_0.7 и мезо-ПК. Видно, что коэффициент поглощения для образца ПК\_0.7 с ростом энергии немонотонно возрастает и достигает максимума  $3,2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  при 2,8 эВ. Затем величина коэффициента поглощения значительно уменьшается до значения  $2,05 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  при энергии 4,3 эВ и далее практически насыщается. В образце мезо-ПК значения коэффициента поглощения меньше (рис. 5, а). При 2,23 эВ достигается промежуточный максимум  $8,74 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , а далее после небольшого спада происходит увеличение коэффициента поглощения до значения  $5,0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  при 6,46 эВ. Максимальное значение коэффициента поглощения, обнаруженное в образце ПК\_0.7, существенно меньше, чем в кристаллическом кремнии  $(3-5) \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  [9], что соответствует пониженной плотности состояний в энергетической структуре мезо-ПК в обоих образцах.

Функция потерь энергии  $\text{Im}(\epsilon_1)^{-1}$  (рис. 5, б) дает дополнительную информацию о распределении потерь энергии заряженными носителями [12]. В тонких слоях мезо-ПК эти потери энергии определяются заряженными носителями и относятся к носителям заряда – дыркам. Наблюдается почти линейный рост энергетической потерь в диапазоне энергий от нуля до 1,9 эВ для образца ПК\_0.7. Начиная с энергии 2 эВ, линейный характер зависимости сохраняется, при этом увеличивается угол ее наклона. В диапазоне энергий 3,3–4,3 эВ величина потерь энергии, проявляет рост, близкий к экспоненциальному, достигает максимума при 4,3 эВ. Максимум потерь энергии соответствует максимуму потерь энергии дырками в слое ПК. Затем величина потерь уменьшается незначительно и слабо растет до 6,2 эВ. В образце мезо-ПК функция потерь энергии (рис. 5, б) начинает слабо расти с энергии 1,2 эВ и достигает слабого максимума при 2,0 эВ и плато до 2,5 эВ. При дальнейшем увеличении энергии фотонов функция потерь растет квазилинейно и достигает максимума при 5,99 эВ с последующим слабым уменьшением до 6,5 эВ. Такой характер потерь энергии дырками в обоих слоях мезо-ПК соответствует сложной структуре плотности состояний в зоне проводимости мезо-ПК.

### Оценка значений межзонных переходов в мезопористом кремнии

Для классических полупроводников известно [9], что в условиях сохранения квадрата модуля матричного элемента переходов и параболичности дисперсии энергетических зон произведение оптической проводимости ( $\sigma_{\text{опт}}$ ) на частоту ( $\omega$ ) пропорционально функции плотности состояний  $G(\omega)$  в энергетических зонах:

$$\sigma_{\text{опт}}(\omega) \omega = 2 n_1 k_1 \epsilon_0 \omega^2 = \epsilon_2 \epsilon_0 \omega^2 \sim G(\omega). \quad (2)$$



Используем данный метод оценки для расчета плотности состояний в мезо-ПК, предполагая, что параболичность энергетических зон в нем сохраняется в очень грубом приближении. Такая спектральная зависимость представлена на рис. 6.

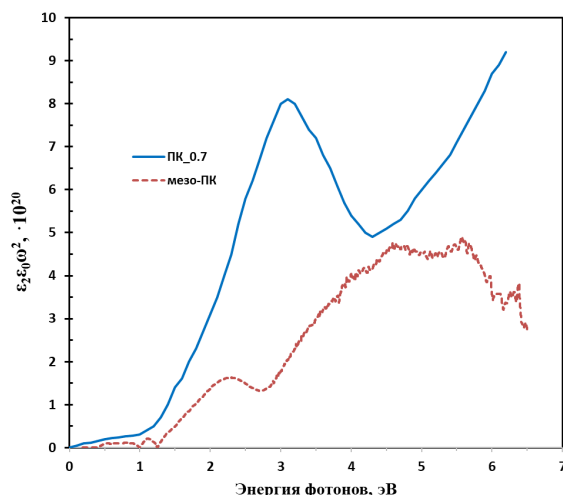
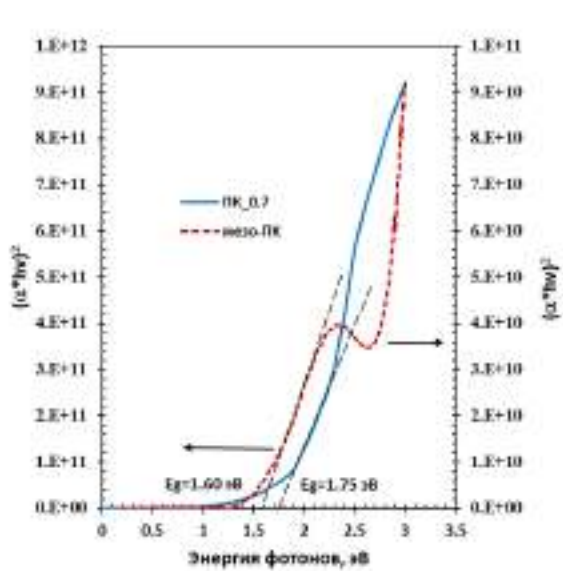


Рис. 6. Спектральная зависимость плотности состояний (произведения мнимой части диэлектрической проницаемости и квадрата циклической частоты) для слоев мезо-ПК различной толщины (образцы ПК\_07 и мезо-ПК)

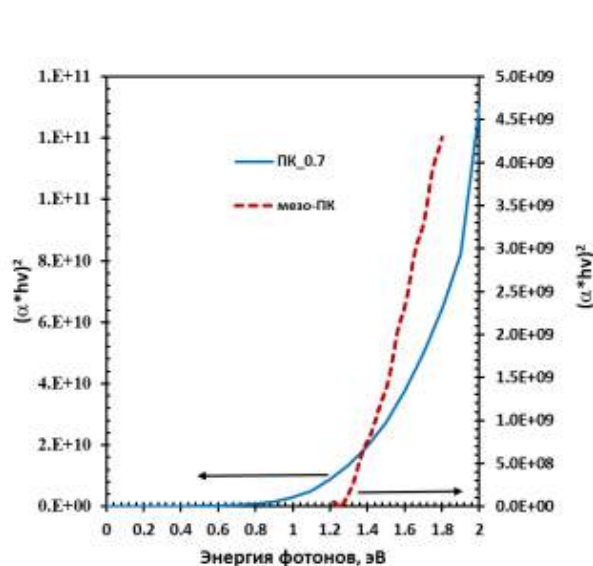
Рассчитанная зависимость имеет вид, аналогичный зависимости функции коэффициента поглощения (см. рис. 5, а) с близкими по энергии фотонов максимумами плотности состояний. В диапазоне энергий (0,1–1,21 эВ) величина плотности состояний растет слабо для образцов ПК\_0.7 и мезо-ПК. После 1,2 эВ обнаруживается почти линейный рост, но максимумы в образцах достигаются при разных энергиях: и достигает максимума при 3,1 эВ и 2,2 эВ, соответственно, что соответствует максимуму поглощения в слоях мезо-ПК обеих толщин (рис. 5, а). При энергии более 3,3 эВ величина плотности состояний снижается вплоть до 4,3 эВ, а затем растет с увеличением энергии фотонов для образца ПК\_0.7. Для образца мезо-ПК наблюдается второй максимум приблизительно при 4,7–5,7 эВ, что может быть связано с вкладом в коэффициент поглощения и плотность состояний дополнительных переходов в слое ПК из-за вклада сигнала ФЛ в спектр отражения (рис. 1, б).

Характер спектральных зависимостей коэффициента поглощения (рис. 5, а), потерь энергии (рис. 5, б) и плотности состояний (рис.6) в мезо-ПК показывает, что при малых энергиях фотонов плотность состояний и вероятность межзонных переходов малы, а сильное поглощение в этой структуре происходит при энергиях, превышающих 2,0 эВ. Наличие области слабого поглощения соответствует как присутствию некоторого количества кристаллитов повышенных размеров в структуре слоя мезо-ПК (по теории квантового ограничения [1, 4]), так и наличию внутризонных переходов в кристаллитах различных размеров, связанных с дефектами на границе с окислом и внутри кристаллита [14].

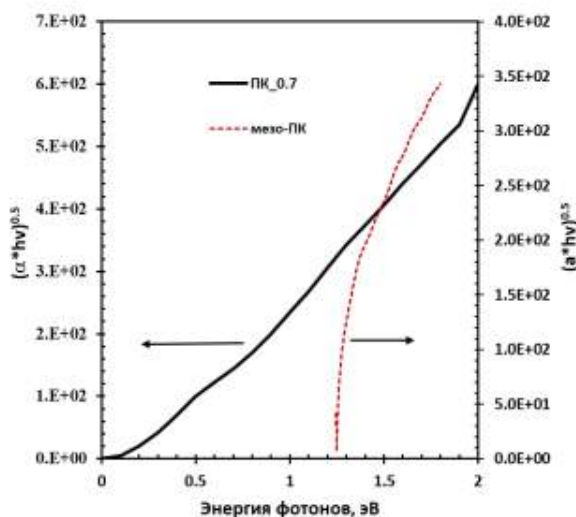
Существование межзонных переходов и их природа в мезо-ПК могут быть оценены из характера поведения зависимостей  $(\alpha \times hv)^2$  и  $(\alpha \times hv)^{1/2}$  от энергии фотонов [2]. При этом мы предполагаем, что мезо-ПК имеет некоторую эффективную ширину запрещенной зоны, определяемую распределением столбов по размерам. Прямому межзональному переходу в полупроводнике с параболическим законом дисперсии энергетических зон соответствует линейный участок зависимости  $(\alpha \times hv)^2$  от энергии фотонов [2].



а



б



в

Рис. 7. Спектральная зависимость квадрата произведения коэффициента поглощения на энергию фотонов  $(\alpha \times hv)^2$  – для слоя ПК\_0.7 и мезо-ПК (5.5 мкм) в диапазонах энергий фотонов: 0 – 3.0 эВ (а), 0.5 – 2.0 эВ и зависимости  $(\alpha \times hv)^{0.5}$  в диапазоне энергий фотонов 0 – 2.0 эВ (в)

Спектральные зависимости квадратов произведения коэффициентов поглощения слоя ПК на энергию фотонов представлены для образцов ПК\_0.7 и мезо-ПК на рис. 7. Коэффициенты поглощения были определены из спектров коэффициента поглощения (рис. 5, а) слоя мезо-ПК (образец ПК\_0.7 с толщиной 0.7 мкм) в диапазоне энергий фотонов 1.2–6,2 эВ. Зависимости  $(\alpha \times hv)^2$  и  $(\alpha \times hv)^{0.5}$  от энергии фотонов [2], приведенные на рис.7 для рассмотренного диапазона, имеют два основной прямолинейных участка, которые указывают на наличие прямого межзонного перехода с величинами 1,75 эВ (ПК\_0.7) и 1,60 эВ (мезо-ПК). При энергиях менее 1,75 и 1,60 эВ, соответственно, не наблюдаются линейные участки, что соответствует отсутствию как прямых, так и непрямых межзонных переходов [2]. Сохранение коэффициента поглощения ниже 1,60 – 1,75 эВ может быть связано с распределением нанокристаллов в мезо-ПК разной толщины и пористости по размерам. Для больших НК ширина межзонного перехода будет снижаться. Также возможен вклад поглощения на дефектах. Таким образом, можно сделать

вывод о том, что в исследованных слоях мезо-ПК, в отличие от кристаллического кремния, происходит уширение запрещенной зоны и изменение типа фундаментального межзонного перехода. Полученные значения ширины запрещенной зоны мезопористого кремния согласуются с данными для пористого кремния ( $E_g = 1,7-2,3$  эВ), рассчитанными из оптического поглощения [3-5].

### Заклучение

Представлены результаты расчетов оптических характеристик слоев мезопористого кремния, полученного анодированием монокристаллического кремния p-типа (100) при плотности тока  $10 \text{ mA/cm}^2$  и продолжительности травления от 1 до 12 минут: толщина слоев мезо-ПК составила  $0,8-2,15$  мкм. Для образца мезо-ПК с толщинами  $0,7$  мкм (ПК\_0.7) и  $5,5$  мкм (мезо-ПК) были рассчитаны коэффициенты преломления и экстинкции, коэффициент поглощения и функция потерь в диапазоне энергии  $0,1-6,2(5)$  эВ. Определен диапазон изменения величины бездисперсионного коэффициента преломления  $n_0 = (2,38-2,50) \pm 0,02$  и значение высокочастотной диэлектрической  $\epsilon_\infty = n_0^2 = 5,66 - 6,25$ . Из характера поведения зависимости  $(\alpha \times hv)^2$  от энергии фотонов проведена оценка ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) мезопористого кремния в зависимости от толщины слоя: прямозонный переход с  $E_g = 1,60 - 1,75$  эВ.

*Регистрация оптических спектров, расчеты оптических функций и межзонных переходов в пористом кремнии разной толщины выполнялись в рамках государственного задания ИАПУ ДВО РАН (госбюджетная тема FWW-2021-0002). Получение образцов пористого кремния проводилось в рамках Гранта ДВГУПС на подготовку диссертации доктора наук от 24 июня 2022 г. (Д. Т. Ян).*

### Список источников

1. Canham L. T. Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers // Applied Physics Letters. 1990. Vol. 57. No. 10. P. 1046–1048.
2. Theiß W. Optical properties of porous silicon // Surface Science Reports. 1997. V. 29. No. 3-4. P. 91–93, 95–192.
3. Kanemitsu Y. Luminescence properties of nanometer-sized Si crystallites: Core and surface states // Physical Review B. 1994. Vol. 49. Iss. 23. P. 16845–16848.
4. Optical characterization of porous silicon by synchrotron radiation reflectance spectra analyses / N. Koshida, H. Koyama [et. al] // Applied Physics Letters. 1993. Vol. 63. Iss. 20. P. 2774–2776.
5. Andersen O. K., Veje E. Experimental study of the energy-band structure of porous silicon // Physical Review B. 1996. Vol. 53. No. 23. P. 15643–15652.
6. Ландсберг Г. С. Оптика: учебное пособие для вузов. М. : Физматлит, 2017. 852 с.
7. Galkin N. G., Maslov A. M., Konchenko A. V. Optical and photospectral properties of CrSi<sub>2</sub> A-type epitaxial films on Si (111) // Thin Solid Films. 1997. Vol. 311. Iss.1-2. P. 230–238.
8. Optical properties of passivated Si nanocrystals and SiO<sub>x</sub> nanocrystals / L. N. Dinh, L. L. Chase, M. Balooch [et. al] // Physical Review B. 1996. Vol. 54. No. 7. P. 5029–5037.
9. Handbook of optical constant of solids / Ed. By E. Palik // New York. 1985. Vol.1. 804 p.
10. Optical studies of the structure of porous silicon films formed in p-type degenerate and non-degenerate silicon / C. Pickering, M. I. J. Beale, D. J. Robbins [et. al] // Journal of Physics C: Solid State Physics. 1984. Vol. 17. Iss. 35. P. 6535–6552.
11. Pavesi L. Porous silicon dielectric multilayers and microcavities // La Rivista del Nuovo Cimento. 1995. Vol. 20. P. 1–76.
12. Хасс Г., Тун Р. Э. Физика тонких пленок. М. : Мир, 1972. Т. 5. 344 с.
13. Moss T. S., Burrell G. I., Ellis B. Semiconductor optoelectronics // Butterworth Publishers. 1993. 328 p.
14. Gullis A. G., Canham L. T., Calcott P. D. J. The structural and luminescence properties of porous silicon // Journal of Applied Physics. 1997. Vol. 82. Iss. 3. P. 909–965.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗНОСОСТОЙКОСТИ РЕЖУЩИХ ПЛАСТИН, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ СПЛАВА Т5К10 С ПРИМЕНЕНИЕМ ПРЕСС-ФОРМЫ, ИЗГОТОВЛЕННОЙ МЕТОДОМ 3Д-ПЕЧАТИ ИЗ ПОЛИЛАКТИДА

М. И. Дворник, Е. А. Михайленко, А. А. Бурков, Е. В. Черняков

Хабаровский федеральный исследовательский центр ДВО РАН, Хабаровск  
E-mail: [mea80@list.ru](mailto:mea80@list.ru)

*Получены режущие пластины из сплава WC-5TiC-10Co, путем прессования порошковой смеси в пресс-форме, изготовленной на 3Д-принтере из полилактида. Экспериментально подтверждено, что свойства (плотность и пористость) полученной режущей пластины из порошка WC-5TiC-10Co, содержащего 1 % каучука, сопоставимы со свойствами коммерческой пластины из Т5К10. Они обладают меньшей твердостью ( $1400 \pm 10$  HV) и большей вязкостью разрушения ( $13,5 \pm 0,4$  МПа $\cdot$ м<sup>1/2</sup>) по сравнению с коммерческими образцами ( $1447 \pm 15$  HV и  $12,1 \pm 0,4$  МПа $\cdot$ м<sup>1/2</sup>) из Т5К10 из-за большего среднего диаметра зерен карбида вольфрама. Скорость износа экспериментальной режущей пластины на 5–7 % выше, чем у коммерческого резца из-за меньшей твердости и большей шероховатости.*

WC-TiC-Co твердосплавные изделия активно используют при резании сталей [1], их получают спеканием после холодного прессования порошковых смесей и пластификатора в стальных или твердосплавных пресс-формах. Высокая стоимость и ограничение формы изделий являются минусами таких пресс-форм, которые иногда перекрывают все плюсы. Аддитивные технологии для создания твердосплавных изделий сложной формы применяют прямую [2-4] или получают пластиковые пресс-формы, в которых формуют из порошковых смесей заготовки [5-6]. Цель работы состояла в сравнении эксплуатационной износостойкости полученной с использованием пресс-формы из полилактида экспериментальной режущей пластины из Т5К10 и ее коммерческого аналога.

Для получения заготовки режущей пластины, порошковые смеси с разным содержанием каучука прессовали в пластиковой форме (рис. 1, а), изготовленной из полилактида технологией послойного наплавления на 3д-принтере. Заполнение составило 100%, толщина первого слоя 0,27 мм, толщина остальных слоев 0,1 мм. Температура печати равна 200 °С. Форма состоит из пластиковой матрицы, толкателей, одноразовых тонких пуансонов и подкладок толщиной 2 мм. Для обеспечения в пресс-форме давления прессования до 200 МПа использовали стальные оболочку, стержень и толкатель. В пластиковых пресс-формах спрессованы образцы режущих пластин массой 8 г каждый с разным содержанием каучука (рис. 1, б). Для сравнения характеристик в стальной пресс-форме при давлении 200 МПа изготовлены прямоугольные заготовки размерами 24x8x8. Образцы спекали в вакуумной печи при максимальной температуре 1450 °С.

Авторами ранее определены твердость, вязкость разрушения, прочность (только прямоугольных образцов) [6] режущих пластин из WC-5TiC-10Co. Определено, что по сравнению с коммерческими образцами из Т5К10 (твердость которых равна 1447 HV и трещиностойкость равна  $12,1 \pm 0,4$  МПа $\cdot$ м<sup>1/2</sup>) они имеют меньшую твердость (1400 HV) и большую вязкостью разрушения ( $13,5$  МПа $\cdot$ м<sup>1/2</sup>) из-за большего среднего диаметра зерен карбида вольфрама. В данной работе проведены испытания эксплуатационной износостойкости при точении стали 45 режущей пластиной, полученной при давлении прессования 50 МПа из смеси

порошка с 1 % каучука, и коммерческой пластины SNUM-120408 из сплава T5K10 производства КЗТС.



Рис. 1. Пластиковая пресс-форма (а), спрессованные заготовки режущих пластин из T5K10 (б)

### Результаты и обсуждения

Эксплуатационные характеристики режущей пластины, полученной из порошковой смеси, содержащей 1 % каучука при давлении прессования 50 МПа (рис. 2, а), и коммерческой режущей пластины (рис. 2, б) определяли при черновом точении (скорость резания  $100 \pm 10$  м/мин, глубина 1,5 мм, подача 0,2 мм/об, время 3,5 мин, путь 330 м) цилиндрической заготовки диаметром от 50 до 60 мм из стали 45 на токарном станке 16К20. А также, при чистовом точении на том же станке такой же стальной заготовки при скорости резания  $125 \pm 15$  м/мин, глубине 0,2 мм, подачи 0,05 мм/об, за время 10,5 мин, за путь 1320 м. Профиль задних поверхностей режущих пластин и стальных заготовок исследовали с помощью профилометра Tr-200.

Согласно измерениям профиля режущих пластин шероховатость экспериментальной режущей пластины оказалась ожидаемо выше, чем шероховатость коммерческой режущей пластины (таблица), что объясняется наличием на поверхности заготовки микронеровностей, полученных в процессе прессования из-за адгезии полилактида к заготовке и в результате копирования неровностей пластиковых деталей пресс-формы, образованных в процессе 3D-печати.

### Результаты испытания режущих пластин при точении стали 45

Режущая пластина	Шероховатость задней поверхности вставки $R_a$ , мкм	Шероховатость детали $R_a$ , мкм		Износ по задней границе, мкм	
		После чернового точения	После чистового точения	После чернового точения	После чистового точения
Полученная при давлении прессования 50 МПа из смеси порошка с 1 % каучука	0,64	3,9	2,34	101	149
SNUM-120408 из сплава T5K10 производства КЗТС	0,55	3,68	2,19	96	141

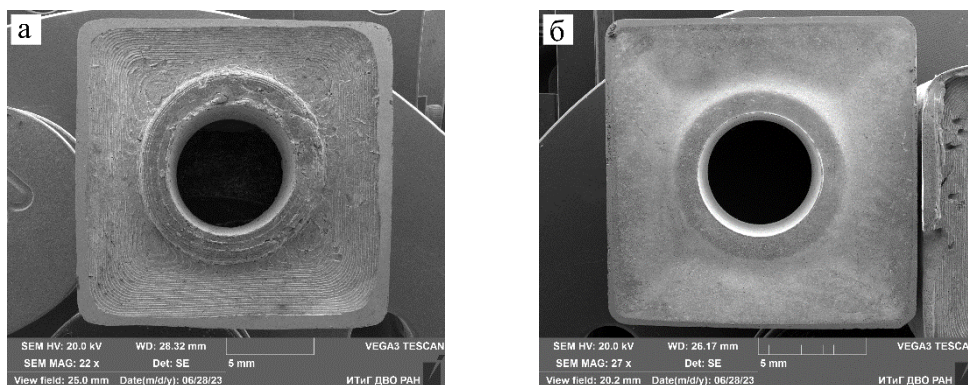


Рис. 2. Фотографии коммерческой и экспериментальной режущих пластин

Твердость и шероховатость оказывают существенное влияние на эксплуатационные характеристики режущих пластин из материала одного и того же состава при черновом и чистовом точении. Из-за повышенной шероховатости и пониженной твердости экспериментальной режущей пластины шероховатость деталей после чернового и чистового точения экспериментальной режущей пластиной оказалась на 5–7 % больше, чем в случае обработки коммерческой режущей пластиной (таблица).



Рис. 3. Чистовое точение экспериментальной режущей пластиной

Адгезионный износ режущих пластин из сплава WC–5TiC–10Co при точении углеродистой стали, когда образуется сливная стружка (рис. 3), преобладает над остальными видами износа. При адгезионном износе основное влияние оказывает химический состав режущих пластин, который в данном случае одинаков, поэтому отличия в твердости имеют меньшее значение, чем состав. Величина износа экспериментальной режущей вставки по задней грани оказалась на 5–6 % больше, чем при точении коммерческим аналогом, как при черновом, так и при чистовом точении. В данном случае основной причиной являлось отличие в твердости.

### Заключение

Эксперименты показали, что использование пресс-формы из полилактида, изготовленной аддитивным методом и дополненной стальными оболочкой и толкателем, позволяет прессо-

вать твердосплавные заготовки при давлении до 200 МПа. Плотность полученных прессованием в таких формах заготовок режущих вставок из WC–5TiC–10Co мало отличается от плотности заготовок, полученных в стальных пресс-формах при том же давлении.

Режущие пластины, полученные из порошка WC–5TiC–10Co, содержащего 1 % пластификатора, не отличаются по плотности и пористости от коммерческой режущей пластины Т5К10. Они обладают меньшей твердостью (1400 HV) и большей вязкостью разрушения (13,5 МПа·м<sup>1/2</sup>) по сравнению с коммерческими образцами (1447 HV и 12,1 МПа·м<sup>1/2</sup>) из такого же сплава из-за большего среднего диаметра зерен WC. Скорость износа экспериментальной режущей пластины на 5–7 % выше, чем у коммерческой режущей пластины из-за меньшей твердости и большей шероховатости.

*Исследование проведено при поддержке гранта РФФ № 23-29-00063.*

#### Список источников

1. Анисименко Г. Е., Лопатин Ю. М. Новые твердые сплавы для сменных многогранных пластин. // Обработка металлов: технология, оборудование, инструменты. 2008. Т. 4.41. С. 25–33.
2. A review of additive manufacturing of cermets / A. Aramian, N. Razavi, Z. Sadeghian [et. al] // Additive Manufacturing 2020. Vol. 33. P. 101130.
3. Additive manufacturing of WC-Co hardmetals: A review. / Y. Yang, C. Zhang, D. Wang [et. al] // The International Journal of Advanced Manufacturing Technology. 2020. Vol. 108. P. 1653–1673.
4. Additive manufacturing of WC-Co cemented carbides: Process, microstructure, and mechanical properties / C. Chen, B. Huang, Z. Liu [et. al] // Additive Manufacturing. 2023. P. 10341.
5. 3D printed plastic molds utilization for WC-15Co cemented carbide cold pressing / M. I. Dvornik, E. A. Mikhailenko, A. A. Burkov [et. al] // International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2023. P. 106312.
6. Зависимость плотности, твердости, прочности и размеров образцов твердого сплава WC – 15 Co от содержания пластификатора в заготовках, полученных при использовании пластиковой пресс-формы, изготовленной методом 3D-печати / М. И. Дворник, Е. А. Михайленко, А. А. Бурков [и др.] // Перспективные материалы. 2024. № 3. С. 33–44.

УДК 621.762

### ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ ПЛАСТИКОВОЙ ПРЕСС-ФОРМЫ, ПОЛУЧЕННОЙ МЕТОДОМ 3Д-ПЕЧАТИ, ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТВЕРДОСПЛАВНОЙ ФРЕЗЫ

**М. И. Дворник, Е. А. Михайленко, А. А. Бурков, Е. В. Черняков**

Хабаровский федеральный исследовательский центр ДВО РАН г. Хабаровск  
E-mail: [mea80@list.ru](mailto:mea80@list.ru)

*В работе были проведены исследования плотности твердосплавных фрез из твердого сплава WC-5TiC-10Co, формование заготовок которых проводили в одноразовых пресс-формах из пластика, полученных с помощью 3Д-печати. Пресс-формы плавилась и испарялись на начальной стадии спекания. Было исследовано влияние массовой доли пластификатора в порошковой смеси на сплошность и плотность заготовок и спеченных фрез. Установлено, что при массовой доле пластификатора до 1-4%*

*заготовки разрушаются на начальной стадии спекания при линейном расширении пресс-формы в процессе нагрева из-за недостатка эластичности. Плотность полученной фрезы ( $12.53 \text{ г/см}^3$ ) соответствовала минимальным требованиям к данному сплаву.*

## **Введение**

Твердосплавные фрезы широко применяются для обработки материалов, так как имеют высокую прочность, твердость и износостойкость. Они отлично показывают себя при работе с заготовками, выполненными из жароустойчивых материалов [1-8]. Твёрдые сплавы WC-5TiC-10Co широко применяются для обработки сталей резанием, благодаря своей твердости, сопротивляемости к ударным нагрузкам, износостойкости и устойчивости к окислению и высоким температурам. В условиях высокопроизводительной обработки на станках с ЧПУ все более интенсивно применяются монокристаллические твердосплавные концевые фрезы или составные фрезы с хвостиком из твердого сплава [7].

В массовом и серийном производстве твердосплавные изделия получают спеканием после холодного прессования порошковых смесей и пластификатора. Для прессования используют пресс-формы из закаленной стали или твердого сплава, которые за счет высокой твердости, жесткости и износостойкости обеспечивают высокую точность и плотность при высокой производительности и большом ресурсе. Однако они характеризуются высокой ценой, и ограничением формы изделий, что делает нерентабельным их использование при производстве таких изделий сложной формы как фрезы.

Исследования показали, что для получения единичных изделий сложной формы можно изготавливать пластиковые формы, полученные с помощью аддитивных технологий [2-4]. Основной проблемой является низкая прочность и жесткость материала таких пресс-форм. Для компенсации низкой прочности и жесткости форм можно увеличить количество пластификатора в прессуемой смеси. Возможность получения заготовок и спеченных образцов твердосплавных фрез с использованием таких форм можно проверить только на практике. В работе планируется изготовление фрез с использованием изготовленных методом послойного наплавления пресс-форм из твердосплавных порошковых смесей сплава WC-5TiC-10Co с различным содержанием пластификатора [5].

Целью данной работы является определение условий получения фрезы с применением аддитивных технологий, удовлетворяющих требованиям по плотности.

## **Методика**

В работе для создания заготовки концевой фрезы была использована модель фрезы диаметром 5 мм. По этой модели была разработана модель и изготовлена пластиковая пресс-форма из полилактида (PLA) на 3D-принтере Flashforge Dreamer, которую для повышения жесткости помещали в стальную цилиндрическую оболочку (рис.1). Параметры 3D-печати при создании формы были следующие: заполнение - 100%, толщина первого слоя - 0,27 мм, толщина следующих слоев - 0,1 мм, температура печати - 200 °С. Для изготовления фрезы получали смесь порошков (Ti, W) C, WC и Co в соответствующих пропорциях массой 20 г в планетарной мельнице в течении 20 минут.

Далее порошки были разделены на партии по 5 г, в которые добавили 1%, 2%, 4% и 6% пластификатора (каучука) в виде раствора в бензине. Полученную смесь высушивали, гранулировали. Для улучшения прессуемости все пресс-формы были предварительно обработаны смазкой на основе парафина. Гранулированные порошковые смеси запрессовывали в пресс-формы при давлении 100 МПа с использованием пресса ИП-250М. После прессования формы вместе с образцами впрессовывали. Полученные заготовки спекали в вакуумной печи вместе с пластиковыми формами.



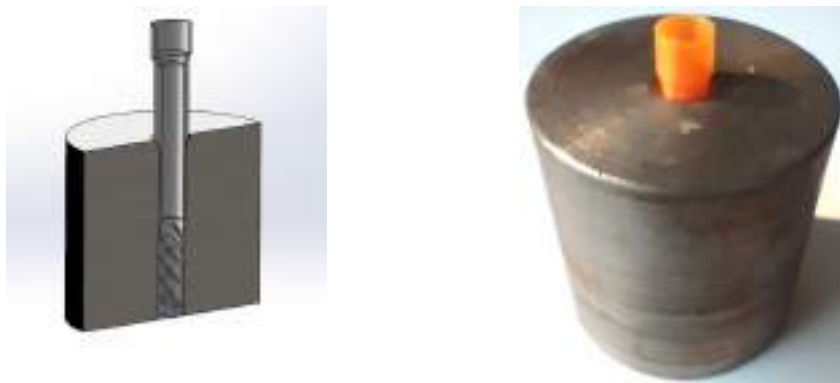


Рис. 1. Пресс-форма для изготовления фрезы, заключенная в стальную оболочку

На начальной стадии спекания происходило удаление пластиковой формы и пластификатора в результате плавления и испарения. После удаления пластификатора заготовки уплотнялись при максимальной температуре 1450 °С в течении часа. Плотность заготовок оценивали по их высоте. Относительную плотность смеси рассчитывали по известным значениям плотности сплава WC-5TiC-10Co (13.1 г/см<sup>3</sup>) и каучука (0,9 г/см<sup>3</sup>). Плотность изделий измеряли гидростатическим взвешиванием с помощью весов Vibra Shinko Denshi AF-220CE.

### Обсуждение результатов

Исследования показали, что увеличение содержания пластификатора ведет к росту относительной плотности заготовок согласно логарифмической закономерности (рис. 2, а). Порошковые смеси с низким содержанием пластификатора (1, 2 и 4%) хуже заполняют внутренний объем пресс-формы из-за высокой жесткости гранул. При увеличении содержания пластификатора до 6 % увеличивается текучесть смеси для прессования, что способствует более полному заполнению внутреннего объема пластиковой пресс-формы и получению спрессованной заготовки пригодной для дальнейшего спекания. Давление прессования 100 мПа обеспечило полное заполнение внутреннего объема пластиковой пресс-формы и не допустило критического изменения ее размеров.

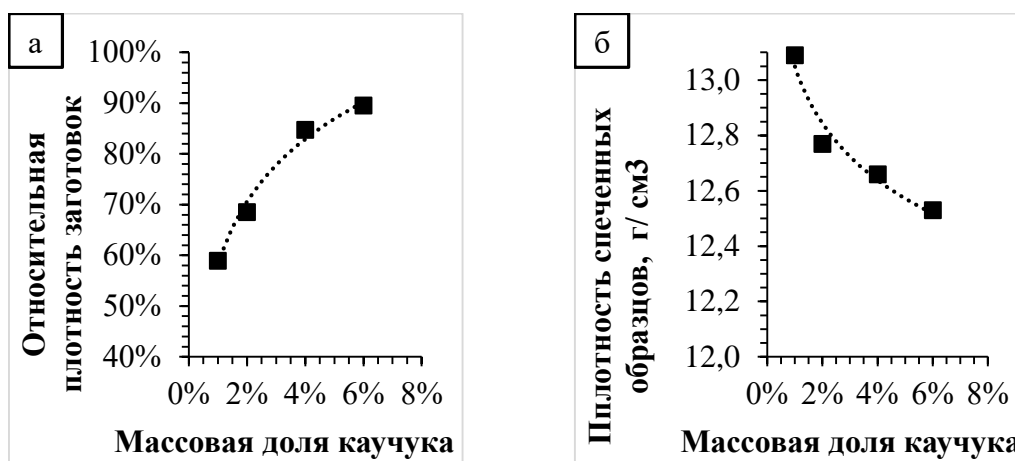


Рис. 2. Зависимость относительной плотности заготовок (а) и плотности спеченных образцов (б) от массовой доли каучука в исходном порошке

При спекании заготовок, содержащих от 1 до 4% пластификатора, происходит их разрушение на начальной стадии спекания в процессе удаления пластификатора и пластиковой

формы. Образование трещин и разрушение заготовок происходит из-за возникновения растягивающих напряжений, которые появляются из-за термического линейного расширения пластиковой формы в процессе нагрева. Основной причиной является большая разница между коэффициентами термического расширения материала формы (полилактида) и материала заготовок (смесь WC-5TiC-10Co и каучука). Коэффициент линейного расширения полилактида (70 мкм/(мК)) на порядок меньше коэффициента линейного расширения твердого сплава WC-5TiC-10Co (5-7 мкм/(мК)). Коэффициент линейного термического расширения каучука (около 80 мкм/(мК)) близок по значению к коэффициенту линейного расширения полилактида. Поэтому увеличение концентрации каучука должно приводить к снижению растягивающих напряжений в заготовке. Кроме того, каучук увеличивает пластичность заготовки, предотвращая образование трещин. При спекании заготовки, содержащей 6% пластификатора (более 48% объема смеси), заготовка не разрушается. Стоит отметить, что плотность полученных образцов и их кусков уменьшается при увеличении концентрации каучука из-за увеличения концентрации углерода, образующегося после его разложения в процессе нагревания.



Рис. 3. Спеченная фреза

В результате спекания заготовки, содержащей 6 % каучука, была получена фреза длиной 17 мм и диаметром 4 мм (Рис.3). Плотность спеченной фрезы из WC-5TiC-10Co твердого сплава составила 12,53 г/см<sup>3</sup>, что соответствует плотности стандартного спеченного сплава Т5К10, которая находится в диапазоне 12,5-13,1 г/см<sup>3</sup> [ГОСТ 3882-74]. Поверхность такой фрезы содержит следы от слоев пресс-формы и дефекты, появившиеся из-за адгезии порошковой смеси к поверхности пресс-формы и их совместной деформации. Для получения изделий, соответствующих существующим требованиям к твердосплавным изделиям, как по характеристикам, так и по форме требуются дополнительные исследования.

### Заключение

Прессование порошковой смеси WC-5TiC-10Co с различным содержанием пластификатора в пресс-форме из полилактида, изготовленной аддитивным методом, позволяет получать твердосплавные заготовки фрезы при давлении 100 МПа. Плотность полученных заготовок твердосплавных образцов WC-5TiC-10Co, полученных прессованием в пластиковых пресс-формах, изготовленных аддитивным методом, соответствуют плотности заготовок, полученных в стальных пресс-формах.

Содержание пластификатора в смеси для прессования 1, 2, 4% не достаточно для получения фрезы нужной формы и размера. Увеличение содержания пластификатора до 6 % приводит к удовлетворительному заполнению пресс-формы и позволяет спекать заготовки заданной формы. Фреза, спеченная из заготовки, содержащей 6 % пластификатора, имеет размеры 17

мм в длину и 4 мм в диаметре. Изготовленная фреза имеет плотность 12,53 г/см<sup>3</sup>, что соответствует плотности стандартного спеченного сплава Т5К10. Результаты работы показывают возможность получения изделия сложной формы с применением пластиковых пресс-форм, замещающих дорогостоящие твердосплавные и стальные пресс-формы. Необходимы дальнейшие исследования в этом направлении для получения изделий с удовлетворительными точностью формы, плотностью и характеристиками.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-29-00063.*

#### Список источников

1. Ультрадисперсные твердые сплавы как инструментальный материал для фрезерования труднообрабатываемых материалов / Анисеев А. И., Верещака А. А., Верещака А. С. [и др.] // Известия высших учебных заведений. поволжский регион. технические науки. 2015 № 3 (35). С. 152–162.
2. A review of additive manufacturing of cermets / A. Aramian, S. M. J. Razavi, Z. Sadeghian [et. al] // Additive Manufacturing, vol. 33, May 2020, Art no. 101130.
3. Additive manufacturing of WC-Co hardmetals: a review / Y. Yang, C. Zhang, D. Wang [et. al] // International Journal of Advanced Manufacturing Technology, vol. 108, no. 5-6, pp. 1653-1673, May 2020.
4. Additive manufacturing of WC-Co cemented carbides: process, microstructure, and mechanical properties / C. Chen [et. al] // Additive Manufacturing, P. 103410, 2023.
5. 3D printed plastic molds utilization for WC-15Co cemented carbide cold pressing / M. I. Dvornik, E. A. Mikhailenko, A. A. Burkov [et. al] // International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2023. P. 106312.
6. Балла О. М. Проектирование концевых фрез, оснащенных неперетачиваемыми пластинками из твердых сплавов и быстрорежущих сталей для обработки деталей из труднообрабатываемых материалов // Вестник Иркутского государственного технического университета. 2020. Т. 24. № 1. С. 8–24.
7. Повышение конкурентоспособности твердосплавных концевых фрез / Б. Я. Мокрицкий, В. А. Соловьев, В. Ю. Верещагин [и др.] // Упрочняющие технологии и покрытия, № 6 (150). 2017 С. 247–250.
8. Зависимость плотности, твердости, прочности и размеров образцов твердого сплава WC – 15 Co от содержания пластификатора в заготовках, полученных при использовании пластиковой пресс-формы, изготовленной методом 3D-печати / М. И. Дворник, Е. А. Михайленко, А. А. Бурков [и др.] // Перспективные материалы. 2024. № 3. С. 33–44.

УДК 621.762

## ПОЛУЧЕНИЕ МЕТОДОМ ИСКРОВОГО ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ ОБРАЗЦОВ КАРБИДА ВОЛЬФРАМА И НАНОСТРУКТУРНОГО ТВЕРДОГО СПЛАВА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

М. И. Дворник<sup>1</sup>, Е. А. Михайленко<sup>1</sup>, О. О. Шичалин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Хабаровский федеральный исследовательский центр ДВО РАН, г. Хабаровск

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток

E-mail: [mea80@list.ru](mailto:mea80@list.ru)

*В работе были исследованы микроструктура и характеристики полученных методом искрового плазменного спекания образцов карбида вольфрама при температуре 2000°C и наноструктурного*

вольфрамокобальтового твердого сплава при температуре 1200°C. Содержание кобальта в полученных сплавах находилось в пределах от 4 до 10 %. Были определены средние диаметры зерен карбида вольфрама, смежности зерен, средние длины свободного пути в кобальте, твердости и вязкости разрушения всех полученных образцов. Средний диаметр зерен карбида вольфрама в наноструктурных твердых сплавах не превышает 0,2 мкм. Проанализирована пригодность существующих моделей для описания смежности карбидных зерен и твердости во всех полученных материалах. Наибольшая твердость полученных образцов твердого сплава достигает 2260HV±30 в сплаве WC-5Co-0.4VC-0.4Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>. Твердость ультрамелкозернистого спеченного карбида вольфрама отличается незначительно (2250HV±20).

## Введение

В последние годы широко используют искровое плазменное спекание (ИПС), которое является эффективным методом спекания вольфрамокобальтовых твердых сплавов (WC-Co) и карбида вольфрама, применяемых для изготовления инструментов и износостойких материалов. Искровое плазменное спекание совмещает методы горячего прессования и высокоскоростного нагрева для обеспечения быстрого уплотнения изделий. При спекании происходит процесс консолидации порошка под действием импульсных токов и разрядной плазмы, образующейся под действием искрового разряда в промежутке между частицами порошка, что резко стимулирует диффузионное спекание. ИПС позволяет сократить время спекания и предотвратить рост зерен. Из-за малого времени спекания появилась возможность изготавливать ультрамелкозернистые (средний диаметр зерен WC 0,2-0,5 мкм) и наноструктурные (средний диаметр зерен WC – менее 0,2 мкм) твердые сплавы (ТС), обладающие высокой твердостью и износостойкостью. Так же появилась возможность спекать карбид вольфрама, обладающей высокой твердостью до полного уплотнения.

Исследования показали, что для предотвращения роста зерен при ИПС наноструктурных ТС достаточно использовать ингибиторы роста зерен (VC, Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>) [1, 2]. В настоящее время существует множество работ по получению и исследованию наноструктурных твердых сплавов, полученных искровым плазменным спеканием, горячим прессованием. Однако отсутствует комплексный анализ пригодности существующих моделей для описания микроструктуры и свойств наноструктурных твердых сплавов, спеченного карбида вольфрама, полученных ИПС. В частности, отсутствует сравнительный анализ зависимостей смежности зерен WC от концентрации кобальта для описания наноструктурных твердых сплавов. Смежность зерен – это важнейшая характеристика твердых сплавов, характеризующая долю удельной поверхности зерен WC, которая приходится на контакты WC/WC [3]:

$$C = \frac{S_{WC/WC}}{S_{WC/WC} + S_{WC/Co}} \quad (1)$$

где  $S_{WC/WC}$  и  $S_{WC/Co}$  – площади поверхности границы раздела WC/WC и WC/Co соответственно.

Так же особый интерес представляет исследование зависимостей твердости наноструктурных твердых сплавов и спеченного карбида вольфрама от основных параметров микроструктуры (смежности, среднего диаметра зерен WC ( $d$ ), и среднего пути в кобальте ( $\lambda$ )). Существующие закономерности хорошо описывают основные параметры микроструктуры и основные характеристики среднезернистых, мелкозернистых и субмикронных твердых сплавов. Однако применимость этих закономерностей для описания наноструктурных твердых сплавов и спеченного карбида надо еще доказать.

Целью работы является сравнительный анализ основных параметров микроструктуры и твердости наноструктурных ТС, полученных искровым плазменным спеканием и анализ применимости существующих закономерностей для описания их характеристик.

## Методика

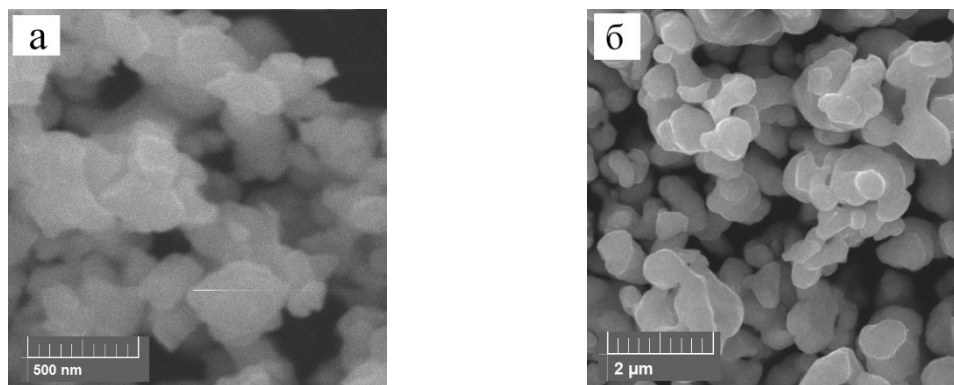


Рис. 1. Исходные коммерческие порошки карбида вольфрама и кобальта, использованные для получения спечённого карбида вольфрама твердых сплавов

Методом порошковой металлургии были получены три наноструктурных твердых сплава с содержанием кобальта 4, 5 и 10 % и один спеченный карбид вольфрама. В качестве исходных порошков для получения твердых сплавов был использован наноструктурный порошок WC (Particle size: 80-100nm, Purity: 99.95%) (рис. 1, а), производства Hongwu (Китай) и кобальтовый порошок ПК-1 ГОСТ 9721-79 (рис. 1, б). В качестве ингибиторов роста зерен использовали порошки VC и Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub> производства компании Реохим. Порошковые смеси массой по 20 г получали смешиванием в течение одного часа в планетарной шаровой мельнице РМ-400 при частоте 250 об./мин и соотношении массы шаров к массе порошка 10:1. После смешивания порошки были высушены и предварительно спрессованы при давлении 20 МПа.

Спекание всех образцов проводили в графитовой цилиндрической форме с диаметром 10,5 мм на установке SPS-515S unit (Dr. Sinter LAB, при постоянном давлении 57,3 МПа и скорости нагрева 87, 5 °С в минуту. После достижения максимальной температуры была выдержка при постоянной температуре в течение 5 минут для твердых сплавов и 10 минут для карбида вольфрама для достижения максимальной плотности. Список изготовленных образцов, температура спекания и их состав представлен в табл. 1. Объемная доля кобальта в микроструктуре ТС была рассчитана по известным значениям плотности карбида вольфрама (15,65 г/см<sup>3</sup>) и кобальта (8, 7 г/см<sup>3</sup>) и массовой концентрации компонентов (табл. 1).

Таблица 1

**Состав порошков и время их измельчения порошков твердого сплава**

№	Название	Массовые доли компонентов, %				Объемная доля кобальта, %	Температура спекания, °С
		WC	Co	Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	VC		
1	WC-4Co-0.4VC-0.4Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	95,2	4,0	0,4	0,4	7,6	1200
2	WC-5Co-0.4VC-0.4Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	94,2	5,0	0,4	0,4	8,4	1200
3	WC-10Co-0.4VC-0.4Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	89,2	10,0	0,4	0,4	16,3	1200
4	WC-0.4VC-0.4Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	100	0	0,4	0,4	0,0	2000

После спекания образцы были отшлифованы и отполированы для дальнейшего исследования микроструктуры. Плотность образцов определяли гидростатическим взвешиванием. Микроструктуры образцов были исследованы на растровом микроскопе Tescan

Vega. Перед исследованием микроструктуры образцы подвергали травлению в течение нескольких секунд для выявления границ зерен WC. Средний диаметр зерен и среднюю длину пути кобальтовых участков исследовали методом секущих по стандартной методике ASTM E112-24. Смежность зерен WC определяли методом секущих [4] по формуле:

$$C = \frac{N_{WC/WC}}{N_{WC/WC} + N_{WC/Co}}, \quad (2)$$

где  $N_{WC/WC}$  – сумма пересечений случайной линии границ зерен WC/WC,  $N_{WC/Co}$  – сумма пересечений границы зерен WC/Co. Уравнения (1) и (2) эквиваленты [4]. Твердость образцов определяли на твердомере HVS-50 при нагрузке 30 кгс. Вязкость разрушения рассчитывалась по методу Палмквиста (ISO 28079) с использованием следующего уравнения Шетти:

$$K_{1C} = 0.0028 \sqrt{HV \cdot P / \Sigma l}, \quad (3)$$

где  $K_{1C}$  – вязкость разрушения, HV – твердость Виккерса, P – нагрузка в кгс,  $\Sigma l$  – суммарная длина трещин.

### Результаты и обсуждение

В результате ИПС были получены образцы твердого сплава и спечённого карбида вольфрама. Относительная плотность спечённого карбида вольфрама достигла 100 % за счет высокой температуры спекания и длительной выдержки (табл. 2). Относительная плотность наноструктурных ТС оказалась меньше из-за меньшей температуры и времени выдержки. Чем меньше концентрация кобальта, тем меньше плотность полученных образцов твердого сплава. Максимальная температура и время выдержки при максимальной температуре наноструктурных твердых сплавов были ограничены из-за опасения выдавливания кобальта из образцов.

Микроструктуры полученных образцов представлены рис. 2. Анализ наноструктурных твердых сплавов затруднен ограниченностью разрешения существующих растровых микроскопов. По полученным значениям среднего диаметра зерен полученные твердые сплавы можно отнести к наноструктурным. Спечённый карбид вольфрама является ультрамелкозернистым материалом так как средний диаметр зерен в нем составляет 0,5 мкм. То есть при спекании карбида вольфрама до предельной плотности наблюдается неизбежный рост зерен.

Для проверки пригодности смежности от объемной доли кобальта был проведен анализ литературы. В литературе существует множество эмпирических зависимостей смежности от объемной доли кобальта разработанных [3, 7-9]:

$$C \cong 1 - \frac{V_{Co}}{(1-V_{Co})(5.975V_{Co}^2 - 0.691V_{Co} + 0.214)}, \quad (4)$$

$$C = 1.03e^{-5V_{Co}}, \quad (5)$$

$$C = 0.074V_{Co}^{-1}. \quad (6)$$

На рис. 3 видно, что значения смежности полученных образцов находятся выше большинства закономерностей. Тем не менее полученные значения смежности наноструктурных ТС удовлетворительно описываются существующими закономерностями.

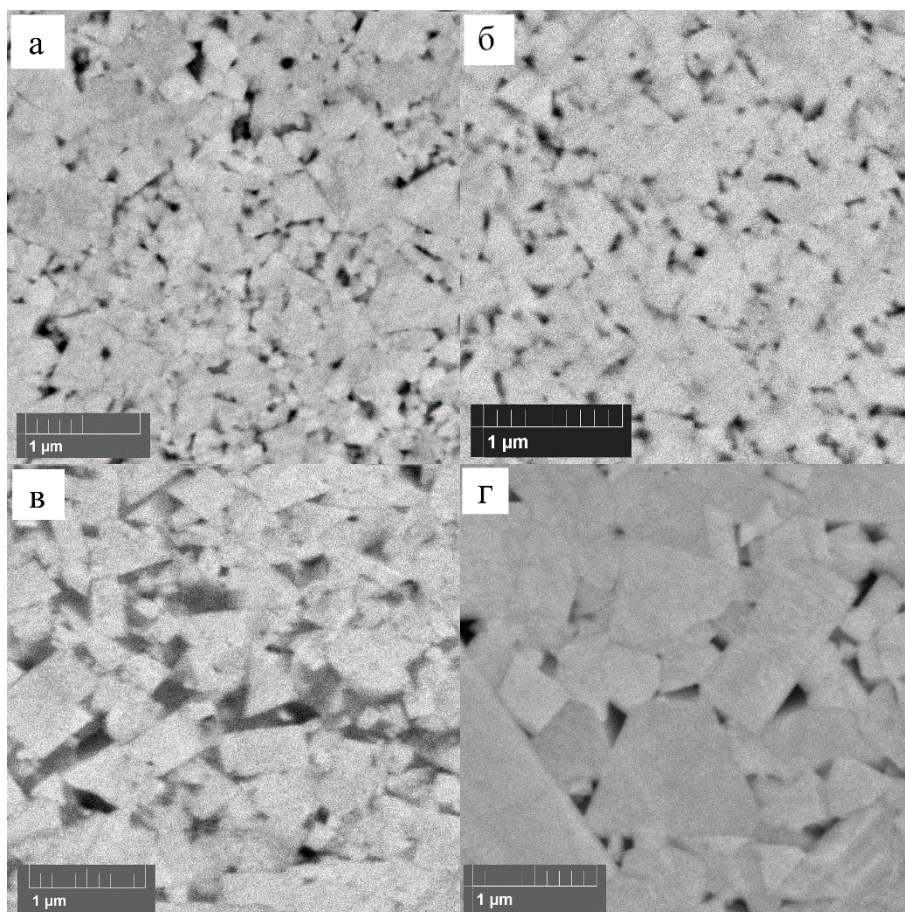


Рис. 2. Микроструктура спечённых образцов твердого сплава № 1(а), № 2 (б), № 3 (в), и карбида вольфрама № 4(г)

Таблица 2

### Характеристики спеченных образцов

№	Относительная плотность, %	Средний диаметр зерен WC d, мкм	Средняя длина пути в кобальте $\lambda$ , мкм	Смежность C	Твердость HV	Трещиностойкость, Мпа x м <sup>1/2</sup>
1	98,4	0,19	0,06	0,60	2160±10	10,6±0,2
2	99,0	0,17	0,11	0,57	2260±30	11,0±0,4
3	99,5	0,19	0,16	0,47	1850±20	15,0±0,6
4	100	0,50	0	1,0	2250±20	9,1±0,3

Твердость наноструктурных сплавов и спеченного карбида (табл. 2) оказалась значительно выше существующих коммерческих твердых сплавов. Из-за повышенной пористости твердость сплава WC-4Co-0.4VC-0.4Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub> (2160HV) оказалась немного меньше твердости сплава WC-4Co-0.4VC-0.4Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub> (2260 HV). Отклонение твердости из-за пористости не превысило 5 %. Для анализа пригодности существующих моделей твердости была выбрана получившая наибольшее распространение модель Lee and Gurland [11].

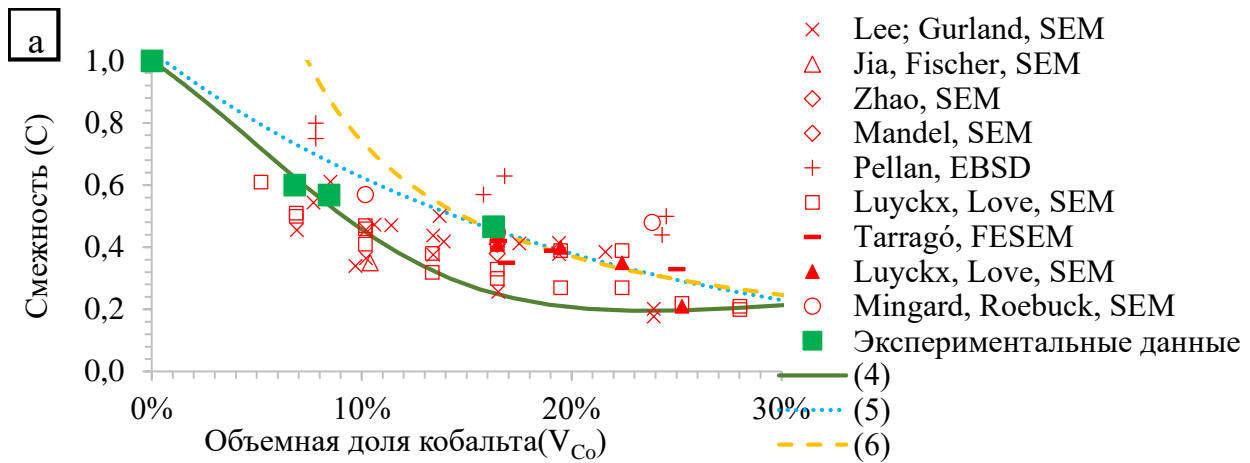


Рис. 3. Зависимость смежности от объемной доли кобальта

В основе модели Lee and Gurland лежит правило смеси и гипотеза о взаимном блокировании движения дислокаций в карбидном скелете и кобальтовых прослойках:

$$HV = HV_{WC}V_{WC}C + HV_{Co}(1 - V_{WC}C). \quad (7)$$

Твердость карбидного скелета ( $H_{WC}$ ) и прослойки кобальта ( $H_{Co}$ ) определяется с помощью закона Холла–Петча

$$HV_{WC} = 1382 + \frac{23,1}{\sqrt{d/1000}}, \quad (8)$$

$$HV_{Co} = 304 + \frac{12,7}{\sqrt{\lambda/1000}}, \quad (9)$$

где  $d$  и  $\lambda$  подставляются в мкм. На рис. 4 видно, что расчетные значения твердости находятся выше экспериментальных значений. Вероятно, это связано с отклонением твердости элементов твердого сплава от предсказанных зависимостями Холла–Петча [13, 14]. Это происходит из-за реализации недислокационных механизмов деформации. В результате реализации таких механизмов деформации наблюдается замедление роста твердости и увеличение вязкости разрушения. Это может объяснить относительно высокие значения вязкости разрушения всех полученных материалов.

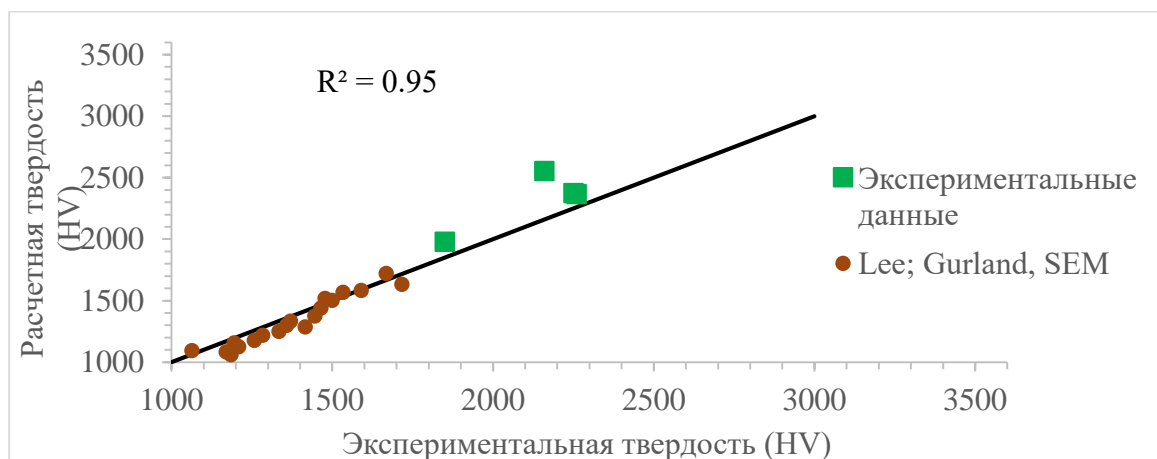


Рис. 4. Зависимость расчетных значений твердости от экспериментальных



## Выводы

Искровым спеканием нанодисперсных порошков при температуре 1200°C можно получить наноструктурные твердые сплавы со диаметром зерен около 0,2 мкм, массовым содержанием кобальта от 4 до 10 % и относительной плотностью 98,4-99,5%. Спеканием нанодисперсного карбида вольфрама при температуре 2000 °С можно получить ультамелкозернистый керамический материал со средним диаметром зерен 0,5 мкм который обладает максимальной относительной плотностью (100,0%).

Зависимость смежности спечённых наноструктурных твердых сплавов от объемной доли кобальта можно описать известной экспоненциальной закономерностью. При этом значения смежности все полученных наноструктурных твердых сплавов находятся выше, чем смежность среднезернистых сплавов, полученных другими исследователями. Твердость полученных сплавов оказалась значительно выше твердости среднезернистых, мелкозернистых и субмикронных твердых сплавов за счет меньшего диаметра зерен. При этом твердость оказалась ниже предсказываемых по основанной на законе Холла–Петча закономерности значений из-за реализации недислокационных механизмов деформации.

За счет малого размера и высокого содержания карбида вольфрама образец наноструктурного твердого сплава WC-5Co-0.4VC-0.4Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub> со средним диаметром зерен WC 0,17 мкм сочетает высокой твердостью (2260HV±30) при удовлетворительном значении вязкости разрушения (11,0±0,4 МПа × м<sup>1/2</sup>). Спечённый карбид вольфрама со средним диаметром зерен 0,5 мкм обладает приблизительно таким же значением твердости (2250HV±20). При этом вязкость разрушения спечённого карбида оказалась меньше (9,1±0,3 МПа × м<sup>1/2</sup>), чем у спеченного твердого сплава с приблизительно таким же значением твердости. Полученные сплавы являются перспективным материалом для изготовления инструментальных и функциональных износостойких материалов.

## Список источников

1. Dvornik M. I., Zaitsev A. V. Variation in strength, hardness, and fracture toughness in transition from medium-grained to ultrafine hard alloy //Russian Journal of Non-Ferrous Metals. 2018. Т. 59. С. 563–569.
2. Sintering of WC-10Co nanocrystalline composite powder / X. L. Shi [et al.] // Rare metal materials and engineering. 2005. Т. 34. С. 116–119.
3. Mingard K. P., Roebuck B. Interlaboratory measurements of contiguity in WC-Co Hardmetals // Metals. 2019. Т. 9. №. 3. С. 328.
4. Gurland J. The measurement of grain contiguity in two-phase alloys //Trans. Metall. Soc. AIME. 1958. Т. 212. С. 452–455.
5. Nanocrystalline WC-Co composite with ultrahigh hardness and toughness / Y. Peng [et al.] //Composites Part B: Engineering. 2020. Т. 197. С. 108161.
6. Consolidation of ultra fine WC and WC–Co hard materials by pulsed current activated sintering and its mechanical properties / H. C. Kim [et al.] // International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2007. Т. 25. № 1. С. 46–52.
7. Exner H. E., Fischmeister H. Structure of sintered tungsten carbide--cobalt alloys //Arch. Eisenhuettenw., 37: 409-15 (May 1966). 1966.
8. Luyckx S., Love A. The dependence of the contiguity of WC on Co content and its independence from WC grain size in WC–Co alloys //International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2006. Т. 24. № 1-2. С. 75–79.
9. Roebuck B., Bennett E. G. Phase size distribution in WC/Co hardmetal //Metallography. 1986. Т. 19. № 1. С. 27–47.
10. Golovchan V. T., Litoshenko N. V. On the contiguity of carbide phase in WC–Co hardmetals // International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2003. Т. 21. № 5-6. С. 241–244.
11. Lee H. C., Gurland J. Hardness and deformation of cemented tungsten carbide //Materials science and engineering. 1978. Т. 33. № 1. С. 125–133.

12. Ravichandran K. S. Fracture toughness of two phase WC-Co cermets // Acta Metallurgica et Materialia. 1994. T. 42. № 1. С. 143–150.

13. S. Fracture toughness of cemented carbides: Testing method and microstructural effects / Sheikh [et al.] // International Journal of Refractory Metals and Hard Materials. 2015. Vol. 49, P. 153–160.

14. Godse R., Gurland J. Applicability of the critical strain fracture criterion to WC-Co hard metals // Materials Science and Engineering: A. 1988. V. 105. P. 331–336.

УДК 538.9

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛУБЯНОГО ВОЛОКНА МОДИФИЦИРОВАННОГО В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

С. Д. Дондуков<sup>1</sup>, К. А. Демин<sup>2</sup>, С. С. Агнаев<sup>1</sup>, А. Н. Хаглеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Восточно-Сибирский государственный университет технологий и управления, г. Улан-Удэ

<sup>2</sup>Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ

E-mail: [dondukov.s@yandex.ru](mailto:dondukov.s@yandex.ru)

*В работе проведено исследование влияния модификации волокон технической конопли в низкотемпературной плазме атмосферного давления на их свойства. Обработка позволила удалить примеси и повысить их капиллярную впитываемость на 31 %, что расширяет возможность применения волокна в различных композиционных материалах.*

Модификация волокон технической конопли в низкотемпературной плазме атмосферного давления позволяет удалять естественные примеси с поверхности волокон и изменять химический состав, повышая капиллярную впитываемость без изменения прочностных характеристик, способствующее лучшему проникновению жидкости, заполнению пор и микронеровностей волокна [1]. Известно [2, 3], что волокна конопли используют в бетонных смесях для армирования, что улучшает прочность на сжатие и растяжение. Кроме того, армирование натуральными волокнами способствуют повышению морозостойкости, устойчивости к ударам, износу и разрушению бетона [4].

Так же бетон с добавлением волокон конопли обладает высокой прочностью и гибкостью, что способствует улучшению механических и теплоизоляционных свойства бетона, что особенно актуально для строительства энергоэффективных зданий [5]. Модифицированные волокна конопли имеют большую удельную поверхность, соответственно большую адгезию с бетонной смесью, тем самым улучшая прочностные свойства. Также модифицированные волокна конопли имеют потенциал для использования в качестве фильтров [6], за счет повышенной абсорбции.

Применение натуральных волокон является перспективным решением снижения отходов сельского хозяйства

Для исследования были выбраны лубяные волокна конопли посевной (*cannabis sativa L.*), сорта Гляна, выращенной на опытном поле Иволгинского района Республики Бурятияи ФГБОУ ВО Бурятской ГСХА. Оценку капиллярной впитываемости производили согласно ГОСТ 29104.11-91. Модификация волокон технической конопли осуществлялась на разработанной

плазменной установке [7], образцы закреплялись на стеклянной подложке, модификацию проводили непосредственно в низкотемпературной плазме атмосферного давления, под углом 90° относительно электродов. По результатам проведенного исследования было установлено, что капиллярная впитываемость образцов волокна технической конопли после модификации увеличилась на 3-5мм, что составляет 31% (таблица).

#### Данные подъема жидкости по волокнам технической конопли

№ образца	1	2	3	4	5
Исходный, мм	9	10	8	8	9
Модифицированный, мм	14	12	13	12	13

Улучшение капиллярной впитываемости конопляного волокна при модификации низкотемпературной плазмой атмосферного давления, обусловлено воздействием заряженных частиц, термического воздействием и УФ-излучения, удаляющие из волокна естественные примеси такие как пектиновые соединения, гемицеллюлоза и лигнин связующего волокна, иных естественных примесей с поверхности волокна.

Так же волокно конопли расщепляется и на поверхности образуются поры и микронеровности, формируются различные функциональные группы.

Описанные процессы способствуют увеличению удельной площади поверхности волокна конопли вследствие проникновения жидкости во внутренние слои волокна, заполняющего поры и микронеровности.

Такая повышенная капиллярная впитываемость волокна, дает более высокое взаимодействие между компонентами композитного материала, что расширяет возможность применения волокна технической конопли для создания различных композиционных материалов, таких как бетон с увеличенными характеристиками прочности на сжатие и изгиб.

*Материал подготовлен в рамках проекта Межрегионального научно-образовательного центра «Байкал» «Создание производственного комплекса по переработке быстровозобновляемых источников целлюлозы» и государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, научная тема FWSF-2024-0010.*

#### Список источников

1. Wetting properties of hemp fibres modified by plasma treatment / Skundric P. [et al.] //Journal of Natural Fibers. 2007. Т. 4. № 1. С. 25–33.
2. Abdalla J. A., Thomas B. S., Hawileh R. A. Use of hemp, kenaf and bamboo natural fiber in cement-based concrete // Materials Today: Proceedings. 2022. Т. 65. С. 2070–2072.
3. Petra Machová and Jiří Šál 2020 IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 960. 042098.
4. Energy modernization of housing stock / S. Ovchinnikova, M. Kalinichenko, N. Markina [et al.] // E3S Web of Conferences. 2020. № 157. 06028.
5. Дудов Д. О., Михайлов Д. А. Фибробетон Фибра: Виды материалов и их классификация // Наука и образование: Сохраняя прошлое, создаём будущее. Пенза : Наука и Просвещение, 2019. С. 49.
6. Properties of mixture of hemp bast and softwood pulp for filter paper manufacture / Yimlamai P. [et al.] // Heliyon. 2024.
7. Патент РФ № 2781708. 2022. Бюл. № 29. Установка для модификации поверхности полимерных пленок в низкотемпературной плазме скользящего разряда атмосферного давления / А. Н. Хаглеев, К. А. Демин, М. А. Мокеев.

## ПОРОШКОВАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ Ti-Al

**Н. И. Каракчиева<sup>1</sup>, А. А. Клопотов<sup>2</sup>, Ю. А. Абзаев<sup>2</sup>, В. И. Сачков<sup>1</sup>, И. А. Курзина<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Томский государственный университет, г. Томск

<sup>2</sup>Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск

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

*Приведено описание структурно-фазового состава образцов на основе Ti-49ат.%Al-2ат.%Me (Me = Sc, Y, Zr, Hf, Nd, Dy, Ho, Er). Образцы получены «Гидридной технологией»: в условиях гидрирования металлов (Ti, Sc, Y, Dy, Ta, Ho) и последующего дегидрирования сформированных заготовок в вакуумной среде при 1150 °С.*

Порошковая металлургия позволяет получать мелкозернистые материалы с повышенной растворимостью в твердых веществах, которые являются благоприятными предшественниками для дальнейшего упрочнения. Титановые и алюминиевые сплавы являются востребованными и находят применение в различных отраслях промышленности (химическая, авиационная, автомобильная, медицина и пр.). Функциональные параметры материалов на основе системы Ti-Al определяются градиентностью изменения структурно-фазовых характеристик (концентрации элементов и примесей, плотности дефектов и их организации, фазового состава, размеров фрагментов, субзерен и зерен и др.). Ключевой проблемой освоения титановых сплавов остаются их низкие технологические свойства. Улучшение функциональных свойств материалов может быть обеспечено за счет оптимизации химического состава (микрорегулирования), формирования определенной структуры сплавов.

Для повышения свойств (физических, химических, механических, коррозионных и пр.) таких сплавов вводят в качестве добавки химические элементы различными методами (порошковые технологии, плавка и пр.). Предлагается новый способ введения третьего легирующего элемента «Гидридной технологией» (ГТ). Это технология получения многокомпонентных материалов основана на реакциях гидрирования-дегидрирования: получение гидридов, измельчение, компактирование гидридов, отжиг в вакууме. Основными преимуществами такой технологии является то, что снижается температура процесса формирования сплавов (с 1800-2600 °С до 600-1200 °С) и длительности (с десятков часов до 1,5-2 часов); получение сплавов (как бинарных, так и многокомпонентных) заданного состава происходит в одну технологическую стадию. Образование сплавов металлов из гидридов протекает легче, чем из самих металлов, поскольку химические связи в гидридах менее прочные, чем связи в структурах металлов. Все перечисленные процессы, по-видимому, применимы для объяснения получения сплавов путем компактирования смеси гидридов с последующим дегидрированием.

Применение гидридов связано с тем, что спекание чистых металлов приводит к существенному изменению элементного и фазового состава конечного материала из-за испарения металла с наименьшей температурой плавления. Смешивание менее 30 минут не приводит к равномерному распределению порошков металлов и гидридов в смеси, что негативно влияет на фазовый состав и механические характеристики сплава. Увеличение давления вакуума при отжиге приводит к окислению порошков металлов, изменению фазового состава и механических характеристик. Температура ниже 650 °С и выдержка менее 3 часов не приводит к спека-

нию сплава, а выше (температура выше 1200 °С и выдержка более 6 часов) приводит к расплавлению компонентов и изменению фазового состава.

Целью работы являлось исследование влияния фазового состава системы Ti-Al при добавлении третьего элемента (Sc, Y, Zr, Hf, Nd, Dy, Ho, Er), полученной «Гидридной технологией». Получали образцы состава Ti<sub>49</sub>ат.%Al<sub>2</sub>ат.%Me (Me = Sc, Y, Nd, Dy, Ho, Er, Zr, Hf). Использовали Ti (ТПЭМ-1), 550 °С для Sc (СкМ-1), 500 для Y (ИтМ-1), Nd (НМ-1), Dy (ДиМ-1), Ho (ГоМ-1) и Er (ЭрБ-1). Гидриды соответствующих металлов получали в проточном кварцевом реакторе в непрерывном потоке водорода. Нагрев осуществляли в режиме «программа» до температуры гидрирования металла (таблица):

### Свойства металлов и схема реакций по ГТ

Me	Температура, °С			Схема реакции получения гидридов металлов и последующего отжига компактной смеси
	Плавления [1]	Образования гидрида [1]	Гидрирования при ГТ	
Ti	1660	300-1000	420	Me + H <sub>2</sub> → MeH <sub>2-3</sub> TiH <sub>2</sub> + Al + MeH <sub>2</sub> → Ti-Al-Me + 2H <sub>2</sub> ↑
Sc	1541	450	550	
Y	1522	300-1500	500	
Nd	1021	200-1250	380	2Me + 3H <sub>2</sub> → 2MeH <sub>3</sub> 2TiH <sub>2</sub> + 2Al + 2MeH <sub>3</sub> → 2Ti-Al-Me + 5H <sub>2</sub> ↑
Dy	1407	230-1350	500	
Ho	1474	230-500	420	
Er	1529	230-500	550	
Zr	1852	300-1100	380	Me + H <sub>2</sub> → MeH <sub>2</sub> TiH <sub>2</sub> + Al + MeH <sub>2</sub> → Ti-Al-Me + 2H <sub>2</sub> ↑
Hf	2233	300-1000	500	

На втором этапе готовили смесь для прессования из алюминия, гидрида титана и соответствующего гидрида металла. Затем смесь прессовали и нагревали в вакууме (0,01 Па) при температуре 1150 °С в течение 3 часов. Для идентификации фазового состава объектов исследования использовали метод рентгенофазового анализа (РФА). На рисунке приведена обобщенная схема формирования фазового состава при добавлении третьего элемента.

Образец	ΔH <sup>1423</sup> <sub>f</sub> , кДж/моль	Ti50Al	Ti49Al2Sc	Ti49Al2Y	Ti49Al2Nd	Ti49Al2Dy	T49Al2Ho	Ti49Al2Er	Ti49Al2Zr	Ti49Al2Hf
Фазы										
TiAl	-75,8		P4/mmm							
Ti <sub>5</sub> Al	-92,5		P6 <sub>3</sub> /mmc		P6 <sub>3</sub> /mmc					
Ti <sub>3</sub> Al <sub>5</sub>	-		P/mmm							
Ti <sub>5</sub> Al <sub>11</sub>	-		Pmmm		Pmmm					
β-Ti	-		Im-3m		Im-3m					
α-Ti	-		Im-3m	Fm-3m	Fm-3m					
Ti <sub>2</sub> Al <sub>5</sub>	-113,7		P4/mmm		P4/mmm					
TiAl <sub>2</sub>	-89,7		Cmmm							
TiAl <sub>3</sub>	-138,1		I4/mmc							
Al	-		Fm3m							
Sc/Y/ Dy/Ho/Hf	-		P4/mmm1	P6 <sub>3</sub> /mmc	P6 <sub>3</sub> /mmc					
AlMe (Me=Nd, Hf)	[Hf] = -60,9		Pm3m							
MeAl <sub>2</sub> , Me=Dy, Y, Ho, Er	[Y] = -172,6 [Er] = -25,0		Fd3m1							
Me <sub>6</sub> Ti <sub>4</sub> Al <sub>4</sub> , Me= Y, Nd, Dy, Ho, Er	[Dy] = -21,1 [Ho] = -20,8		P6 <sub>3</sub> /mcm							
Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub>	-		P6 <sub>3</sub> /mmc							
Ti <sub>2</sub> Zr	-		P6 <sub>3</sub> /mmc							
Y <sub>3</sub> Al, YAl, ScAl	[YAl] = -73,5		Pm3m							
Me <sub>2</sub> Al (Sc, Y)	[Y <sub>2</sub> Al] = -146,6		P6 <sub>3</sub> /mmc	Pnma						
Me <sub>3</sub> Al <sub>2</sub> , Me=Dy, Ho, Hf	[Hf] = -128,5		P4 <sub>2</sub> /mnm							
MeAl <sub>3</sub> , Me=Sc, Dy, Y, Er	[Y] = -204,9 [Er] = -316,9		Pm3m	P6 <sub>3</sub> /mmc	R3m		Pm3m			

Фазовый состав образцов Ti-Al-Me (Sc, Y, Nd, Dy, Ho, Er, Zr, Hf), полученных «Гидридной технологией»

Таким образом, введение третьего легирующего элемента (Sc, Y, Ho, Dy, Er, Zr, Hf) в систему Ti50Al в количестве 2 ат.% приводит к образованию интерметаллидов и/или твердых растворов элементов. Методом просвечивающей электронной микроскопией обнаружено, что в образцах Ti-50Al, Ti-49Al-2Sc, Ti-49Al-2Y, Ti-49Al-2Ta (ат.%) в локальных местах в объеме образцов сформировалась ламельная структура [2]. Полученные данные позволят расширить представления о формировании фазового состава и структуры образцов Ti-Al-Nd как материала, который может найти практическое применение различных областях промышленности.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № FSWM-2020-0028, Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).*

#### Список источников

1. Мюттертиз Э. Гидриды переходных металлов. М. : МИР, 1975. 312 р.
2. Фазовый состав композиционных материалов Ti-Al-Me (Me=Sc, Y, Dy, Ho, Ta), полученных «Гидридной технологией» / Н. И. Каракчиева, Ю. А. Абзаев, А. С. Князев [и др.] // ЮСНВ. 2022. Т. 45. № 5. С. 28–33.

УДК 544.169+544.478.13

### СТРУКТУРА И КАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА В ПРОЦЕССЕ ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДА ОРТОХРОМИТА ИТТРИЯ, ДОПИРОВАННОГО ИОНАМИ ЛИТИЯ

**П. Г. Чигрин, А. А. Гниденко**

Хабаровский федеральный исследовательский центр ДВО РАН, г. Хабаровск  
E-mail: [pal\\_chig@mail.ru](mailto:pal_chig@mail.ru)

*В настоящей работе методом ППСК проведен синтез ортохромита иттрия, в котором 10% атомов иттрия изоморфно замещено на атомы лития. Замещение в структуре перовскита не приводит к изменению кристаллической решетки. Определена кислородная нестехиометрия полученного сложного оксида. Полученное значение нестехиометрии указывает на наличие в структуре синтезированного  $Y_{0,9}Li_{0,1}CrO_{3+\delta}$  2 междоузельных атомов кислорода и 3 вакансий на 8 элементарных ячеек. Показано, что исследуемый сложный оксид является более эффективным катализатором горения сажистого углерода по сравнению с недопированным  $YCrO_3$ .*

Методом пиролиза полимерно-солевых композиций [1] получен сложный оксид со структурой перовскита общей формулы  $Y_{0,9}Li_{0,1}CrO_{3+\delta}$ , в котором 10% иттрия замещены на литий. По данным РФА (рис. 1, а), структура полученного ортохромита полностью соответствует кристаллической решетке  $YCrO_3$  (JCPDS: 25-1078). Результаты иодометрического титрования показали значение кислородной нестехиометрии, рассчитанное из условия электронейтральности кристалла, равным  $\delta=-0,034$ , что соответствует доле четырехвалентного хрома в структуре допированного перовскита порядка 13%. Полученные данные позволяют оценить количество дефектов в кристаллической структуре полученного сложного оксида: в 8 элементарных ячейках присутствует 2 междоузельных атома кислорода и 3 кислородные вакансии. В свою очередь недопированный перовскит  $YCrO_3$ , при нестехиометрии  $\delta=0,056$ , имеет в структуре такое же количество междоузельных атомов кислорода при отсутствии вакансий.

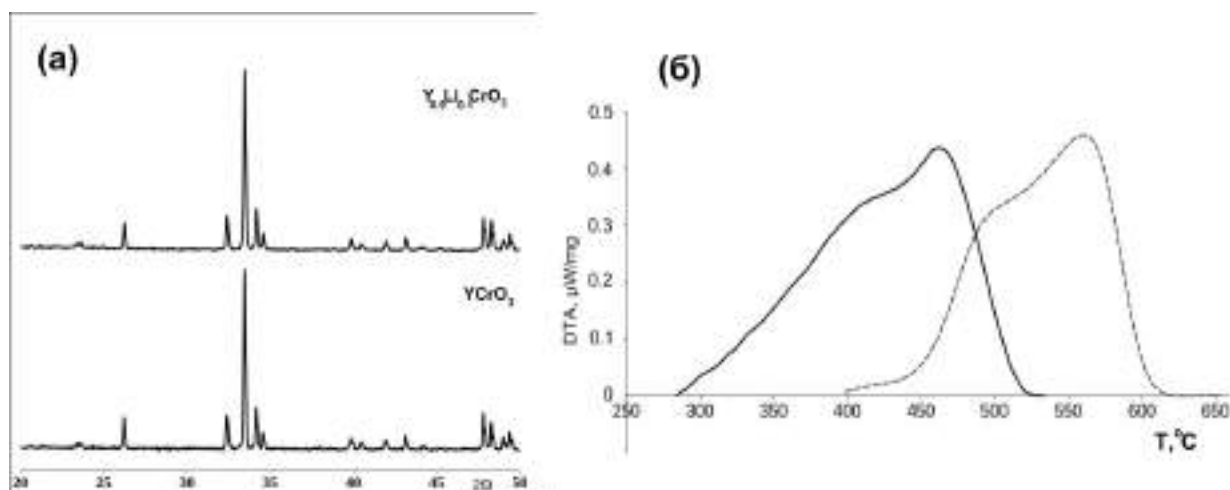


Рис. 1. а) РФА спектры синтезированных образцов; б) ДТА кривые горения углерода в присутствии  $Y_{0.9}Li_{0.1}CrO_{3+\delta}$  (сплошная) и  $YCrO_3$  (пунктир)

Ранее нами было показано, что каталитическое горение углерода на перовскитах не сопряжено с восстановлением углеродом поверхности сложного оксида, а основной вклад в каталитический процесс вносит миграция кислородных дефектов на поверхность перовскита и их взаимодействие с кислородом воздуха [2]. Кроме того, методом квантово-механического моделирования с помощью теории функционала плотности была проведена оценка энергии образования различных дефектов в структуре  $YCrO_3$  [3]. Показано, что образование вакансий существенно менее энергетически выгодный процесс, чем формирование междуузельных атомов кислорода. Таким образом, наличие существенно менее стабильных вакансий в структуре  $Y_{0.9}Li_{0.1}CrO_{3+\delta}$ , должно привести к повышению каталитической активности данного перовскита, по сравнению с недопированным  $YCrO_3$ . Для подтверждения данного предположения было проведено исследование каталитической активности исследуемого перовскита в сравнении с недопированным ортохромитом иттрия (рис. 1, б). Процесс каталитического горения углерода в присутствии  $Y_{0.9}Li_{0.1}CrO_{3+\delta}$  лежит в диапазоне 270–530 °С с точкой максимума при 461 °С, что почти на 100 °С ниже температуры максимума ДТА кривой для недопированного ортохромита. Данный факт полностью подтверждает предположение о более высокой каталитической активности фазы  $Y_{0.9}Li_{0.1}CrO_{3+\delta}$  по сравнению с  $YCrO_3$ .

В настоящей работе методом ППСК проведен синтез ортохромита иттрия, в котором 10% атомов иттрия изоморфно замещено на атомы лития. Замещение в структуре перовскита не приводит к изменению кристаллической решетки. Определена кислородная нестехиометрия полученного сложного оксида. Полученное значение нестехиометрии указывает на наличие в структуре синтезированного  $Y_{0.9}Li_{0.1}CrO_{3+\delta}$  2 междуузельных атомов кислорода и 3 вакансий на 8 элементарных ячеек. Показано, что исследуемый сложный оксид является более эффективным катализатором горения сажистого углерода, по сравнению с недопированным  $YCrO_3$ .

#### Список источников

1. Chigrin P. G., Kirichenko E. A. Catalytic Properties of Zinc Manganites for Carbon Oxidation // *Inorganic Materials*. 2018. Vol. 54. No. 11. P. 1131–1135.
2. Kirichenko E. A., Chigrin P. G., Gnidenko A. A. Synthesis of  $YFeO_{3-\delta}$  and  $LaFeO_{3-\delta}$  perovskites with high catalytic activity in carbon oxidation reactions // *Solid State Phenomena*. 2021. Vol. 316. P. 105–109.
3. Gnidenko A., Chigrin P. Modeling of the oxygen defect formation in  $YCrO_3$  // *International Journal of Quantum Chemistry*. 2024. Vol. 124, No. 1.

УДК 534.6:534.22:620.179.16

**ПРИМЕНЕНИЕ ЕМКОСТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ  
СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИКАХ  
В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

**П. В. Базылев**

Дальневосточный филиал ФГУП «ВНИИФТРИ», г. Хабаровск  
E-mail: [bazylev@dfvniiftri.ru](mailto:bazylev@dfvniiftri.ru)

*Представлен комбинированный метод возбуждения и регистрации акустических сигналов широкополосными емкостными преобразователями в неметаллических материалах, не требующий напыления электропроводящих покрытий на поверхность образцов. Акустический источник и приемник ультразвука формируются с помощью емкостного преобразователя с тонкопленочным оксидным диэлектрическим слоем, алюминиевой фольги и жидкостного слоя, обеспечивающего акустический контакт фольги с образцом. Приведены результаты сравнительных измерений скорости распространения продольных ультразвуковых волн в диапазоне частот от 1 до 50 МГц в пластинах из оптического стекла марки К8 с напылением и без напыления поверхностей. Показано, что предложенный метод позволяет обеспечить генерацию, прием и измерения скорости продольных ультразвуковых волн в диэлектриках в диапазоне частот от 1 до 32 МГц и высокую (0,02-0,1 %) точность измерений.*

Скорости распространения ультразвуковых (УЗ) волн различных типов в твердых средах – важные информативные параметры в физике твердого тела, геофизике, ультразвуковом неразрушающем контроле и диагностике материалов и изделий. Точность определения параметров состояния и характеристик объекта УЗ методами зависит, прежде всего, от точности измерений информативных акустических величин, связанных с параметрами функциональными или корреляционными зависимостями.

Существенное увеличение точности и достоверности результатов УЗ измерений в твердых средах обеспечивает применение бесконтактных широкополосных емкостных методов возбуждения и регистрации ультразвука [1-3].

Емкостные преобразователи (ЕП) вызывают интерес в силу следующих особенностей:

- ЕП позволяют осуществлять как генерацию, так и прием акустических волн различных типов в твердых средах;
- ЕП являются акустически бесконтактными, что исключает искажения амплитудно-фазовых характеристик УЗ импульсов, потери акустической энергии на границах раздела жидкость-твердая среда, присущие традиционным пьезоэлектрическим методам и повышает достоверность измерений;
- ЕП обладают широкой полосой рабочих частот (от единиц кГц до 100 МГц и выше), что исключает необходимость замены или перенастройки преобразователей при проведении измерений в заданном диапазоне частот УЗ волн и, тем самым, снижает систематические погрешности измерений;
- ЕП имеют высокую чувствительность (до  $10^8$  В/м), легко калибруются и обеспечивают возможность работы как узкополосном, так и широкополосном режимах УЗ измерений.

Конструктивно ЕП представляет собой два электрода, одним из которых является плоский или полусферический электрод преобразователя, другим служит электропроводящая поверхность



исследуемого объекта (образца). Между электродами находится либо воздушный зазор толщиной в пределах нескольких микрометров (такие ЕП полностью бесконтактны, но имеют малую чувствительность  $\sim 10^6$  В/м), либо диэлектрический слой (слюда, фторопласт, оксидная пленка).

Принцип действия ЕП заключается в следующем. Генерация УЗ колебаний происходит за счет возникновения упругих напряжений в приповерхностном слое материала вследствие электростатического взаимодействия электрода ЕП и токопроводящей поверхности образца при подаче на электрод ЕП постоянного поляризующего напряжения и переменного электрического сигнала требуемой временной формы. Работа приемного ЕП основана на том, что при наличии на нем постоянного поляризующего напряжения изменение расстояния между электродом и поверхностью образца, вследствие колебаний его поверхности при поступлении акустической волны, приводит к изменению заряда и появлению на выходе ЕП переменного напряжения, пропорционального смещению или колебательной скорости в акустической волне.

Таким образом, применение ЕП основано на обязательном наличии токопроводящей поверхности образца, в котором производятся акустические измерения. Это условие по умолчанию выполняется для металлов и их сплавов, имеющих низкое удельное сопротивление). Для образцов из диэлектрических материалов (например, керамика, оптические стекла, монокристаллы, плексиглас и др.), необходимо вакуумное напыление на рабочие поверхности металлического слоя толщиной порядка (0,1–1) мкм, как правило, алюминия, с помощью которого осуществляется преобразование электрической энергии в акустическую и обратно.

Однако этот способ не всегда применим. Процесс вакуумного напыления требует специального оборудования, достаточно длителен и необратим (напыленный слой удалить достаточно сложно). Кроме того, металлическое напыление на образцы может быть недопустимо по условиям измерений, например, для мер утвержденного типа, применяемых в метрологическом обеспечении УЗ неразрушающего контроля, государственных стандартных образцов (ГСО), применяемых в геофизических лабораториях.

В данной работе рассмотрен метод возбуждения и регистрации акустических сигналов емкостными преобразователями, при котором на поверхности образца из диэлектрического материала формируется комбинированный акустический источник/приемник ультразвука, который обладает широким рабочим диапазоном частот «классического» ЕП, но не является акустически бесконтактным, в отличие от него. Генерация и регистрация ультразвука производятся широкополосным ЕП с тонкопленочным оксидным диэлектрическим слоем [2] через тонкую алюминиевую фольгу, используемую вместо напыленного токопроводящего слоя и служащую вторым электродом ЕП. Ввод и вывод УЗ колебаний в образце выполняется с помощью жидкостного контактного слоя (например, глицерин, УЗ гель). Электрический сигнал при возбуждении преобразуется ЕП в колебания фольги с заданной частотой, которые передаются в образец через контактный слой. Прием акустических сигналов с помощью ЕП происходит за счет колебаний фольги при поступлении УЗ колебаний. При отсутствии контактного слоя амплитуда акустических сигналов мала. Необходимо выполнить 2 условия: минимальный размер зоны контакта (примерно равный диаметру электрода) и минимальная толщина слоя жидкости.

При этом отражения распространяющихся в образце УЗ волн будут происходить в основном от границ раздела «поверхность образца-контактный слой». Коэффициент отражения  $K_o$  составляет порядка 0,8, так как плотность контактных жидкостей ( $\rho_{ж}=1,05-1,1$  г/см<sup>3</sup>) и скорость продольных УЗ волн в них ( $C_{ж}=1400-1600$  м/с) существенно меньше этих параметров для различных диэлектриков. Соответственно, для эхо-импульсного метода измерений получаем время распространения акустических импульсов непосредственно в материале образца, независимо от толщины контактного слоя и фольги.

Основными задачами работы являются экспериментальное исследование данного метода возбуждения и регистрации УЗ волн емкостными преобразователями в диэлектрических ма-

териалах, определение рабочего диапазона частот УЗ волн и оценка точности измерений скорости распространения продольных УЗ волн эхо-импульсным методом в сравнении с «классическим» вариантом (с напылением). В качестве образцов использованы две плоскопараллельные пластины цилиндрической формы из оптического стекла К8 диаметром 60 мм и номинальной толщиной 20 мм с оптическим качеством полировки ( $R_z$  не более 0,05 мкм). Отклонение от плоскостности рабочих поверхностей не превышало 0,5 мкм, клиновидность не более 20 мкм. Выбор стекла К8 определяется малыми значениями коэффициента затухания УЗ волн и частотной дисперсии скорости (не более  $1 \cdot 10^{-4}$ ) в диапазоне частот (1–50) МГц.

Рабочие поверхности одной пластины (образец №1) имели зеркальное алюминиевое покрытие толщиной  $\sim 0,1$  мкм, нанесенное методом вакуумного напыления. Вторая пластина (образец №2) не имела покрытий, и для обеспечения работы излучающего и приемного ЕП применялась алюминиевая фольга толщиной 14 мкм с использованием для акустического контакта фольги и образца специального УЗ геля, применяемого в дефектоскопии.

В образце № 1 на государственном первичном эталоне ГЭТ189-2014 (лазерные методы возбуждения и регистрации ультразвука [4, 5]) проведены измерения действительного значения скорости распространения продольных УЗ волн, которое составляет  $C_{L3} = 5995,9 \pm 0,8$  м/с.

Измерения установке для комплексных измерений акустических параметров твердых сред ИЗУ-1 [6,7]. Схема установки приведена на рис. 1.

В эхо-импульсном режиме измерений установки генерация УЗ радиоимпульсов с заданной несущей частотой и длительностью производится в исследуемом образце с помощью излучающего широкополосного ЕП и генератора радиоимпульсов (ГРИ), работающего на ряде фиксированных частот в диапазоне (1–50) МГц. Регистрация распространяющихся УЗ сигналов осуществляется на противоположной поверхности образца с помощью приемного ЕП, расположенного соосно с излучающим ЕП. Сигналы с выхода приемного ЕП усиливаются предусилителем с полосой частот (0,1–100) МГц и полосовым усилителем, работающим на частотах, соответствующих частотам ГРИ, и воспроизводятся на экране цифрового запоминающего осциллографа (ЦЗО) типа LeCroy WaveSurfer 422 с полосой частот 200 МГц. Измерения времени распространения продольных УЗ волн (временного интервала между импульсами продольных УЗ волн)  $T_{km}$  на акустической базе, равной  $2(m-k)d$ , где  $d$  – толщина образца,  $k, m$  – номера УЗ импульсов, производятся с помощью ЦЗО методом совмещения [5]. Выбор номеров УЗ импульсов производится с учетом минимизации дифракционных явлений в зависимости от частоты.

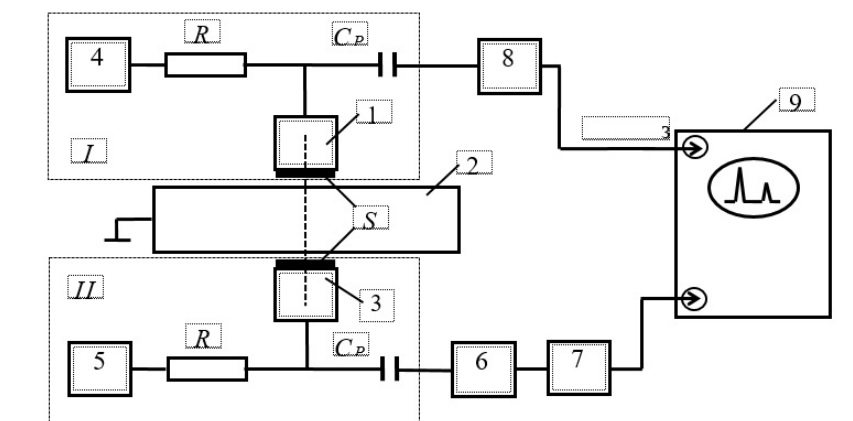


Рис. 1. Схема установки: I, II – возбуждающий и приемный ЕП; 1, 3 – электроды; 2 – образец; 4, 5 – источники постоянного поляризующего напряжения; 6 – полосовой усилитель; 7 – генератор радиоимпульсов; 8 – цифровой запоминающий осциллограф;  $C_p$  – разделительный конденсатор;  $R$  – зарядное сопротивление

Скорость распространения продольных УЗ волн  $C_L$  определяется по формуле:

$$C_L = \frac{2d(m-k)}{T_{km}} + \Delta C_{Ldif}, \quad (1)$$

где  $\Delta C_{Ldif}$  – дифракционная поправка.

Дифракционная поправка по методике измерений вводится на частотах продольных УЗ волн  $f \leq 10$  МГц и рассчитывается по формуле [3]:

$$\Delta C_{dif} = -C_L \left[ \frac{5,2}{z^{3/2} (k_L a)^2} - 7 \cdot 10^{-4} \frac{(k_L a)^2 - 2200}{(k_L a)^2 + 13z^2} \right], \quad (2)$$

где  $k_L a$  – параметр, являющийся функцией частоты УЗ волн, скорости распространения УЗ волн и размеров электродов ЕП,  $k_L$  – волновое число;  $k_L = 2\pi/\lambda = 2\pi f / C_L$ ;  $\lambda$  – длина УЗ волны,  $f$  – частота УЗ волны;  $a$  – радиус электрода ЕП;  $z$  – параметр, равный  $z = (d/a)\sqrt{(2n-1)(2m-1)}$ , который является функцией расстояния, пройденного УЗ волной, приведенного к размерам электродов ЕП.

Осциллограммы акустических импульсов показаны на рис. 2. Акустические сигналы имеют вид последовательности переотраженных в образце УЗ радиоимпульсов с заданной несущей частотой и временным интервалом между импульсами, равным времени распространения продольных УЗ волн на удвоенной толщине образца. Амплитуда импульсов убывает с расстоянием вследствие дифракционной расходимости и затухания продольных УЗ волн в материале образца. Как и ожидалось, в образце №2 наблюдается более быстрый рост затухания с частотой УЗ волн, вследствие неполного отражения акустических волн на границах раздела «образец-гель» (в отличие от образца № 1, для которого  $K_o=100\%$ ), что затрудняет применение данного метода для измерений коэффициента затухания продольных УЗ волн в материале без введения соответствующих поправок. Также можно отметить, что для образца № 2 при каждом переотражении временная форма и длительность УЗ радиоимпульсов (рис. 2, б) на частотах выше 10 МГц несколько изменяется за счет возрастания длительности заднего фронта (рис. 3), причем этот эффект с ростом частоты УЗ колебаний более заметен, из-за сокращения длительности возбуждаемых радиоимпульсов при заданном числе периодов.

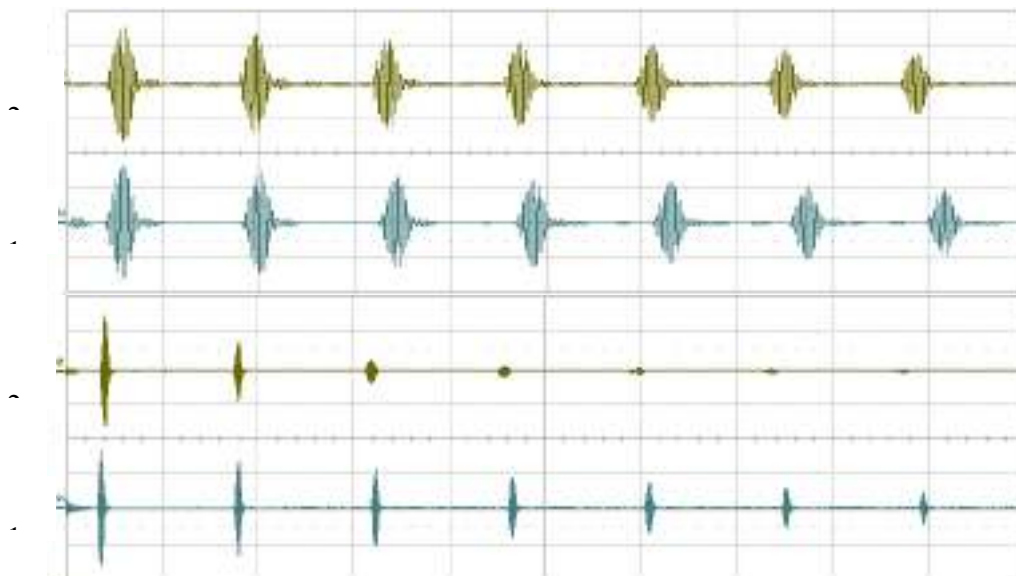


Рис. 2. Осциллограммы акустических сигналов (ось X: 5 мкс/дел):

а – частота 5 МГц (ось Y: O1 – 35 мВ/дел, O2 – 100 мВ/дел);

б – частота 20 МГц (ось Y: O1 – 5 мВ/дел, O2 – 30 мВ/дел). O1 – образец №1, O2 – образец № 2

Это можно объяснить суперпозицией основного отражения УЗ импульса (от границы раздела «стекло-гель», около 80 % акустической энергии) с импульсом, прошедшим в слой геля и далее отражённым назад от границы «фольга-электрод». Этот импульс суммируется с основным при каждом переотражении с временной (фазовой) задержкой, определяемой временем прохождения УЗ волн на двойной толщине слоя геля.

Диапазон частот при измерении скорости продольных УЗ волн в радиоимпульсном режиме работы установки ограничен условием регистрации хотя бы одного переотраженного УЗ импульса и для образца № 1 составляет (1–50) МГц. Диапазон частот для образца №2 ограничен сверху и равен (1–32) МГц вследствие более значительного ослабления сигналов из-за меньшего коэффициента отражения на комбинированной границе. При этом амплитуда возбуждаемых УЗ импульсов для образца №2 в 2-3 раза больше, что может быть вызвано более высокой эффективностью преобразования электрической энергии в акустическую за счет более свободных колебаний фольги под действием приложенного переменного электрического поля, в отличие от колебаний напыленного на поверхность слоя металла, связанного с объемом материала образца.

**Результаты измерений.** Результаты измерений скорости распространения продольных УЗ волн эхо-импульсным методом в образцах №1 и №2 и доверительные границы абсолютной  $\Delta C_L$  и относительной  $\delta C_L$  погрешности измерений установки (при доверительной вероятности  $P=0,95$ ) приведены в таблицах 1 и 2. Нижние индексы 1 и 2 соответствуют номеру образца. Число измерений на каждой частоте  $n=6$ . Точность измерений толщины образцов составляла 1 мкм. Точность измерений интервалов времени не превышала 2 нс при частоте 1 МГц, 1 нс на частоте 5 МГц и 0,5 нс на частотах 10 МГц и выше.

С целью оценки точности результатов измерений скорости распространения продольных УЗ волн (разности значений) в образце № 2 в сравнении с «классическим» вариантом (образец №1 с напылением) в соответствии с принятым в метрологии определением погрешности вычислялась относительная погрешность  $\delta C_{LI}$  по формуле  $\delta C_{LI} = (C_{L2} - C_{L1})/C_{L1}$ .

Таблица 1

Результаты измерений скорости распространения продольных УЗ волн

Параметр	Образец №1, $d = 21,435$ мм						
	1,25	2,5	5	10	20	32	50
Частота, МГц	1,25	2,5	5	10	20	32	50
$C_{L1}$ , м/с	6013,0	6002,5	5998,5	5996,0	5995,9	5996,3	5996,3
$\Delta C_L$ , м/с	5,7	4,5	2,4	2,3	2,3	2,3	2,3
$\delta C_L$ , %	0,1	0,07	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04

Таблица 2

Результаты измерений скорости распространения продольных УЗ волн

Параметр	Образец №2, $d = 20,683$ мм						
	1,25	2,5	5	10	20	32	50
Частота, МГц	1,25	2,5	5	10	20	32	50
$C_{L2}$ , м/с	6030,3	6001,2	5996,8	5993,8	5990,6	5990,5	–
$\Delta C_L$ , м/с	5,8	4,5	2,3	2,3	3,0	2,6	–
$\delta C_L$ , %	0,1	0,08	0,04	0,04	0,05	0,04	–
$\Delta C_{LI}$ , м/с	17,3	-1,4	-1,7	-2,2	-5,3	-5,8	–
$\delta C_{LI}$ , %	0,29	- 0,023	- 0,028	- 0,037	- 0,089	- 0,097	–

Частотные зависимости скорости распространения продольных УЗ волн показаны на рис. 3. Как и ожидалось, в «классическом» варианте работы ЕП для образца №1 с напылением частотная дисперсия скорости в стекле К8 в диапазоне (5–50) МГц достаточно мала, а значения скорости распространения продольных УЗ волн практически совпадают с действительным значением скорости в этом же образце  $C_{L_0} = 5995,87 \pm 0,80$  м/с. На частотах менее 5 МГц полученные значения скорости возрастают вследствие влияния дифракционных эффектов [8].

В целом, значения скорости распространения продольных УЗ волн  $C_{L1}$  и  $C_{L2}$  хорошо совпадают в диапазоне частот от 2,5 до 32 МГц. Относительная погрешность  $\delta C_{LI}$  не превышает значения 0,1 %. Это подтверждает, что данным методом определяется время распространения продольных УЗ волн именно в материале образца, иначе скорости различались бы более существенно (10 м/с и более). Для частот (2,5–10) МГц разность значений  $C_{L1}$  и  $C_{L2}$  находится в пределах погрешностей измерений установки.

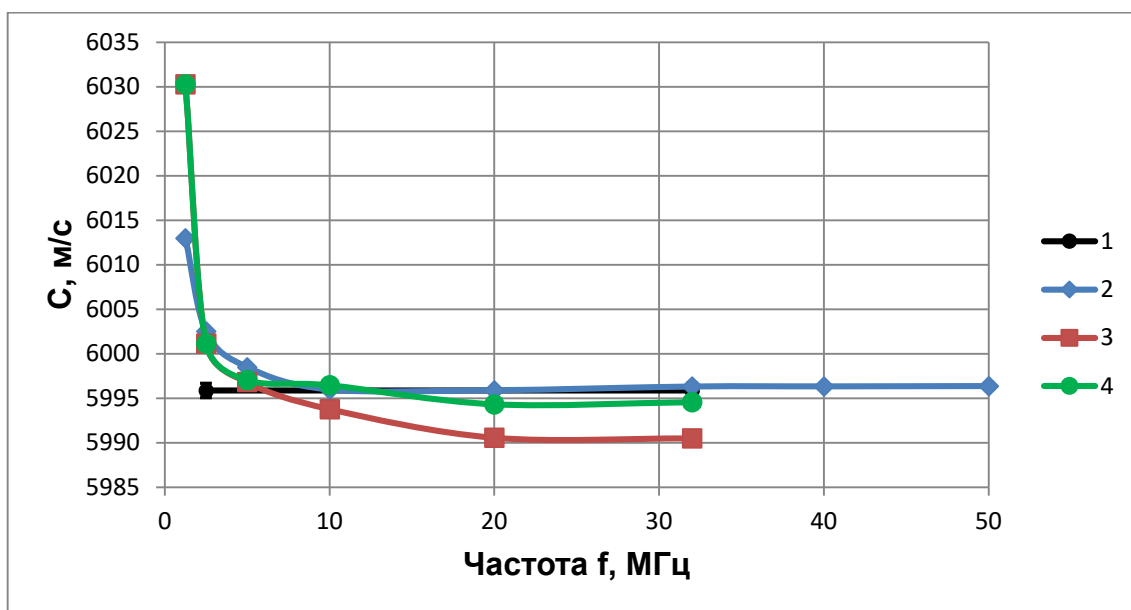


Рис. 3. Частотная зависимость скорости распространения продольных акустических волн. 1 – образец №1 (ГЭТ); 2 – образец №1; 3 – образец №2; 4 – образец №2 (с поправкой)

Следует отметить, что в образце №2 (без напыления) измеренное значение скорости меньше в сравнении с образцом №1, при этом разность  $\Delta C_{LI}$  возрастает с ростом частоты. Уменьшение измеряемого значения скорости продольных УЗ волн с ростом частоты может быть обусловлено следующим. Основная часть энергии УЗ импульсов отражается на границе раздела стекло-гель (коэффициент отражения  $K_{отр} \approx 0,8$ ), при этом часть акустической энергии проходит далее на границу раздела фольга-диэлектрический слой электрода, где происходит полное отражение от воздушного слоя, имеющегося вследствие шероховатости поверхностей фольги и электрода ЕП. Таким образом, при отражении УЗ волны в данной системе происходит смещение фазы отраженного суммарного УЗ радиоимпульса (рис. 4, по шкале времени видно смещение вправо точек пересечения нуля, к которым идет временная привязка, на величину  $\Delta\tau = \Delta T/2$ ). Это приводит к временному сдвигу отраженного суммарного УЗ радиоимпульса и соответствующему увеличению измеряемого временного интервала  $T_{km}$  между двумя импульсами. С увеличением частоты (т. е. с уменьшением периода колебаний) при постоянном значении временного сдвига, определяемого толщиной слоев, этот эффект становится более заметным.

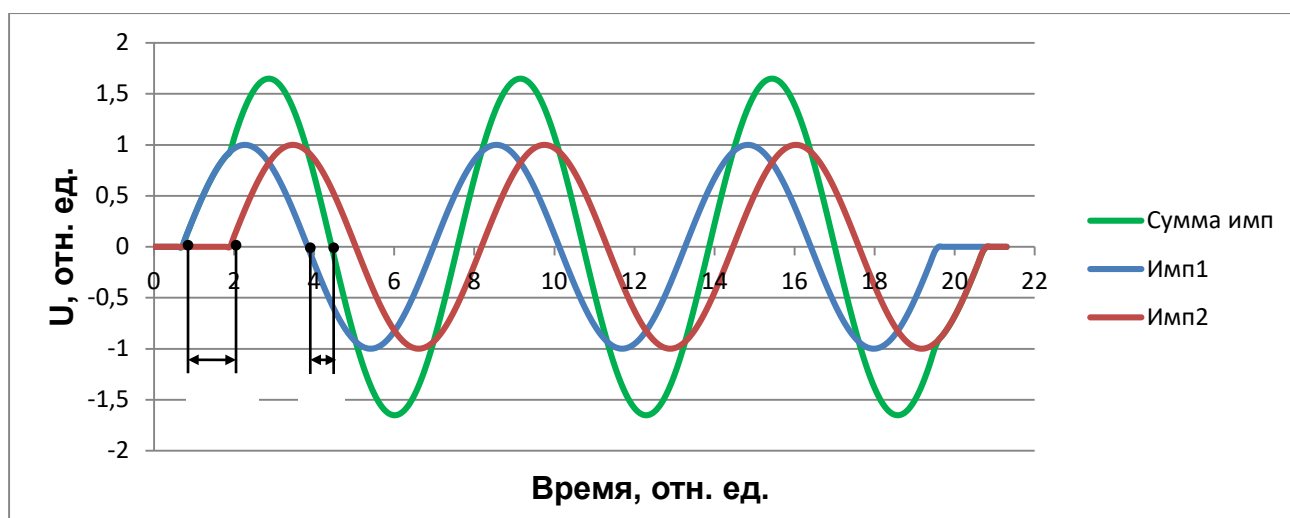


Рис. 4. Сумма двух УЗ радиоимпульсов при начальном временном сдвиге  $\Delta T$

Уменьшить эту дополнительную систематическую погрешность измерений можно определением и введением соответствующей поправки. В данной работе такая задача не ставилась, но при применении в качестве поправки значений, получаемых с помощью выражения (2) на частотах выше 10 МГц, можно снизить погрешность  $\delta_{СЛИ}$  минимум в 2 раза (кривая 4 на рис. 3).

Однако определяющим фактором оценки полученной точности измерений является не только само значение, но и соотношение этого значения с допускаемой точностью, например, с верхним значением пределов погрешности  $\pm 0,1\%$ , установленным для рабочих эталонов 1-го разряда в данной области измерений, в качестве которых применяют установки ИЗУ [9].

### Заключение

Таким образом, рассмотренный комбинированный способ генерации и приема УЗ колебаний широкополосными емкостными преобразователями в диэлектрических материалах с применением фольги вместо напыления электропроводящих покрытий на поверхность образцов позволяет обеспечить генерацию и прием акустических волн емкостными преобразователями в диапазоне частот от 1 до 32 МГц и проведение измерений скорости распространения продольных УЗ волн с высокой (0,02-0,1 %) точностью.

### Список источников

1. Ермолов И. Н., Ланге Ю. В. Неразрушающий контроль: справочник. В 7 т. Т. 3. Ультразвуковой контроль / Под общ. ред. В. В. Клюева. М. : Машиностроение, 2004. 864 с.
2. Луговой В. А., Троценко В. П. Высокостабильный емкостной преобразователь ультразвуковых сигналов // ПТЭ. 1986. № 3. С. 194–195.
3. Кондратьев А. И. Прецизионные методы и средства измерения акустических величин твердых сред : моногр. В 2 ч. Хабаровск : Изд-во ДВГУПС, 2006.
4. Государственный первичный эталон единицы скорости распространения продольных ультразвуковых волн в твердых средах / П. В. Базылев., А. В. Изотов, А. И. Кондратьев [и др.] // Измерительная техника. 2011. № 11. С. 7–10.
5. Государственный первичный эталон единиц скоростей распространения и коэффициента затухания ультразвуковых волн в твердых средах / П. В. Базылев, И. С. Доронин, И. Я. Крумгольц [и др.] // Измерительная техника. 2016. № 5. С. 5–10.
6. Гусаков С. А., Кондратьев А. И. Образцовая установка для комплексных измерений акустических параметров материалов // Измерительная техника. 1989. № 7. С. 50–52.
7. Эталонная установка для комплексных измерений акустических параметров твердых сред /

П. В. Базылев, В. А. Луговой, С. Л. Снытко [и др.] // Измерительная техника. 2023. № 2. С. 55–62.

8. Кондратьев А. И. Прецизионные измерения скорости и затухания ультразвука в твердых телах //Акустический журнал. 1990. Т. 36. № 3. С. 470–476.

9. Об утверждении Государственной поверочной схемы для средств измерений скоростей распространения и коэффициента затухания УЗ волн в твердых средах: приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии (Росстандарт) от 29.12.2018 г. № 2842.

УДК 614.872.5, 53.08, 629.78, 53.

## **СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМИТАТОРА ТРАНСПОРТНО-ПУСКОВОГО КОНТЕЙНЕРА, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕГО СИНУСОИДАЛЬНОЙ ВОЛНЫ**

**А. Е. Голых, А. Р. Сагеева, Д. В. Фомин**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск

E-mail: [toksikccc@gmail.com](mailto:toksikccc@gmail.com)

*В работе представлены результаты исследования спектральных характеристик имитатора транспортно-пускового контейнера для спутников стандарта CubeSat 1U-6U. Были проведены модельные испытания для определения резонансных частот объекта исследования, в результате которых на частотах 42,25 и 75,42 Гц в плоскости Z определены два резонансных пика и один резонансный пик на частоте 42,25 для плоскостей X и Y. Анализ графических зависимостей, полученных после преобразования данных натурных испытаний, показал, что расхождения полученных частот не превышают 5 %, а амплитуд 20 %, что удовлетворяет требованиям стандарта ECSS-E-ST-10-03C при проведении синусоидальных ВДИ. Кроме того, было установлено, что расхождения данных натурных и модельных испытаний (сравнивались резонансные частоты) не превысили 5 %, что удовлетворяет требованиям сходимости результатов измерений согласно ГОСТ Р ИСО 5725-1-2002.*

При проведении синусоидальных вибродинамических испытаний (ВДИ), являющихся обязательными при тестировании оборудования космического сегмента, применяют различные стандарты. Одним из наиболее популярных является ECSS-E-ST-10-03C. В соответствии с данным стандартом для оценки виброустойчивости объекта исследования в первую очередь проводит модельные испытания по определению резонансных частот, после чего проводят натурные испытания в два этапа. Первый этап – определение резонансных частот исследуемого оборудования. Второй этап – повторенное проведение первого этапа с увеличенным значением виброускорения. На основе рассмотренной методики проводилось тестирование объекта исследования - имитатора транспортно-пускового контейнера (ИТПК) для спутников стандарта CubeSat 1U-6U, устанавливаемого на поворотное основание (являющегося объектом исследования в данной работе), позволяющего проводить виброиспытания на вибростендах, создающих вибрацию в одной плоскости. Данное устройство используется в качестве оснастки для закрепления на столе вибростенда исследуемого спутника [1].

### **Модельный гармонический анализ ИТПК для CubeSat 1U-6U**

Модельное исследование по определению собственных частот ИТПК для CubeSat 1U-6U, проводилось с малым воздействием гармонической волны 1g [2] в программе САПР SolidWorks. Предел для исследования был выбран исходя из значений частот, возникающих при

наземной транспортировке (от 5 до 140 Гц согласно ECSS-E-ST-10-03C). Исследование проводилось при положении ИТПК в горизонтальной плоскости относительно стола вибростенда (рис. 1) [2, 3].



Рис. 1. Вид ИТПК для CubeSat 1U-6U, установленного на поворотное основание, ориентированное горизонтально

В результате моделирования были определены две резонансные частоты 42,25 и 75,42 Гц в плоскости Z и одна резонансная частота – 42,25 Гц для плоскостей X и Y (рис. 2). Значения для других частот не рассматривались, поскольку в соответствии с ECSS-E-ST-10-03C для них коэффициент массового участия не превысил 10 % (рис. 2). Полученные значения резонансов лежат в типичном диапазоне частот для синусоидальных ВДИ от 5 до 100 Гц [3-6].

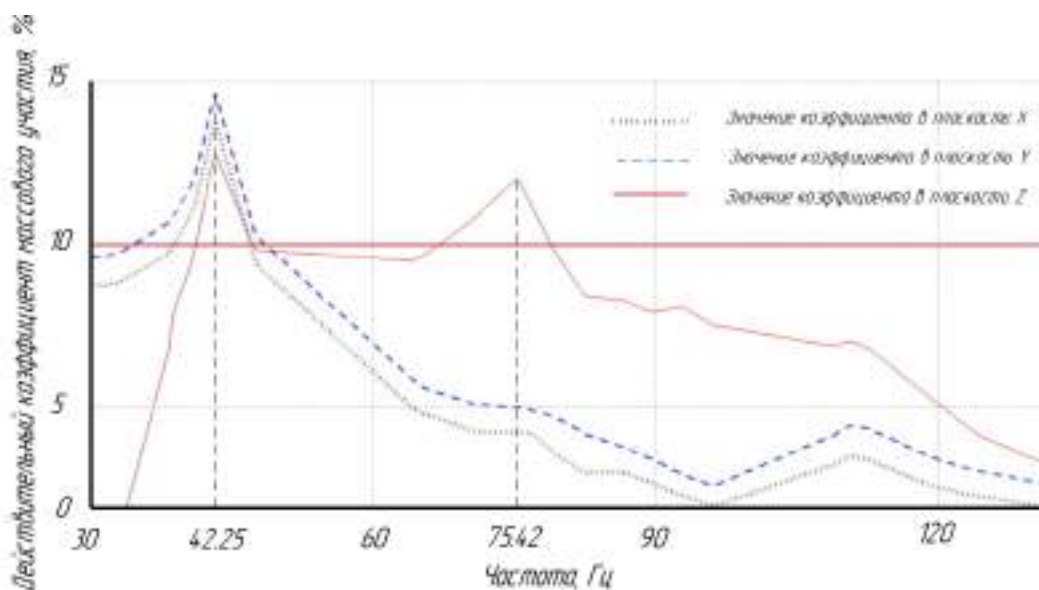


Рис. 2. График зависимости частоты от действительного коэффициента массового участия, полученный в ходе исследования ИТПК для спутников CubeSat 1U-6U, установленного на поворотное основание в САПР SolidWorks

### Натурные синусоидальные вибродинамические испытания ИТПК для CubeSat 1U-6U

Натурные испытания проводились на вибростенде ВИКАМ 35/14 [6, 7]. Значение спектральной плотности ускорения соответствовало максимальному, возникающему при наземной транспортировке спутников в составе ракета-носителя Союз-2.16 и составило 0,02 г/Гц.



Частотный диапазон был выбран в соответствии с данными, полученными модельно (от 20 до 80 Гц). Изменение частоты на первом и втором этапах испытаний составляло 0,5 окт/мин –5]. Значение виброускорения на первом этапе равнялось 1,7g на втором этапе 2g. В качестве прибора регистрации данных использовался «Вибротест МГ4.01», управляющая точка крепления датчика которого была выбрана в соответствии с ГОСТ 28203-89 пункт 3.3. Испытываемый ИТПК, размещенный на вибростенде, представлена на рис. 3 [3–6].



Рис. 3. Фотография экспериментального образца ИТПК для наноспутников стандарта CubeSat 1U-6U, установленного на поворотное основание

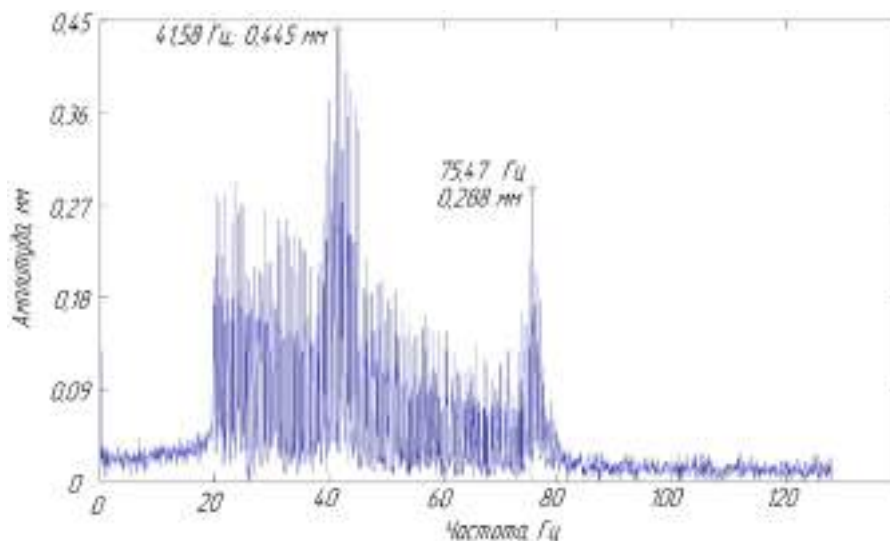
В результате тестирования был получен массив данных, преобразование которого осуществлялось в среде MATLAB с использованием встроенной функции *fft* [8–11]. В результате обработки данных были получены частотные зависимости амплитуд для каждой ортогональной оси. На рис. 4 представлены наибольшие по амплитуде расхождения резонансов, выявленные в ходе тестирования на первом и втором этапах испытания.

Анализируя представленные графики частотной зависимости амплитуды сигнала, полученного при ориентации ИТПК в горизонтальной плоскости, вдоль оси Z, можно заключить: для первого этапа испытаний, на частотах 41,58 Гц и 75,47 Гц наблюдался резонансы с амплитудами 0,445 и 0,288 мм соответственно; для второго этапа испытаний – на частотах 41,98 Гц и 75,97 Гц наблюдался резонансы с амплитудами 0,533 и 0,292 мм соответственно.

Сравнивая полученные результаты видно, что расхождения частот, в двух испытаниях, составляют 0,96 % и 0,66 %, а амплитуд – 19,78 % и 1,39 % соответственно, что удовлетворяет требованиям стандарта ECSS-E-ST-10-03C, при проведении синусоидальных ВДИ.

Для других ортогональных осей анализ полученных графических зависимостей показал, что расхождения полученных частот не превышают 5 %, а амплитуд 20 % что также удовлетворяет требованиям стандарта ECSS-E-ST-10-03C при проведении синусоидальных ВДИ.

а



б

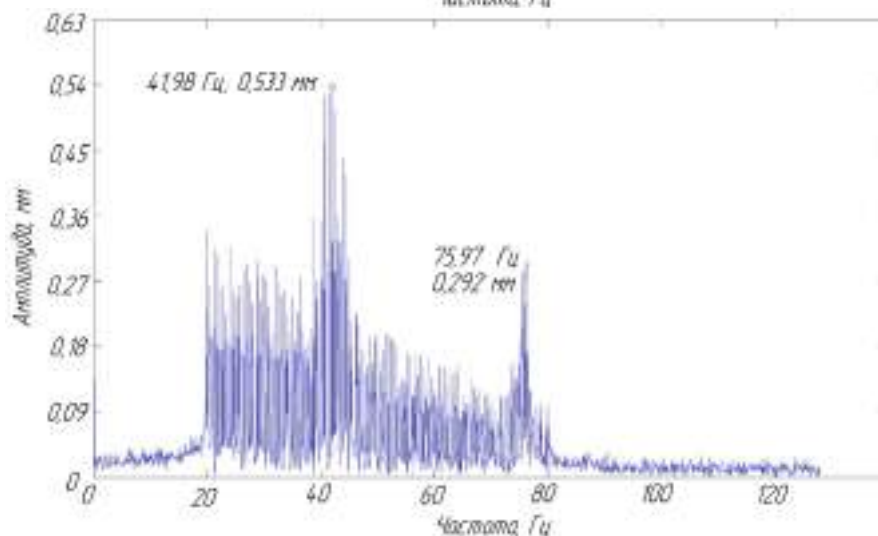


Рис. 4. Частотная зависимость амплитуды сигнала, полученного при ориентации ИТПК в горизонтальной плоскости, вдоль оси Z: а) первый этап испытания; б) второй этап испытания

### Обсуждение и выводы

Таким образом, в соответствии с методикой, представленной в стандарте ECSS-E-ST-10-03С были проведены синусоидальные виброиспытания для имитатора транспортно-пускового контейнера для спутников стандарта CubeSat 1U-6U. В модельной части при горизонтальном положении ИТПК, были определены две резонансные частоты 42,25 и 75,42 Гц в плоскости Z и одна резонансная частота 42,25 для плоскостей X и Y. Значения для других частот не рассматривались, поскольку в соответствии с ECSS-E-ST-10-03С для них коэффициент массового участия, согласно моделированию, не превысил 10 %.

В ходе проведения натурных испытаний на вибростенде ВИКАМ 35/14 с обработкой данных среде MATLAB были получены частотные зависимости амплитуды сигнала для ИТПК в вертикальной плоскости, для каждой ортогональной оси исследуемого объекта. Анализ полученных графических зависимостей показал, что расхождения полученных частот не превышают 5 %, а амплитуд 20 % что удовлетворяет требованиям стандарта ECSS-E-ST-10-03С при проведении синусоидальных ВДИ оборудования космического сегмента.

Отдельно, было установлено, что расхождения данных натурных и модельных испытаний (сравнивались резонансные частоты) не превысили 5 %, что удовлетворяет требованиям схожести результатов измерений согласно ГОСТ Р ИСО 5725-1-2002.

## Список источников

1. Голых А. Е., Фомин Д. В. Поворотный комплекс для проведения вибродинамических испытаний наноспутников // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2023. Т. 66, № 6. С. 472–482.
2. Космический аппарат «Маяк». Программа и методика испытаний на статическую и вибродинамическую прочность. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.your-sector-of-space.org/gallery/>.pdf (lfnf (дата обращения: 11.09.2023).
3. Голых А. Е., Тарасов Д. С., Фомин Д. В. Разработка оснастки в виде имитаторов транспортно-пусковых контейнеров спутников стандарта CubeSat 1U-12U для проведения вибродинамических испытаний малых космических аппаратов // «Орбита молодежи» и перспективы развития российской космонавтики: VIII Всероссийская молодежная научно-практическая конференция (Калуга, 20–23 сентября 2022 г.): сборник тезисов / Государственная корпорация по космической деятельности «Роскосмос», Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет); Межрегиональная общественная организация «Российская академия космонавтики имени К.Э. Циолковского». Москва: Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2022. С. 216–221.
4. Европейский стандарт проведения наземных испытаний аэрокосмической техники [Электронный ресурс]. URL: <https://www.abbottaerospace.com/downloads/ecss-e-st-10-03c-space-engineering-testing/> (дата обращения: 11.09.2023).
5. Технический бюллетень центра инженерии и безопасности НАСА № 15-03 [Электронный ресурс]. URL: [https://www.nasa.gov/wp-content/uploads/2015/04/nesc-tb-15-03-best-practices-for-use-of-sine-vibration-testing.pdf?emrc=64c792#:~:text=Sine%20Vibration%20\(SV\)%20Testing%20involves,but%20mainly%20on%20flight%20articles](https://www.nasa.gov/wp-content/uploads/2015/04/nesc-tb-15-03-best-practices-for-use-of-sine-vibration-testing.pdf?emrc=64c792#:~:text=Sine%20Vibration%20(SV)%20Testing%20involves,but%20mainly%20on%20flight%20articles) (дата обращения: 11.09.2023).
6. ГОСТ Р ISO 10813 - 1 - 2011. Руководство по выбору вибростендов: дата введения: 01.12.2012. [Электронный ресурс]. URL: <https://files.stroyinf.ru/Data/516/51630.pdf> (дата обращения: 10.02.2024).
7. Электромеханический вибрационный стенд ВИКАМ-35/14 [Электронный ресурс]. URL: <https://technoprist.ru/catalog/proizvodstvo-ispytate-lnogo-oborudovaniya/ispytatelnye-stendyvikam/elektromekhanicheskiy-vibratsionnyy-stend-vikam-35/> (дата обращения: 09.10.2023).
8. Русанов О. А., Авдеев Н. Ф. Анализ установившихся вынужденных колебаний методом конечных элементов // Машиностроение и инженерное образование. 2012. № 1(30). С. 50–56.
9. Подклетнов С. Г. Применение методов преобразования Фурье и вейвлет-преобразования для вибродиагностики технического состояния тоннельных эскалаторов [Электронный ресурс] // Изв. СПбГЭТУ. 2023. Т. 16. № 5. С. 24–32. URL: <https://izv.etu.ru/assets/files/izvestiya-5-2023-24-32.pdf> (дата обращения: 20.11.2023).
10. Гулай А. В., Зайцев В. М. Цифровая технология спектрального анализа параметров колебаний [Электронный ресурс] // Системный анализ и прикладная информатика. 2022. № 1. С. 4–8. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/tsifrovaya-tehnologiya-spektralnogo-analiza-parametrov-kolebaniy> (дата обращения: 20.09.2023).
11. Смирнова Н. В. Векторная и спектральная цифровая обработка сигналов в музыкальной акустике методом параметрического дискретного преобразования Фурье [Электронный ресурс] // Цифровая обработка сигналов. 2019. № 2. С. 3–11. URL: [http://www.dspsa.ru/articles/year2019/jour19\\_2/art19\\_2\\_1.pdf](http://www.dspsa.ru/articles/year2019/jour19_2/art19_2_1.pdf) (дата обращения: 10.10.2023).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРОУСТОЙЧИВОСТИ КВАРЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА ПРИБОРА «МЕРИДИАН-АМУР»

**Е. И. Зубко, А. Е. Голых, Д. В. Фомин**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск  
E-mail: [zubko.9797@mail.ru](mailto:zubko.9797@mail.ru)

*В работе представлен результат проведения вибродинамических испытаний кварцевого резонатора, входящего в состав прибора «Меридиан-Амур», предназначенного для исследования явления контаминации на малых космических аппаратах. Испытания проводились на вибростенде ВИКАМ 35/14 в соответствии с требованиями стандарта ECSS-E-ST-10-03C. Представлены разработанные авторами конструкции оснастки для крепления кварцевого резонатора, условия проведения испытаний, а также результаты, подтверждающие сохранение работоспособности резонатора после воздействия на него вибраций. Проведённые испытания показывают возможность использования прибора в космосе после запуска и доставки космического аппарата на орбиту.*

Прибор «Меридиан-Амур» представляет собой полезную нагрузку, устанавливаемую на малые космические аппараты (КА) для исследования явления контаминации, методом, основанным на пьезорезонансном эффекте [1]. Прибор состоит из двух модулей: аналитического (2) и измерительного (1) (рис. 1). Измерительный модуль включает кварцевый резонатор без корпуса (используется в качестве датчика слоёв контаминантов), который размещается внутри корпуса КА или отдельного устройства и подключается к измерительному генератору, входящему в состав аналитического модуля [2].

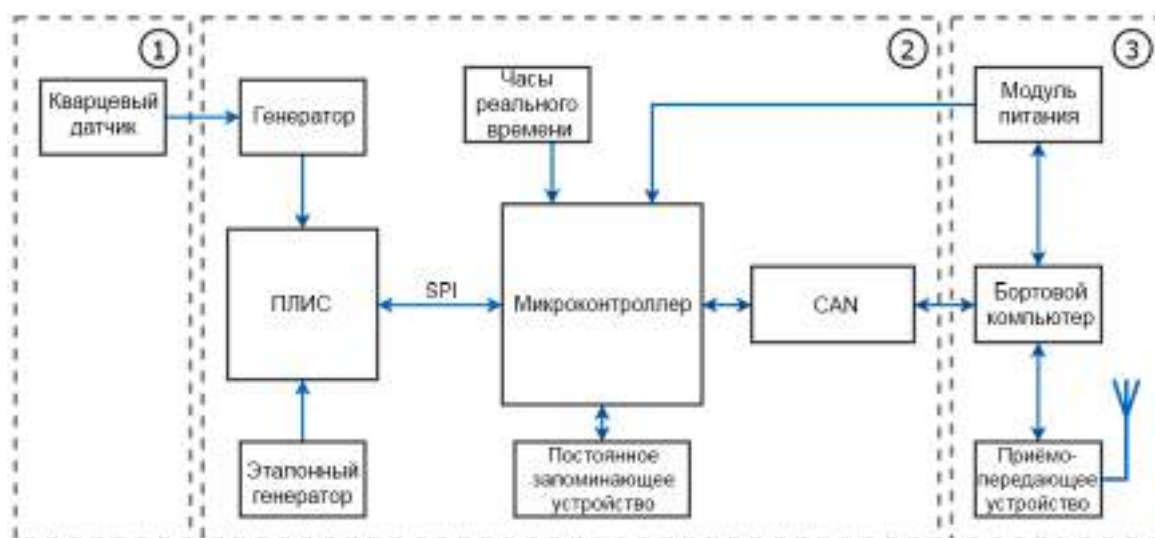


Рис. 1. Структурная схема прибора «Меридиан-Амур»

Кварцевый резонатор представляет собой тонкую пластинку кристалла кварца с двумя металлическими полосками-контактами. Ввиду использования резонатора без защитного корпуса, существует вероятность его повреждения или разрушения под воздействием вибраций,

возникающих при выведении космического аппарата ракетой-носителем, что может привести к искажению результатов исследований или полному их срыву. В связи с этим проведение вибродинамических испытаний кварцевого резонатора, используемого в качестве датчика, является актуальной задачей.

### Методика проведения вибродинамических испытаний

Для проведения вибродинамических испытаний был использован вибростенд ВИКАМ 35/14 [3], создающий синусоидальные вибрации в вертикальной плоскости. В соответствии с требованиями стандарта ECSS-E-ST-10-03С, вибродинамические испытания должны проводиться в трёх взаимно ортогональных плоскостях. Для выполнения данного требования были спроектированы и изготовлены оснастки из ABS пластика (рис. 2) с заполнением 85%. Оснастки проектировались таким образом, чтобы их остаточная деформация была близка к нулю, тем самым обеспечивалось воспроизведение всех воздействий, оказываемых на объект исследования через оснастку.

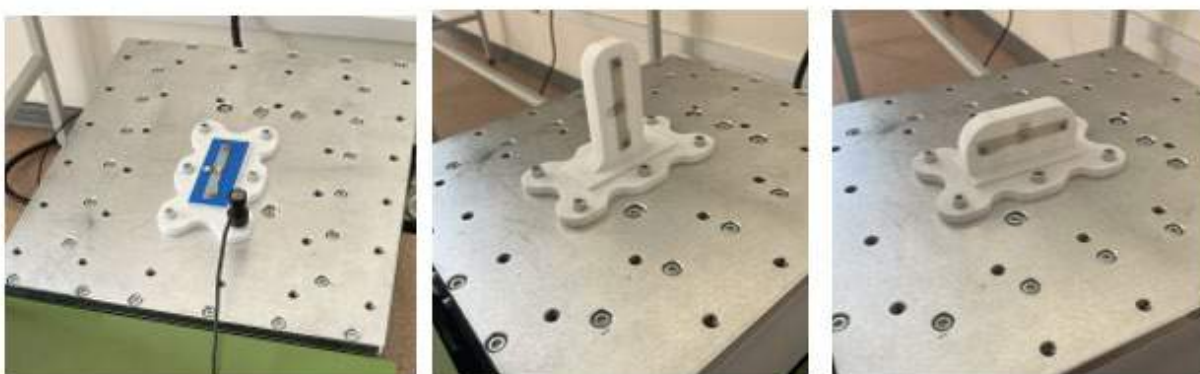


Рис. 2. Оснастки для закрепления кварцевого резонатора в трёх взаимно ортогональных плоскостях

В соответствии с требованиями стандарта ECSS-E-ST-10-03С, вибродинамические испытания проводились в диапазоне частот от 20 Гц до 80 Гц с максимальным ускорением, установленным на уровне 10g. Изменение частоты составило 0,5 окт/мин [4, 5, 6]. На рис. 3 представлены графики протокола испытаний.

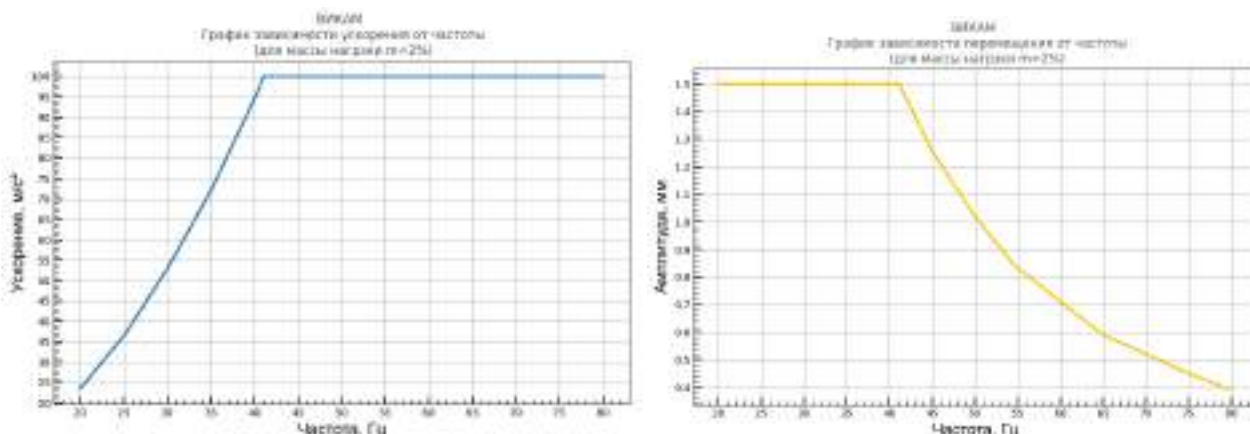


Рис. 3. Графики протокола испытаний

В результате проведения вибродинамических испытаний не было выявлено резонансных частот. Визуальный осмотр показал отсутствие у кварцевого резонатора видимых повреждений или дефектов, вызванных вибрационными нагрузками. Кроме того, последующее, после испытаний, подключение резонатора в электрическую цепь прибора «Меридиан-Амур» подтвердило его полную работоспособность, что свидетельствует о надёжности конструкции для использования в космических условиях.

### **Заключение**

Таким образом, проведённые вибродинамические испытания кварцевого резонатора подтвердили его устойчивость к вибрационным воздействиям, соответствующих запуску и транспортировке космического аппарата.

Резонатор сохранил работоспособность при воздействии синусоидальных вибраций в диапазоне частот от 20 Гц до 80 Гц при максимальном ускорении 10g. Испытания проводились в трёх взаимно ортогональных плоскостях с использованием оснасток, специально спроектированных и изготовленных авторами для проведения эксперимента.

По результатам испытаний резонансных частот не было выявлено. Визуальный осмотр показал отсутствие видимых повреждений или дефектов кварцевого резонатора, вызванных вибрационными нагрузками. Датчик сохранил свою работоспособность.

### **Список источников**

1. Технология тонких пленок (справочник) / Пер. с англ. под ред. Л. Майселла, Р. Глэнга. М. : Сов. Радио. Т. 2. 1977. 768 с.
2. Фомин Д. В., Шолыгин И. О., Зубко Е. И. Изучение явления контаминации на малых космических аппаратах // Научное приборостроение. 2024. Т. 34. № 2. С. 44–53.
3. Электромеханический вибрационный стенд ВИКАМ-35/14 [Электронный ресурс]. URL: <https://technoprism.ru/catalog/proizvodstvo-ispytaniya-oborudovaniya/ispytatelnye-stendyvikam/elektromekhanicheskiy-vibratsionnyy-stend-vikam-35/> (дата обращения: 09.08.2024).
4. Европейский стандарт проведения наземных испытаний аэрокосмической техники [Электронный ресурс]. URL: <https://www.abbottaerospace.com/downloads/ecss-e-st-10-03c-space-engineering-testing> (дата обращения: 09.08.2024).
5. Технический бюллетень центра инженерии и безопасности НАСА № 15-03 [Электронный ресурс]. URL: [https://www.nasa.gov/wp-content/uploads/2015/04/nesc-tb-15-03-best-practices-for-use-of-sine-vibration-testing.pdf?emrc=64c792#:~:text=Sine%20Vibration%20\(SV\)%20Testing%20involves,but%20mainly%20on%20flight%20articles](https://www.nasa.gov/wp-content/uploads/2015/04/nesc-tb-15-03-best-practices-for-use-of-sine-vibration-testing.pdf?emrc=64c792#:~:text=Sine%20Vibration%20(SV)%20Testing%20involves,but%20mainly%20on%20flight%20articles) (дата обращения: 10.08.2024).
6. Космический аппарат «Маяк». Программа и методика испытаний на статическую и вибродинамическую прочность. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.your-sector-of-space.org/gallery.pdf> (дата обращения: 09.08.2024).

## ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ НАНОЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ

**В. И. Иванов, А. В. Мяготин**

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

E-mail: [ivanov@festu.khv.ru](mailto:ivanov@festu.khv.ru), [tmeh@festu.khv.ru](mailto:tmeh@festu.khv.ru), [naivi@rambler.ru](mailto:naivi@rambler.ru)

*Теоретически проанализирована эффективность записи динамических голограмм в дисперсных жидкофазных средах при больших интенсивностях излучения. Оптическая нелинейность среды обусловлена электрострикционными силами, действующими на частицы дисперсной фазы в градиентном световом поле.*

Расширение применения методов динамической голографии в прикладных задачах ограничивается необходимостью поиска новых нелинейных сред [1]. Одним из перспективных классов чувствительных материалов являются жидкие дисперсные среды [2]. В таких средах, помимо известных механизмов оптической нелинейности, возникают дополнительные механизмы, обусловленные светоиндуцированными концентрационными потоками [1, 3]. Одним из таких механизмов является электрострикционная нелинейность [1, 4]. В данном случае, этот механизм обусловлен перераспределением концентрации дисперсных частиц в градиентном световом поле, что приводит к соответствующей пространственной модуляции оптических свойств среды. Существуют экспериментальные и теоретические результаты исследования этой нелинейности в различных средах, таких как газы, суспензии и микроэмульсии [1]. Однако все результаты получены для случаев малых изменений концентрации наночастиц по сравнению с первоначальной концентрацией (для относительно малых интенсивностей излучения).

В данной работе анализируется дифракционная эффективность динамических голограмм при относительно больших интенсивностях излучения, когда изменение концентрации может быть больше или сравнимо с начальной. Рассматривается наносуспензия, представляющая собой прозрачную жидкофазную среду с непоглощающими наночастицами. Простейшая голограмма создается двумя когерентными пучками света с плоскими волновыми фронтами. В таком случае пространственное распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды принимает следующий вид:

$$I(x) = I + ICosKx, \quad -\infty < x < \infty, \quad (1)$$

где  $I$  – интенсивность световой волны,  $K = 2\pi/\Lambda$  – волновой вектор интерференционной решетки,  $\Lambda$  – ее период,  $x$  – координата в плоскости слоя среды. Распределение концентрации наночастиц в пространстве зависит от решения уравнения диффузии при наличии внешнего поля, согласно источнику [4]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - div(\gamma C \nabla I), \quad (2)$$

где  $C(x, t) = m_0 / m$  – массовая доля наночастиц,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\bar{c}nk_B T}$ ,  $\beta$  – поляризуемость наночастицы,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $n$  – эффективный показатель преломления среды,  $\bar{c}$  – скорость света в вакууме.

При малых интенсивностях излучения изменение концентрации наночастиц  $C_N$  незначительно по сравнению с исходной концентрацией  $C_N$ . В то же время амплитуда модуляции концентрации наночастиц прямо пропорциональна интенсивности излучения, что соответствует обычному случаю кубической нелинейности среды с коэффициентом  $n_2 = (\partial n / \partial I)$ .

Когда концентрация частиц значительно изменяется, важно изучить начальное уравнение (2) в стационарном состоянии, как рекомендовано в источнике [6]:

$$D \square C + \gamma C \square I = 0. \quad (3)$$

Указанный выше безразмерный параметр  $\alpha = I/I_s$  демонстрирует, насколько интенсивность превышает уровень насыщенной интенсивности  $I_s = \gamma^{-1}D$ , при которой изменения концентрации становятся сопоставимыми с её начальным значением.

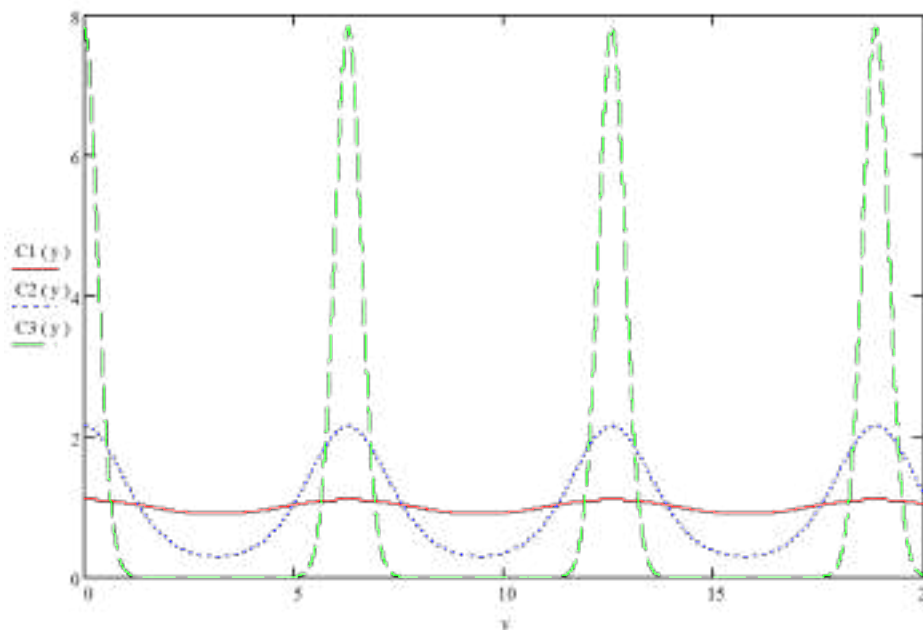
В дальнейшем мы будем искать общее решение уравнения (3) в следующем виде  $C = B e^{\alpha \cos Kx}$ , где  $B$  – это константа, которая определяется с учетом условия сохранения числа частиц. В отличие от предыдущего случая, при значительных изменениях концентрации частиц мы получаем, что этот параметр значительно превышает  $\alpha \gg 1$ .

$$\int_0^{\frac{\Lambda}{2}} C dx = \frac{\Lambda}{2} C_0. \quad (4)$$

Применяя нормировку, получаем следующее выражение, описывающее зависимость концентрации частиц от приведённой координаты ( $y = Kx$ )

$$C(y) = \pi e^{\alpha \cos y} \left( \int_0^{\pi} e^{\alpha \cos y} dy \right)^{-1}. \quad (5)$$

Дальнейшее вычисление амплитуды концентрационных решеток с использованием формулы (5) было выполнено в Mathcad. Были получены зависимости для различных интенсивностей ( $\alpha_1=0,1$ ;  $\alpha_2=1$ ;  $\alpha_3=10$ ) приведены на рисунке.



Концентрационные решетки при разных интенсивностях излучения, где  $(C1(y) = C/C_0$  при  $\alpha_1$ ;  $C2(y) = C/C_0$  при  $\alpha_2$ ;  $C3(y) = C/C_0$  при  $\alpha_3$ )



При высоких интенсивностях излучения концентрационные решетки проявляют существенную негармоничность. Амплитуды первых гармоник увеличиваются экспоненциально с ростом интенсивности излучения [5, 6].

Для тонких фазовых голограмм дифракционная эффективность находится как [1]:

$$\eta = t_0^2 J_1^2(\varphi_1), \quad (6)$$

где  $t_0$  – амплитудное пропускание неосвещенной голограммы;  $\varphi_1$  — амплитуда фазовой модуляции прошедшего излучения,  $J_n$  – бесселева функция  $n$ -го порядка.

Если среда прозрачна и амплитуда фазовой модуляции мала ( $\varphi_1 \ll 1$ ), из (6) для 1-й гармоники получаем:

$$\eta = \{2\pi n_1 f_0 \delta L C_1 \lambda^{-1}\}^2, \quad (7)$$

где  $L$  – толщина слоя среды.

Таким образом, показано, что при высоких уровнях интенсивности излучения запись динамической голограммы осуществляется в существенно нелинейном режиме, когда фазовая решетка становится несинусоидальной. При этом амплитуды первых гармоник нелинейно зависят от интенсивности излучения. Поскольку амплитуда модуляции экспоненциально возрастает с увеличением интенсивности, это открывает перспективы для значительного повышения эффективности записи голограмм, особенно в контексте оптической диагностики, с использованием больших интенсивностей излучения. В этом случае максимальная интенсивность может превышать интенсивность насыщения, что представляет особый интерес для импульсных режимов записи голограмм в дисперсных средах [7–9].

Полученные результаты являются актуальными для динамической голографии дисперсных жидкофазных сред, а также для оптической диагностики этих сред, таких как термооптическая спектроскопия. Они могут значительно повысить точность и эффективность методов анализа, применяемых в данных областях.

#### Список источников

1. Иванов В. И., Карпец Ю. М. Перспективные среды для динамической голографии // Вестник ДВО РАН. 2003. № 1. С. 93–97.
2. Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // *Philosoph. Mag.* B. 2002. Vol. 82. № 4.
3. Нанодисперсные среды для динамической голографии / В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, С. И. Кирюшина [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-3. С. 153–156.
4. Four-wave mixing in an artificial Kerr medium / P. W. Smith, A. Ashkin, W. J. Tomlinson // *Opt. Lett.* 6(6). 1981. P. 284–286.
5. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах / В. И. Иванов, А. И. Ливашвили, А. И. Лобов [и др.] // *Оптический журнал.* 2004. № 9. С. 236.
6. Ивахник В. В., Савельев М. В. Нестационарное четырехволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде // *Компьютерная оптика.* 2018. Т. 42. № 2. С. 227–235.
7. The concentration mechanisms of cubic nonlinearity in dispersive media / V. I. Ivanov, G. D. Ivanova, S. I. Kirjushina [et. al] // *Journal of Physics: Conference Series.* 2016. V. 735. P.012013.
8. Ивахник В. В., Савельев М. В. Влияние дисперсности наночастиц в прозрачной жидкости на пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2023. Т. 26. № 1. С. 9–17.
9. Myagotin A. V., Ivanov V. I. Ivanova G. D. Transient gratings in the transparent nanoliquid // *Proc.SPIE.* 2017. 10176. P.101761Z.

## ОПТОВОЛОКОННАЯ СХЕМА ДИАГНОСТИКИ ПРОЗРАЧНЫХ НАНОСУСПЕНЗИЙ

В. И. Иванов, А. В. Мяготин

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск  
 E-mail: [ivanov@festu.khv.ru](mailto:ivanov@festu.khv.ru), [tmeh@festu.khv.ru](mailto:tmeh@festu.khv.ru), [naiivi@rambler.ru](mailto:naiivi@rambler.ru)

*В данной статье анализируется нелинейная линза, индуцированная светом, в оптоволоконной схеме с прозрачной наносуспензией, обладающей электрострикционной нелинейностью. Теоретический анализ светоиндуцированного переноса массы в наносуспензии был проведен для больших интенсивностей излучения гауссовского лазерного пучка, когда изменение концентрации сравнимо с первичной. Нелинейная линза в этом режиме является экспоненциальной функцией интенсивности падающего света. Результаты имеют значение для изучения самодействия излучения в наносуспензиях и оптической диагностики таких материалов.*

Техника тепловой линзы широко используется для оптической диагностики материалов [1-4]. В двухкомпонентной жидкости переток тепла также может вызывать поток концентрации, возникающий из-за термодиффузии (эффект Соре [2]). Еще одним механизмом оптической нелинейности среды являются силы, действующие на частицы дисперсной фазы в градиентном световом поле. Эта оптическая нелинейность была изучена экспериментально и теоретически в наносуспензиях [5] и микроэмульсиях [6] (искусственные Керр-материалы). Нелинейная реакция соответствует кубической нелинейности для малых интенсивностей излучения, поскольку изменение концентрации частиц (и эффективного показателя преломления) пропорционально интенсивности излучения [7].

Цель настоящей работы — проанализировать реакцию линзы, индуцированную светом, в оптоволоконной схеме с прозрачной наносуспензией при высоких интенсивностях излучения.

Рассмотрим схему с оптоволоконном и световой линзой. В нашей схеме два коаксиальных волокна вставлены в оптическую ячейку с наносуспензией. Первое волокно генерирует гауссовый луч, а второе связано с фотодиодом для обнаружения мощности прошедшего луча.

Для гауссового луча имеем следующее распределение интенсивности в плоскости, перпендикулярной оптической оси:

$$I = I_0 [1 + (z/l_0)^2]^{-1} \exp\{-r^2(z)/r_1^2(z)\}, \quad (1)$$

$$r_1(z) = r_0 [1 + (z/l_0)^2]^{0.5}, \quad (2)$$

где  $I_0$  – интенсивность излучения на оси в перетяжке луча,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $r$  — расстояние от оси луча,  $r_1(z)$  – радиус перетяжки,  $w(z)$  – радиус луча на расстоянии  $z$  от перетяжки,  $l_0 = (\pi r_0^2 / \lambda)$  – конфокальный параметр.

Светолинзовый отклик  $\Theta(t)$  показывает изменение интенсивности луча  $I(t)$  на оптической оси за нелинейным слоем [7]:

$$\Theta(t) = \frac{I(t) - I(0)}{I(0)}. \quad (3)$$

Сигнал световой линзы определяется прозрачностью линзы ячейки [9]:

$$\Theta(t) = \frac{2(z_1/l_0)F_{nl}(0,t)}{(1+z_1^2/l_0^2)(1+3z_1^2/l_0^2)}, \quad (4)$$

где расстояние между двумя концами волокон равно  $2z_1$ ,  $F_{nl}(0,t)$  – нелинейная фаза оптического пути на оси луча.

Далее рассмотрим прозрачную наносуспензию под воздействием лазерного излучения с гауссовым профильным распределением интенсивности [9].

Уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц с учетом диффузии и электрострикционного эффекта, можно записать как [4]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\Delta C - \text{div}(\gamma C \nabla), \quad (5)$$

где  $C(r,t)$  – массовая концентрация дисперсных наночастиц,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\gamma = 4\pi\beta D(\bar{c}nk_B T)^{-1}$ ,  $\beta$  – поляризуемость частиц,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $n$  – эффективный показатель преломления,  $\bar{c}$  – скорость света в вакууме,  $I(r)$  – интенсивность излучения.

Источником в уравнении (4) является градиентная сила  $F_{\nabla}$ , создаваемая электрическим полем световой волны [5]:

$$F_{\nabla} = 4\pi\beta \nabla / \bar{c}n. \quad (6)$$

В стационарном режиме уравнение (5) принимает следующую форму:

$$0 = D\Delta C - \text{div}(\gamma C \nabla). \quad (7)$$

Общее решение для уравнения (7) ищется в следующей форме:

$$C = B \exp\{I / I_s\}, \quad (8)$$

где  $I_s = \gamma D^{-1}$  – интенсивность «насыщения»,  $B$  – нормирующая константа.

Введём безразмерный параметр интенсивности света  $\alpha = I_0 I_s^{-1}$ . Для малых интенсивностей излучения изменение концентрации частиц пропорционально интенсивности радиации ( $\alpha \ll 1$ ).

Константа нормализации  $B(\alpha)$  определяется из закона сохранения числа частиц:

$$\int_0^R C 2\pi r dr = \pi R^2 C_0, \quad (9)$$

где  $R$  – радиус цилиндрической ячейки,  $C_0$  – начальная концентрация дисперсных частиц.

Зависимость концентрации от расстояния до оси пучка  $\rho = (r/r_0)$  была рассчитана для  $R/r_0 = 5$ .

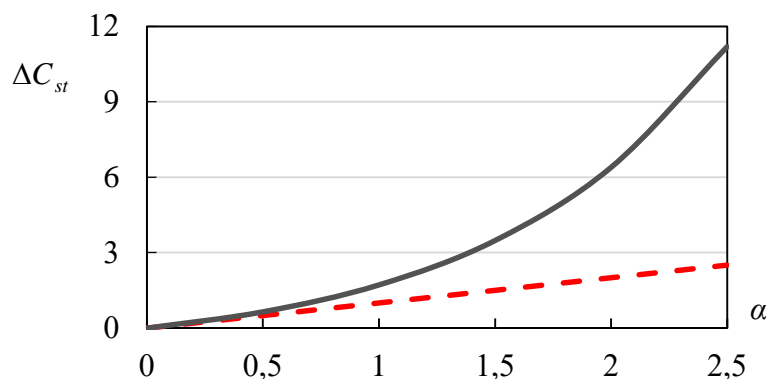
Нелинейная фаза  $F_{nl}(0)$  пропорциональна изменению концентрации  $\Delta C_{st}$  на оси пучка (для стационарного режима):

$$F_{nl} = 2d(\partial n / \partial C) C_0 \Delta C_{st}, \quad (10)$$

$$\Delta C_{st} = B(\exp \alpha - 1). \quad (11)$$

где  $\Delta C_{st} = (C_{st} - 1)$ .

Рисунок показывает изменение концентрации  $\Delta C_{st}$  на оси пучка в зависимости от нормированной интенсивности  $\alpha$ .



Изменение концентрации  $\Delta C_{st}$  на оси пучка в зависимости от нормализованной интенсивности  $\alpha$ . Линейная зависимость представлена для сравнения

В наносuspензии радиус частиц значительно меньше длины волны излучения  $\lambda$ , поэтому показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [8]:

$$n = n_1(1 + f\delta), \quad (12)$$

где  $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$ ;  $n_1$  и  $n_2$  показатели преломления вещества и дисперсионной среды дисперсионной фазы, соответственно;  $f = v_0 C$  это объемная доля дисперсионной фазы,  $r$  - это радиус наночастицы  $v_0 = (4/3)\pi r^3$  - это объем одной наночастицы.

$$F_{nl}(0) = 2dn_1v_0\delta C_0\Delta C_{st}, \quad (13)$$

Таким образом, получено выражение для стационарного отклика световой линзы в наносuspензии. Проведенный анализ позволяет определить не только концентрацию наночастиц, но и транспортные коэффициенты наночастиц [9]. Результаты имеют значение для оптической диагностики дисперсных жидких наноматериалов, включая термолинзовую спектроскопию [10-12].

*Работа поддержана грантом Министерства образования и науки Хабаровского края №98С/2024.*

#### Список источников

1. Самовоздействие гауссова пучка в жидкофазной микрогетерогенной среде / В. И. Иванов, Ю. М. Карпец, А. И. Ливашвили [и др.] // Известия Томского политехнического университета. 2005. Т. 308. № 5. С. 23–24.
2. Иванов В. И., Кузин А. А., Ливашвили А. И. Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсионной среде // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. 2010. Т. 5. № 1. С. 5–8.
3. Giant optical non-linearities of critical microemulsions / E. Freysz, M. Afifi, A. Ducasse [et al.] // J. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. L181–L187.
4. Иванов В. И., Иванова Г. Д. Светоиндуцированная термодиффузия наночастиц // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов: межвузовский сборник научных трудов // под общей ред. В. М. Самсонова, Н. Ю. Сдобнякова. Тверь : Твер. гос. ун-т, 2016. № 8. С.135–138.

5. Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // *Philosoph. Mag. B.* 2002. Vol. 82. № 4. P. 447–452.
6. Иванов В. И., Мяготин А. В., Иванова Г. Д. Электрострикционный механизм светлинзового отклика в наносuspензии // *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов : межвузовский сборник научных трудов // под общей ред. В. М. Самсонова, Н. Ю. Сдобнякова. Тверь : Твер. гос. ун-т, 2017. Вып. 9. С. 205–209.*
7. The concentration mechanisms of cubic nonlinearity in dispersive media / V. I. Ivanov, G. D. Ivanova, S. I. Kirjushina [et. al] // *Journal of Physics: Conference Series.* 2016. V. 735. P.012013.
8. Ивахник В. В., Савельев М. В. Нестационарное четырехволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде // *Компьютерная оптика.* 2018. Т. 42. № 2. С. 227–235.
9. Иванов В. И., Ливашвили А. И. Самовоздействие гауссова пучка излучения в слое жидкофазной микрогетерогенной среды // *Оптика атмосферы и океана.* 2009. Т. 22. № 8. С. 751–752.
10. Ivanov V. I., Ivanova G. D. A thermal lens response of the two components liquid in a thin him cell // *Journal of Physics: Conference Series.* 2017. Vol. 735, № 1. P. 012037.
11. Иванов В. И. Перспективные среды для динамической голографии / В.И. Иванов, Ю.М. Карпец // *Вестник ДВО РАН.* 2003. № 1. С. 93–97.
12. Ивахник В. В., Савельев М. В. Влияние дисперсности наночастиц в прозрачной жидкости на пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2023. Т. 26. № 1. С. 9–17.

УДК 622.831

## ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ФИЛЬТРАЦИИ СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ СИСТЕМЫ «PROGNOZ-ADS»

А. В. Константинов, В. И. Римлянд

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск  
E-mail: [000292@pnu.edu.ru](mailto:000292@pnu.edu.ru), [alex-sdt@yandex.ru](mailto:alex-sdt@yandex.ru)

*На основе регистрации сейсмоакустических сигналов осуществляется геомеханический мониторинг в массиве горных пород. Амплитуда и характер регистрируемых импульсов акустической эмиссии в подземных сооружениях зависит от характера нарушения структуры массива и техногенных шумов. Для мониторинга удароопасности применяется многоканальная геоакустическая система «Prognoz-ADS». Проведен анализ баз данных сигналов акустической эмиссии, сформированных данной системой. Разработан программный комплекс «GeoFiltration», позволяющий графическими средствами осуществлять просмотр данных системы «Prognoz-ADS» и типизацию сигналов акустической эмиссии как ручным методом, так и различными конфигурациями протестированных алгоритмов кластеризации.*

### Введение

Формирующиеся в земной коре напряжения (горное давление) являются результатом действия гравитационных сил, геологических процессов, а также внешних воздействий на массив горных пород. Горное давление может вызывать деформации и смещения горных пород, разрушения различных подземных инженерных сооружений. Одной из важных задач геофизики и геодинамики является оценка величины горного давления и предсказание возможного развития процессов в массиве горных пород. Решение проблемы предсказания момента возникновения геодинамических явлений позволит снизить количество несчастных случаев на производстве и значительно сократить ущерб, наносимый материальным ресурсам предприятий.

Один из методов, позволяющих осуществлять геомеханический мониторинг – это регистрация сейсмоакустических сигналов в массиве горных пород, которые можно рассматривать как естественную акустическую эмиссию (АЭ). Импульсы АЭ возникают вследствие высоких напряжений и деформаций, приводящих к росту трещин и нарушению целостности массива. Регистрация сигналов АЭ и их дальнейший анализ, позволяет определять местонахождение и тип излучателя, а также оценивать количественные и качественные параметры потока регистрируемых данных.

Амплитуда и характер регистрируемых импульсов АЭ зависит от характера нарушения структуры массива [1-2]. Различные исследования динамики трещинообразования подтверждают, что при приближении к моменту крупного подобного нарушения, приводящего к катастрофическим последствиям (обрушениям, горному удару и т.п.), увеличиваются размеры трещин, растёт их относительное число и изменяется тип нарушения [3-4]. Поэтому большой интерес для исследователей представляет выявление общих закономерностей между проявлениями горного давления и характеристиками регистрируемых импульсов АЭ, к которым могут относиться количество импульсов, энергетические параметры, амплитуда и спектральный состав. Выявление таких корреляций позволит предотвратить или снизить ущерб от опасных проявлений горного давления, принимая необходимые меры.

Для геомеханического мониторинга удароопасности разработана многоканальная геоакустическая система «Prognoz-ADS» [5], установленная в настоящее время на ряде месторождений России. Она позволяет осуществлять регистрацию сейсмоакустических сигналов с их последующей обработкой и анализом. Система «Prognoz-ADS» обеспечивает регистрацию и определение параметров сейсмоакустической активности массива горных пород в частотном диапазоне 0,2-12 кГц, что позволяет на самой ранней стадии выявлять и контролировать формирующиеся очаги горных ударов. Для эффективной оценки и возможного прогнозирования опасных проявлений горного давления необходимо обнаружение в потоке регистрируемых данных АЭ сигналов естественной сейсмоакустической активности. Данная задача осложняется непрерывным ведением горных работ в пределах контролируемого объекта. Это, в свою очередь, приводит к регистрации в рабочем частотном диапазоне, большого количества техногенных помех (шумов), генерирующихся в процессе выполнения различных технологических операций (бурение, взрывные работы и т. д.) [6-7].

Из-за большого количества техногенных шумов, затрудняющих корректную интерпретацию данных, возникает задача выделения полезных сигналов из общего потока регистрируемых данных [8-9]. Для решения этой задачи необходима разработка специальных алгоритмов, позволяющих по ряду характерных для определенного типа помех параметров и их закономерному изменению, обеспечивать процесс выделения сигналов естественной АЭ [10-11].

В настоящее время основным инструментом идентификации технологических шумов является ручная обработка регистрируемых данных оператором. Для снижения трудоемкости обработки данных операторами системы «Prognoz-ADS» требуется совершенствование программного обеспечения и разработка новых специализированных средств, предназначенных для определения типа источника регистрируемых данных. В отличие от используемых в настоящее время программных решений, где такая обработка ведётся в табличном виде («GeoAcoustics-ADS») [12], разрабатываемые средства должны позволять производить определение типа источника в графической форме, повышая эффективность исследования акустических данных.

### **Основные результаты**

Проведенный авторами анализ показал, что значительная часть техногенных сигналов, регистрируемых системой «Prognoz-ADS», вызвана ведением буровых работ. Установлено, что

для техногенных импульсов, источником которых является проведение буровых работ, характерна локализация в определенном диапазоне значений и закономерная периодичность временного интервала между соседними регистрируемыми сигналами. Наблюдается корреляция между амплитудами буровых техногенных сигналов АЭ [13]. На одном из объектов исследования амплитуды сигналов от бурового оборудования отличаются друг от друга не более чем в 1,3-2,2 раза. Выявленные характерные особенности буровых сигналов позволяют решать задачу фильтрации с использованием алгоритмов кластерного анализа с объединением сигналов в группы (кластеры), относящиеся к разным источникам (природным и техногенным) [14].

Совершенствование средств фильтрации технологических помех, позволило разработать программный комплекс «GeoFiltration» (рис. 1) [15]. Программа позволяет напрямую подключаться к базе данных системы «Prognoz-ADS» и в графическом виде просматривать записанные импульсы и события. При этом данные группируются по типу источника и отображаются на графике в виде отдельных наборов. Программа содержит различные возможности по масштабированию, настройке осей и отображению дополнительных графических элементов.

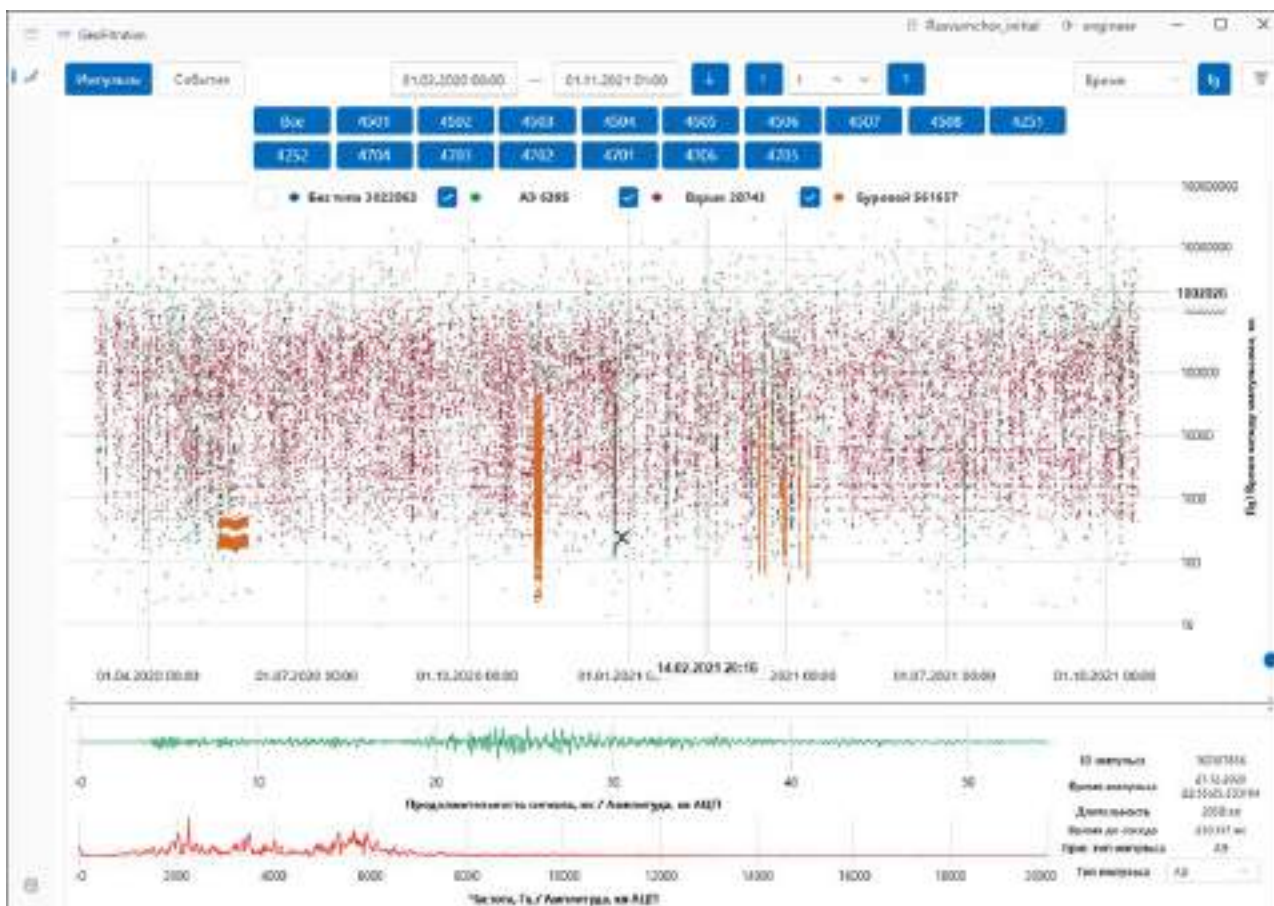


Рис. 1. Пользовательский интерфейс программы «GeoFiltration»

Программа «GeoFiltration» содержит ряд функций, значительно упрощающих ручную идентификацию типа источника. Так, она позволяет просматривать параметры сигналов и событий непосредственно в графической области, выделять их маркеры и присваивать соответствующий тип. В программе реализована функция каскадной типизации данных, что предполагает задание ряда правил, по которым будет определяться тип связанных сигналов или событий.

Для идентификации импульсов АЭ, у которых наблюдается концентрация значений параметров амплитуды и времени между соседними сигналами разработан режим классификации на основе алгоритма DBSCAN (рис. 2). Каждый пресет (конфигурация) данного режима настраивается для выбранного интервала времени на конкретном объекте мониторинга и содержит ряд фильтров с параметрами DBSCAN. Таким образом режим при помощи фильтров позволяет производить множественную кластеризацию, задавая различные логические условия.

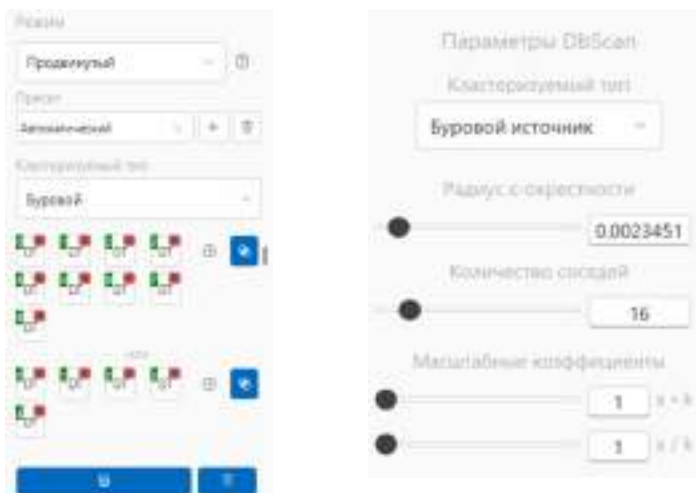


Рис. 2. Параметры пресета «автоматический» (слева) и параметры отдельного фильтра (справа) в программа «GeoFiltration»

На рис. 3 представлен результат фильтрации сигналов от буровых работ с использованием заранее сохраненного пресета, представляющего собой комбинацию порядка 20 фильтров DBSCAN с различным набором параметров.

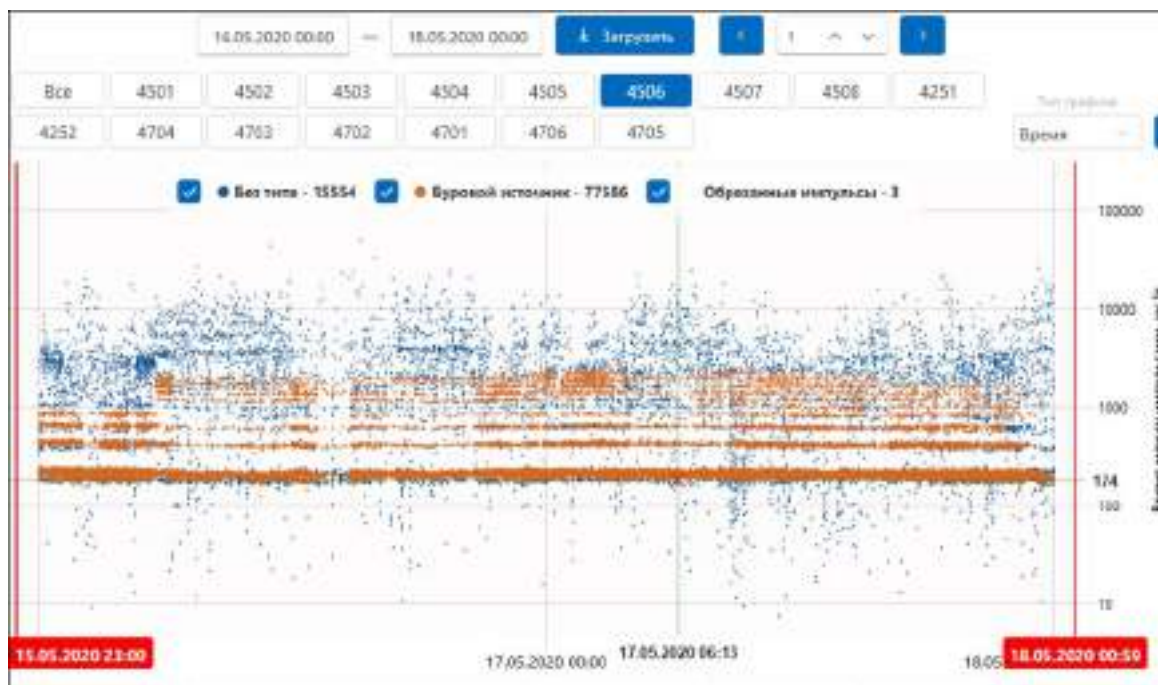


Рис. 3. Кластеризация техногенных сигналов в программе «GeoFiltration» с применением предустановленного пресета



## Заключение

На основе признаков повторяемости буровых сигналов и алгоритма кластеризации DBSCAN разработаны и апробированы алгоритмы типизации сейсмоакустических сигналов. Создано новое программное обеспечение «GeoFiltration», предоставляющее графические средства просмотра данных системы «Prognoz-ADS» и позволяющее осуществлять типизацию сигналов АЭ как ручным методом, так и различными конфигурациями протестированных алгоритмов кластеризации.

Разработанное программное обеспечение является частью работы по автоматизации обработки данных системы «Prognoz-ADS». Совершенствование средств типизации регистрируемых импульсов позволяет более эффективно выделять различные типы сигналов, событий и акустически активных зоны для оперативной оценки удароопасной обстановки. Кроме того, широкие возможности по типизации позволяют создавать размеченные выборки импульсов, имеющих разную природу происхождения. Полученный результат может послужить основой для разработки моделей на базе алгоритмов машинного обучения, предназначенных для распознавания образов сигналов акустической эмиссии и повышения эффективности процесса идентификации регистрируемых техногенных данных.

## Список источников

1. Кейлис-Борок В. И. К вопросу об исследовании источников, эквивалентных очагам землетрясений / В. И. Кейлис-Борок // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1950. № 9. С. 20–42.
2. Шамина О. Г. Упругие импульсы при разрушении образцов горных пород // Известия АН СССР, сер. Геофизическая. 1956. №5 С. 513–518.
3. Кочарян Г. Г. Геомеханика разломов. М. : ГЕОС, 2016. 424 с.
4. Куринной В. П. Теоретические основы взрывного разрушения горных пород: монография. Днепр: Изд-во. 2018. 280 с.
5. Совершенствование автоматизированной системы геомеханического мониторинга и раннего предупреждения опасных геодинамических явлений / И. Ю. Рассказов, Ю. В. Федотова, П. А. Аникин [и др.] // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2022. № 12–1. С. 106–121.
6. Sources of long-range anthropogenic noise insouthern California and implications for tectonic tremor detection / A. Inbal, T. Cristea-Platon, J. P. Ampuero [et. al] // Bulletin of the Seismological Society of America. 2018.
7. Marcillo O. E., Carmichael J. The detection of wind-turbine noise in seismic records // Seismological Research Letters. 2018. № 89(5). P. 1826–1837.
8. Свидетельство о государственной регистрации базы данных РФ № 2022622193. База данных Rasvumchor-Apatit системы геомеханического мониторинга Prognoz-ADS : № 2022622104 : заявл. 25.08.2022 : опубли. 05.09.2022 / П. А. Аникин, А. А. Терешкин, А. В. Сидляр [и др.]; заявитель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Хабаровский федеральный исследовательский центр Дальневосточного отделения Российской академии наук.
9. Свидетельство о государственной регистрации базы данных РФ № 2021622135. База данных Nik-Dalpolimetall системы геомеханического мониторинга Prognoz-ADS : № 2021621807 : заявл. 01.09.2021 : опубли. 13.10.2021 / П. А. Аникин, А. А. Терешкин, А. В. Сидляр [и др.]; заявитель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Хабаровский федеральный исследовательский центр Дальневосточного отделения Российской академии наук.
10. Rockburst Monitoring and Warning in Complex Geological Environment / Feng, Guang, Chen [et. al] // Case Study in Deep Tunnels in Himalaya. 2022.
11. High-resolution seismic event detection using local similarity for large-N arrays / Z. Li, Z. Peng, D. Hollis [et. al] // Scientific Reports. 2018. № 8(1). P. 1646.
12. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011617751 Российская Федерация. "GeoAcoustics M" - Программа обработки данных геомеханического мониторинга в сейсмоакустическом диапазоне частот, версия v.1.1 : № 2011615912 : заявл. 05.08.2011 / И. Ю. Рассказов, А. А. Иванников, А. Ю. Искра [и др.] ; заявитель Институт горного дела ДВО РАН.

13. Meng H., Ben-Zion Y., Johnson C. W. Detection of random noise and anatomy of continuous seismic waveforms in dense array data near Anza California // Geophysical Journal International. 2019. № 219(3). P. 1463–1473.

14. Identifying different classes of seismic noise signals using unsupervised learning / C. W. Johnson, Y. Ben-Zion, H. Meng [et. al] // Geophysical Research Letters. 2020. № 47. P. 200–210.

15. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2023667159 Российская Федерация. GeoFiltration : № 2023665959 : заявл. 28. 07. 2023 : опубл. 10.08.2023 / А. В. Константинов, А. П. Грунин, А. В. Сидляр ; заявитель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Хабаровский федеральный исследовательский центр Дальневосточного отделения Российской академии наук.

УДК 621.791:621.644.2

## **ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ МУФТ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВЫХ ТРУБ**

**В. М. Петкевич, А. М. Петкевич, С. А. Пячин, В. М. Макиенко**

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск  
E-mail: [seva\\_seva2312@mail.ru](mailto:seva_seva2312@mail.ru)

*В работе описаны результаты испытаний соединений полиэтиленовых труб муфтами с закладными нагревателями трёх фирм, имеющих различные конструкции нагревательной спирали. Были оценены геометрические параметры полученной сварной зоны соединения, проведены механические испытания на сдвиг при кручении, сплющивание сегментов и разрыв образца с краевой трещиной. Установлено, что прочность и надёжность соединений полиэтиленовых трубопроводов зависит от шага и диаметра нагревательной спирали. Низкий шаг и большой диаметр спиралей приводят к снижению прочностных характеристик соединения. Большой шаг и маленький диаметр спирали позволяют значительно снизить возникающие внутренние механические напряжения, но не обеспечивают необходимого расплавления контактной области муфты и трубы. Результаты исследования представляют интерес для создания электросварных муфт, обеспечивающих получение надёжного соединения.*

В последние годы АО «Газпром газораспределение Дальний Восток» проводит газификацию жилых районов и промышленных предприятий не только на Дальнем Востоке, но и по всей территории Российской Федерации. Безусловно возникает проблема выбора технологии создания соединений в трубопроводах. Одним из высокопроизводительных, экономичных и надёжных способов соединения труб является терморезисторная сварка, принцип которой основан на выделении тепла при пропускании электрического тока через металлическую спираль, вмонтированную в фитинг [1-2]. Нагрев контактной области приводит к расплавлению и сварке поверхностей полиэтиленовой трубы и муфты. Данная технология отличается простой реализацией и небольшой стоимостью оборудования и комплектующих. Тем не менее, качество сварного соединения зависит от многих факторов, в том числе от конструктивных особенностей электросварных муфт [3]. Целью работы являлся сравнительный анализ прочностных характеристик сварного соединения полиэтиленовых труб с фитингами, обладающими разными геометрическими размерами и расположением нагревательной спирали.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- определение размеров и микроструктуры зоны сварных соединений, полученных с использованием различных фитингов;
- проведение механических испытаний на сдвиг кручением вручную, сплющивание сегментов и разрыв образцов с краевой трещиной.

Выполненные исследования были направлены на выявление оптимальной конструкции соединительных муфт, обеспечивающих надежность и качество трубопроводных систем и безопасность их эксплуатации. В долгосрочной перспективе данный тип соединения позволит заменить определенные металлические строительные конструкции на полимерные.

В работе изучены соединения трех фитингов различных производителей, условно обозначенных номерами № 1 (с открытой спиралью), № 2 (с закрытой спиралью), № 3 (с закрытой спиралью). Зоны сварных соединений (рис. 1) были определены с помощью оптического микроскопа после продолжительного нагрева в кипящей воде. Геометрические размеры участков зон плавления полиэтилена в месте контакта электросварной муфты и трубопровода приведены в табл. 1.

Важным показателем, влияющим на прочность муфтового соединения, являются размеры расплавленной области контакта электросварной муфты с трубопроводом. Средняя ширина зоны сварного шва была рассчитана по формуле:

$$a_{\text{ср}} = \frac{S}{L} \quad (1)$$

где  $S$  – площадь зоны расплавления, образовавшейся в процессе сварки.

Нагревательная спираль снижает прочность получаемого соединения, так как полиэтилен обладает слабой адгезией к металлу, поэтому данные участки не следует учитывать при определении размеров контактной зоны. В итоге общую длину контактной зоны сварного соединения оценивали по формуле:

$$l_0 = L - d \cdot n \quad (2)$$

где  $d$  – диаметр нагревательной спирали;  $n$  – число витков нагревательной спирали.

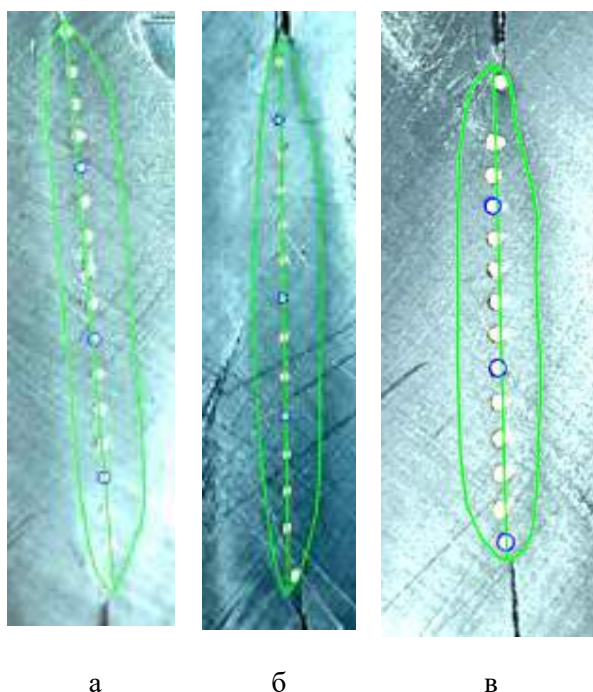


Рис. 1. Микрофотографии участков зон расплавления полиэтилена, образованных при сварке фитингами: а – № 1; б – № 2, в – № 3

## Геометрические размеры сварного шва

Измеренные геометрические параметры сварного шва электросварной муфты	Образец		
	Фитинг №1	Фитинг №2	Фитинг №3
Диаметр нагревательной спирали $d$ , мм	1	0,5	1
Число витков нагревательной спирали $n$ , шт.	18	14	15
Площадь зоны расплавления $S$ , мм <sup>2</sup>	256,7	81,1	137,0
Расстояние между первым и последним витками нагревательной спирали $L$ , мм	49,0	32,8	36,2
Расстояние между соседними витками нагревательной спирали, мм	1,7	1,8	1,2
Средняя ширина зоны сварного шва $a_{ср}$ , мм	5,2	2,5	3,8
Общая длина контактной зоны сварного соединения $l_0$ , мм	31,0	25,8	21,2

На основании проведенных измерений было выявлено, что средняя ширина зоны сварки у фитинга № 1 в два раза превышает соответствующий показатель у фитинга № 2 и на 27% больше, чем у фитинга № 3. Кроме того, длина свариваемого участка также достигла максимального значения для фитинга № 1, составив 31 мм, тогда как для фитинга № 2 и фитинга № 3 она равняется 25,8 мм и 21,2 мм соответственно.

Определение стойкости к отрыву было проведено сплющиванием деталей с раструбным концом в соответствии с ГОСТ Р 55142 [4]. В зависимости от диаметра трубопровода подготавливается продольный отрезок (рис. 2, а). Выступающий участок трубопровода из электросварной муфты подвергается сплющиванию (рис. 2, б) до того момента, пока стенки трубы не сомкнутся.

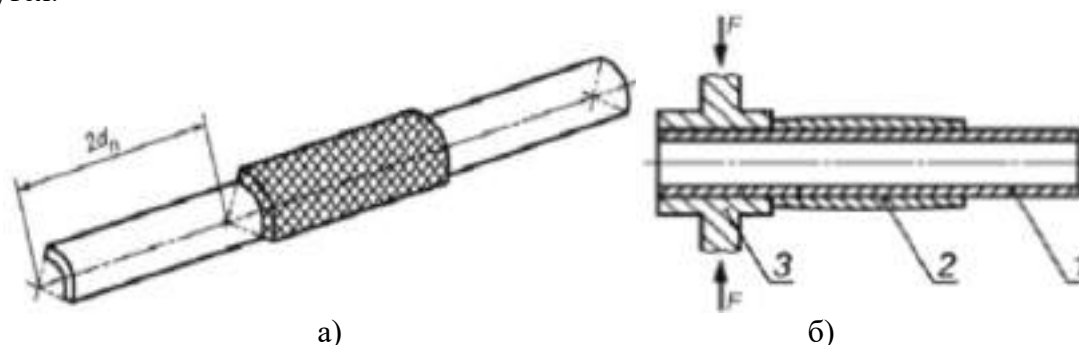


Рис. 2. Пример образца (а) и схема проведения испытаний (б) на сплющивание сварного соединения муфтами с закладными нагревателями: 1 – полиэтиленовый трубопровод; 2 – электросварная муфта; 3 – прижимные плиты

После снятия нагрузки и измерения геометрических размеров была вычислена стойкость к отрыву при сплющивании  $O_c$  по формуле:

$$O_c = \frac{y}{L} \cdot 100\%, \quad (3)$$

где  $y$  – длина хрупкого отрыва сварного шва.

Результаты испытаний приведены в табл. 2. Результаты испытаний, полученные для всех соединений, не превышают допустимого значения, что свидетельствует о качестве и надежности всех типов соединений.

**Результаты испытаний на сплющивание сегмента сварного соединения  
полиэтиленового трубопровода**

Параметр испытаний	Образец		
	Фитинг № 1	Фитинг № 2	Фитинг № 3
Характер участка разрушения	Пластический	Хрупкий	Хрупкий
Место разрушения	На участке трубы	Между витками спирали по границе раздела	Между витками спирали по границе раздела
Стойкость к отрыву при сплющивании $O_c$ %	5,4	13,5	10,8

Испытания на сдвиг кручением вручную проводили для полосок шириной 5 мм, выпиленных вдоль оси участка трубопровода электросварной муфты. Отрезки зажимали в тисках и скручивали зажимом со скоростью вращения примерно 18 град/с. Визуальный осмотр повреждений (рис. 3) показал, что характер разрушения образцов фитинга №1 и фитинга №3 носит пластический характер.

При кручении образуется структура, характерная для вязкого состояния полиэтилена, что свидетельствует о хорошей пластичности материалов. Для фитинга №2 наблюдается хрупкий отрыв, который характеризуется образованием ребристой матовой поверхности, что является показателем получения некачественного сварного соединения. Также проведены испытания полученных соединений на определение вязкости разрушения и скорости высвобождения энергии в соответствии с ГОСТ Р 57994 [5]. Испытания на разрыв проводили для прямоугольного образца с краевой трещиной (рис. 4). Размеры образца должны соответствовать требованиям:  $2 \leq \frac{W}{B} \leq 4$  и  $0,2 \leq \frac{a}{W} \leq 0,8$ , где  $B$  – толщина образца;  $W$  – ширина образца;  $a$  – длина трещины. Во время испытаний была определена нагрузка разрушения.

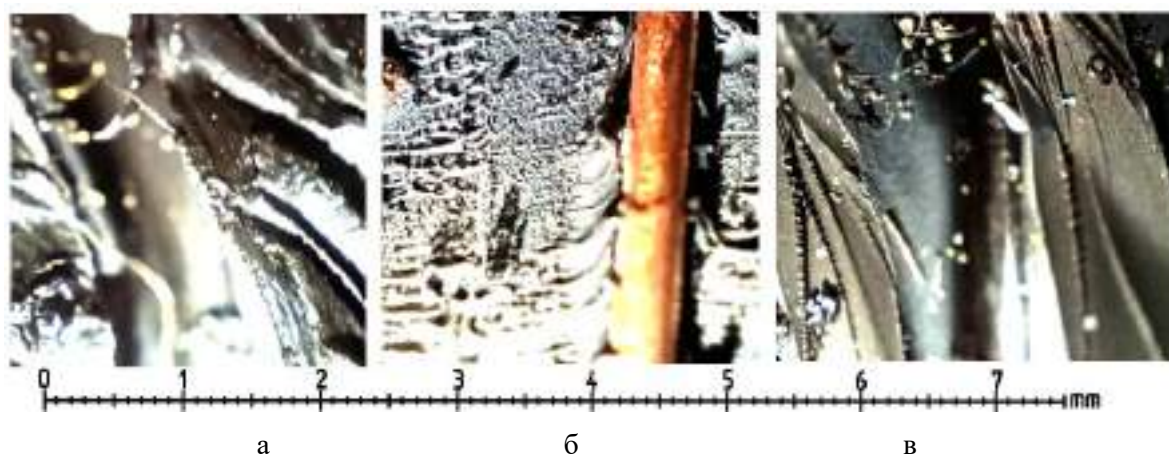


Рис. 3. Фрактограммы разрушения образцов после испытаний на сдвиг кручением:  
а – фитинг № 1, б – фитинг № 2, в – фитинг № 3

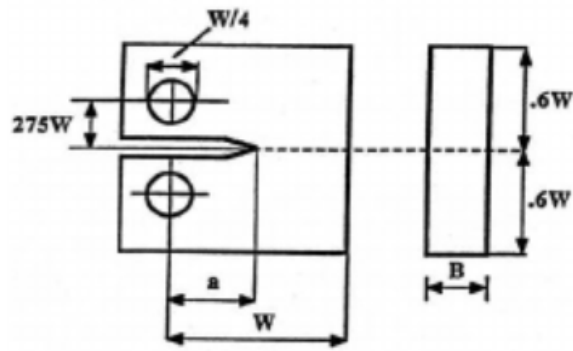


Рис. 4. Схема образца с краевой трещиной для испытаний на разрыв

Коэффициент интенсивности напряжений  $K_Q$  для испытания образцов на внецентренное растяжение вычисляют по формуле:

$$K_Q = \frac{P_Q \cdot f(x)}{B \cdot \sqrt{W}} \quad (4)$$

где  $f(x)$  – коэффициент калибровки;  $P_Q$  – внешняя механическая нагрузка. Поправочный коэффициент калибровки вычисляли с помощью решения системы уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} f(x) &= \frac{(2+x)(0,886+4,64x-13,32x^2+14,72x^3-5,6x^4)}{(1-x)^{\frac{3}{2}}} \\ x &= \frac{a}{W} \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Для проведения испытаний на растяжение было собрана механическая система, позволяющая разрушать сегменты с помощью подвижного блока. За прикладываемой нагрузкой следили с помощью динамометра. Результаты испытаний и расчетов приведены в таблице 3. Было установлено, что коэффициент интенсивности напряжений является самым высоким у фитинга №2 и составляет в среднем  $K_Q = 73,2 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{0,5}$ , что свидетельствует о высокой способности выдерживать нагрузку отрыва данных соединений. Соединения фитинга № 1 и фитинга № 3 имеют меньшее значение и составляют  $K_Q = 63,7 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{0,5}$  и  $K_Q = 49,4 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{0,5}$  соответственно. Кроме того, фитинг №2 показывает высокие прочностные характеристики, однако испытания на сдвиг кручением показали, что полиэтилен на границе поверхностей был расплавлен недостаточно сильно, в результате чего не образовался единый сварной шов. Полученное соединение успешно прошло проведенные механические испытания, результаты на внецентренное растяжение и сплющивание цельного соединения трубопровода оказались лучшими среди испытываемых видов фитингов. Испытание на сдвиг кручением вручную выявило слабую эластичность материала, что делает получаемые соединения неэффективными при использовании.

Соединение трубопровода фитингом №3 образовало структуру, характерную для вязкотекучего состояния, что является следствием качественного провара материалов. Прогрев обеспечивается соотношением диаметром спирали и шагом между ними, однако при сварке газопроводов происходит расплавление самого фитинга, что свидетельствует о слишком высокой плотности витков спирали.

Фитинг № 1 показал средние результаты механических испытаний, по сравнению с фитингом № 2. Соотношение диаметра спирали и шага между витками, а также открытый тип нагревательной спирали, обеспечивают качественный провар полиэтилена фитинга и трубо-

провода, подтверждённый испытанием на сдвиг кручением. Опыт применения данных фитингов показал удобство и высокую эффективность получения сварных соединений полиэтиленовых труб фитингами.

Таблица 3

**Результаты испытаний образцов на вязкость разрушения**

Образец	Фитинг № 1	Фитинг № 2	Фитинг № 3
Нагрузка разрыва, Н	326±29	336±9	257±46
Ширина образца, мм	8,59±0,43	8,16±0,23	8,96±0,17
Длина трещины, мм	9,37±0,40	9,11±0,39	9,9±0,16
Длина образца, мм	21,9±0,68	20,8±0,8	22,4±0,66
Отношение длины трещины к длине образца	0,43±0,02	0,44±0,01	0,44±0,01
Коэффициент калибровки $f(x)$	7,72±0,33	8,08±0,18	8,17±0,28
Коэффициент интенсивности напряжений, МПа · м <sup>1/2</sup>	63,67±7,80	73,17± 4,16	49,39±33,82

В результате проведенных исследований было выявлено, что конструктивные особенности муфт оказывают существенное влияние на механические свойства сварных соединений полиэтиленовых труб. В частности, большой диаметр и малый шаг спирали могут привести к чрезмерному нагреву полиэтилена, что ослабляет соединение и ухудшает его механические характеристики из-за низкой адгезии металла с полиэтиленом.

Использование проволоки диаметром 0,5 мм позволяет снизить внутренние механические напряжения в соединении, однако это приводит к образованию хрупкого отрыва при испытаниях и частому перегоранию спирали. Для повышения качества сварных соединений необходимо провести дополнительные эксперименты, варьируя шаг и диаметр спиралей и оценивая результаты, полученные с использованием предложенных методов. Это позволит не только повысить надежность сварных соединений, но и оптимизировать расход металла, что в будущем приведет к более эффективным и безопасным решениям в области соединения полиэтиленовых труб.

**Список источников**

1. Потёмкин И. С., Ильященко Д. П. Разработка технологии сборки и сварки магистрального газопровода из полиэтиленовых труб диаметром 225 мм. Томск : Томский политехнический университет, 2023. 87 с.
2. Методическое пособие по проектированию и монтажу трубопроводов из полиэтилена / А. Я. Добромыслов, Б. Н. Ефимов [и др.]. СПб., 2020. 73 с.
3. Жуков А. В. Физические процессы в фитинге при сварке с закладными нагревателями // АДР-Технология. № 11. 2014.
4. ГОСТ Р 55142-2012. ИС РФ. Испытания сварных соединений листов и труб из термопластов. Методы испытаний. Введ. 2014-01-01. М. : Стандартинформ, 2012. 45 с.
5. ГОСТ Р 57994-2017. Композиты полимерные. Методы определения вязкости разрушения и скорости высвобождения энергии. Введ. 2018-06-01. М. : Стандартинформ, 2018. 19 с.

## ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА РЕГИСТРАЦИИ И ПОСТОБРАБОТКИ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

К. С. Пошарникова, А. В. Казарбин, К. А. Драчёв

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск  
E-mail: [2019102328@pnu.edu.ru](mailto:2019102328@pnu.edu.ru)

*Программный комплекс был апробирован при проведении акустических исследований различных материалов, включая полимерные композиции. Приведены примеры успешного применения системы для анализа скорости и коэффициента затухания упругих волн, что подтверждает ее эффективность в исследовании физических свойств гетерогенных сред.*

Акустические и ультразвуковые [1] методы контроля играют важную роль в изучении физических свойств материалов, особенно гетерогенных сред. Программный комплекс регистрации и постобработки акустических сигналов обеспечивает эффективный анализ и визуализацию данных, полученных в процессе измерений. Целью данной работы является описание применения данного программного комплекса на основе автоматизированной измерительной системы (АИС) (рис. 1).

В рамках работы используется интеграл Фурье для анализа акустических сигналов, полученных с помощью пьезоэлектрических датчиков. Сигналы обрабатываются в программе LabVIEW, что позволяет получать амплитудно-частотные спектры и визуализировать данные.

Любой периодический сигнал с периодом  $T$  раскладывается в ряд Фурье по кратным частотам:

$$x(t + nT) = x(t), \quad -\infty < t < \infty, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Формулу (1) для процесса, ограниченного во временных рамках, можно представить [2]:

$$S(f) = \frac{1}{t_2 - t_1} \cdot \int_{t_1}^{t_2} U(t) \cdot e^{-i2\pi ft} dt, \quad (2)$$

где  $t_1, t_2$  – границы интервала времени сигнала, для которого определяется спектр;  $U(t)$  – мгновенное значение сигнала в момент времени  $t$ ;  $f$  – текущая частота, для которой рассчитывается спектр.

Измерительная система состоит из двух основных частей: тракта излучения и тракта приема. Каждый тракт управляется отдельным программным обеспечением, что обеспечивает высокую точность и унифицированность. Тракт приема включает пьезоэлектрические датчики, предварительные усилители и аналого-цифровые преобразователи, что позволяет эффективно регистрировать акустические сигналы. Более подробно структура и работа системы описана в работе авторов [3].

Каждый тракт управляется отдельным программным обеспечением, что обеспечивает высокую точность и унифицированность. Тракт приема включает пьезоэлектрические датчики, предварительные усилители и аналого-цифровые преобразователи, что позволяет эффективно регистрировать акустические сигналы.





Рис. 1. Автоматизированная измерительная система

Лицевая панель программного комплекса обеспечивает визуализацию временной формы сигнала и его спектра. Она включает в себя различные элементы управления, такие как кнопки и переключатели, что позволяет адаптировать интерфейс под конкретные задачи эксперимента. Это создает удобные условия для работы и анализа данных (рис. 2).

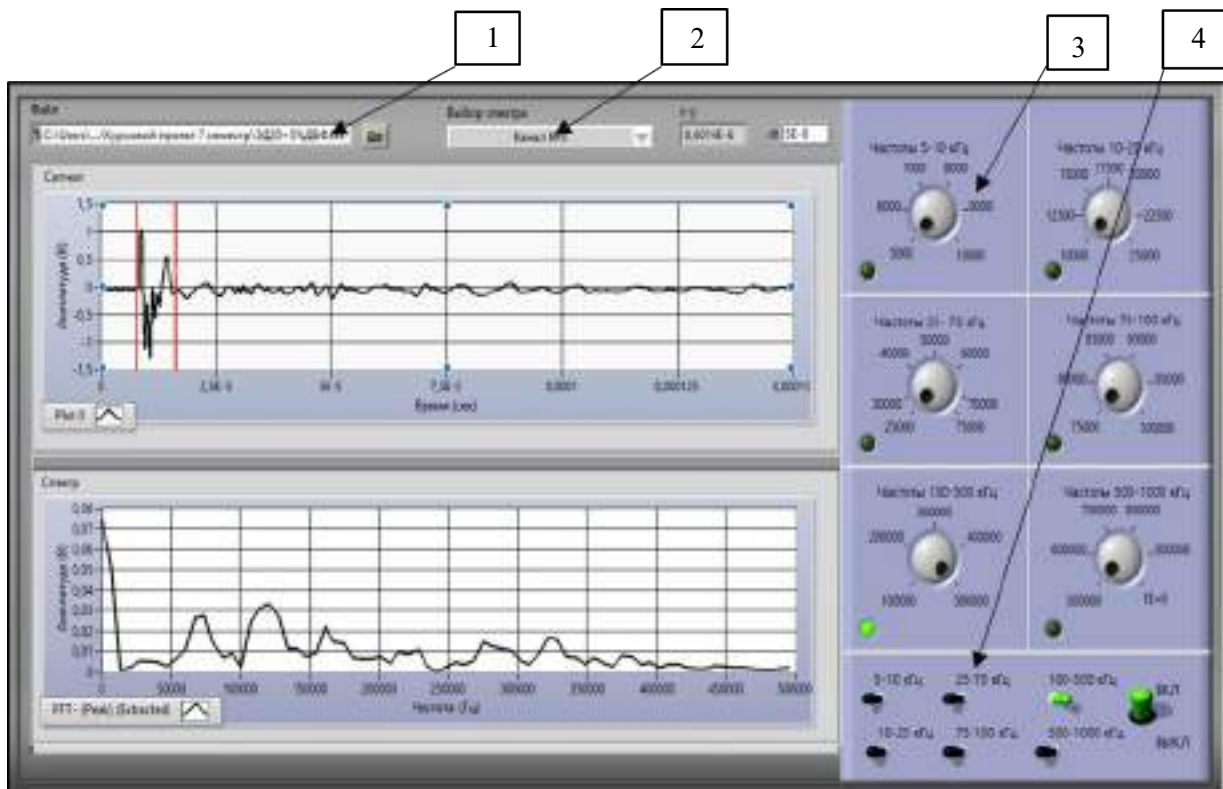


Рис. 2. Окно виртуального прибора «Анализатор спектра»: 1 – чтение текстового файла; 2 – выбор спектра; 3, 4 – тумблеры, регулировка частотного диапазона

В процессе обработки сигналов пользователю доступны как временные, так и частотные составляющие. Построение спектра [4-5] производится после выбора необходимого частотного диапазона, для чего на панели предусмотрены шесть тумблеров, позволяющих переключаться между различными диапазонами частот, а также шесть отдельных регулировок для точной настройки (таблица).

#### Часть результатов акустических сигналов проведенных измерений

U, В	$t_1= 0$ час	$t_2= 1$ час	$t_3= 2$ час	$t_4= 3$ час	$t_5= 4$ час	$t_{13}= 720$ час
0	-0,04263	-0,05045	-0,05551	-0,03205	-0,03205	0,193019
5,00E-08	-0,05828	-0,05045	-0,04769	-0,05551	-0,05551	-0,19017
1,00E-07	-0,0661	-0,05828	-0,05551	-0,05551	-0,04769	0,060077
1,50E-07	-0,05828	-0,05045	-0,04769	-0,03987	-0,03987	-0,21363
2,00E-07	-0,05045	-0,05045	-0,04769	-0,03987	-0,03987	-0,13543
2,50E-07	-0,05828	-0,05045	-0,05551	-0,04769	-0,04769	-0,13543

Разработка и применение программного комплекса регистрации и постобработки акустических сигналов в рамках информационно-измерительной системы открывает новые перспективы для исследований в области акустики. Он позволяет не только повышать точность измерений, но и улучшать качество анализа данных.

#### Список источников

1. Пошарникова К. С., Драчёв К. А. Исследование акустических свойств эпоксидных композиций с добавлением пластификатора ДЭГ1 // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование : материалы XX регион. науч. конф., Хабаровск, 3-7 окт. 2022 г. Хабаровск : Изд-во ТОГУ, 2022. С. 121–124.
2. Раушер К., Йанссен Ф., Минихольд Р. Основы спектрального анализа. М. : Горячая линия – Телеком, 2006.
3. Драчёв К. А., Римлянд В. И., Савченко В. В. Автоматизированная измерительная система для проведения акустических измерений // Вестник ТОГУ. Хабаровск, 2017. № 1. С. 13–20.
4. Драчёв К. А., Овчарук В. Н., Пошарникова К. С. Контрольно-измерительный модуль спектрального анализа одиночных импульсных сигналов системы неразрушающего контроля // Вестник ТОГУ. Хабаровск, 2023. № 2. С. 17–24.
5. Драчёв К. А., Пошарникова К. С. Программный комплекс регистрации и постобработки акустических сигналов информационно-измерительной системы // Вестник ТОГУ. Хабаровск, 2022 № 4. С. 17–26.

## РАСЧЕТ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ АРМИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

К. С. Пошарникова, А. В. Казарбин, К. А. Драчёв

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск  
E-mail: [000283@pnu.edu.ru](mailto:000283@pnu.edu.ru)

*В работе проведен расчет математической модели распространения акустических волн в твердом теле, показана необходимость учета дополнительных тензоров напряжений и анизотропии распространения упругих волн в разных направлениях. Проведено сравнение полученных результатов с результатами расчета методом конечных разностей во временной области.*

В настоящее время метод конечных элементов (МКЭ) является распространенным инструментом решения теоретических и практических задач акустики и физики твердого тела. В методе МКЭ расчеты проводятся во всем масштабе расчетной модели, причем вся площадь представляет собой сеть, состоящую из элементов конечных размеров. В каждом из этих элементов случайным образом выбирается тип аппроксимируемой функции, которая строится на наборе кусочно-непрерывных функций, определенных на конечном числе подобластей. На каждом из элементов неизвестная функция аппроксимируется пробной функцией в виде полинома первой или второй степени, удовлетворяющие граничным условиям непрерывности, налагаемыми решаемой задачей [1, 2].

Рассматриваемая в данной работе численная модель, основанная на методе конечных элементов и волновых уравнениях, предложена для исследования распространения акустических волн в полимерных композиционных материалах на основе эпоксициановой смолы. Исходя из законов сохранения энергии, импульса, уравнения состояния деформируемой среды и приближения малой амплитуды, линейное уравнение звукового поля в упругой твердой среде можно записать в виде [3]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} u_k + F_i, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность среды,  $u$  – поле смещения частиц среды,  $C_{ijkl}$  – тензор упругости,  $F_i$  – внешняя сила.

Данное уравнение является уравнением активной акустической волны (уравнением Гельмгольца). Обычно в численных расчетах рассматривается распространение акустических волн в полубесконечном пространстве, и поэтому внешняя сила отсутствует. Поскольку характеристики распространения звукового поля варьируются в разных средах, перейдем к уравнению звукового поля в однородной и изотропной среде. Вводя постоянные Ламе в изотропную твердую среду, уравнение звукового поля можно переписать в виде

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla \operatorname{div} \vec{u} + \mu \nabla^2 \vec{u}, \quad (2)$$

где  $\lambda$ ,  $\mu$  – постоянные Ламе. В нашем случае они были выбраны следующими: эпоксидная смола ( $\lambda=2,89$  ГПа,  $\mu=1,728$  ГПа,  $\rho=1200$  кг/м<sup>3</sup>), углеволокно ( $\lambda=31,28$  ГПа,  $\mu=23,96$  ГПа,  $\rho=2200$  кг/м<sup>3</sup>). При разложении уравнения Гельмгольца вектор смещения выражается в виде

градиента скаляра и вихревой составляющей вектора смещения среды. Основываясь на стандартной процедуре метода конечных элементов, вычислительная область делится на несколько элементов и узлов. Для возбуждения акустической волны в модели используется виртуальный точечный источник.

Геометрическое представление расчетной области (эквивалентные размеры составляют  $5 \times 1$  см) модели образца композиционного материала, армированного слоями углеткани, представлено на рисунке 1. Эффективная толщина каждого слоя выбиралась равной 0,125 мм. Виртуальные излучатель и приемник располагались на противоположных гранях (рис. 1). При  $t = 0$  формировался прямоугольный импульс силы, воздействующей на поверхность образца с длительностью 1 мкс с силой 10 Н. В зависимости от выбранного направления распространения волны относительно слоев армирования выбиралась одна из двух пар «излучатель-приемник» (вдоль волокон использовалась пара  $S_1-R_1$ , поперек – пара  $S_2-R_2$ ). Также в модели не учитываются некоторые факторы, возникающие на границе раздела «матрица-волокна». Данная граница обычно представляет собой область скачкообразного изменения состава, кристаллической и молекулярной структуры и других параметров материалов. Характеристики границы раздела специфичны для каждой пары «матрица-волокно» и определяются множеством факторов (поверхностная шероховатость волокна, адгезионными связями, межфазные взаимодействия и т.д.). Граничные условия на границах областей определяется условиями свободной границы. В связи с этим в модели используется понятие эффективная толщина углеткани величина, которой меньше реально существующих образцов углеткани. Пространство разбивается так чтобы узлы попадали на границу раздела. Сетка строится равномерно таким образом, чтобы размер одного элемента был не более 0,2 мм. Такое разбиение сетки позволяет корректно отобразить распространение акустического поля, а также снизить общую погрешность.

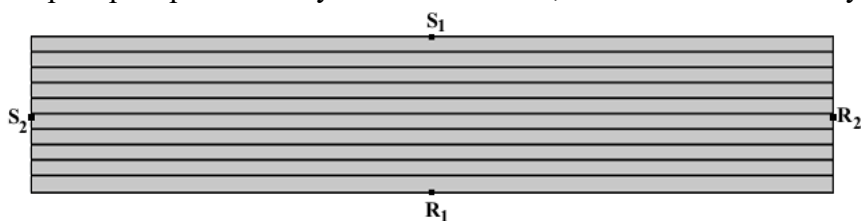


Рис. 1. Расположение источников S и приемников R акустических сигналов на примере модели композиционного материала

Результатом расчета являются двумерные изображения распространения акустического поля, полученные через дискретные промежутки времени (рис. 2, 3). Фактически данные изображения представляют собой поперечные сечения трехмерной акустической картины, так как ее отображение в трехмерном виде крайне затруднено и требует больших вычислительных мощностей.

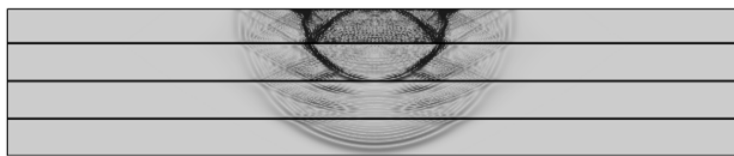


Рис. 2. Распространение акустических волн поперек слоев армирования через 10 мкс после начала работы расчета модели с армированием 3 слоями

Амплитуда ультразвуковой волны отражается интенсивностью красного цвета. Серый цвет представляет значение низкой амплитуды, близкое к нулю. Волны, которые генерируются от источника состоят из поперечной волны, продольной волны, головной волны и волны Рэлея. Особенно хорошо это видно на моделях с малым количеством слоев армирования. На

рисунках 2 и 3 видно, что скорость продольных волн при их распространении вдоль слоев армирования возрастает с увеличением количества слоев армирования быстрее в сравнении со случаем распространения волн поперек слоев.

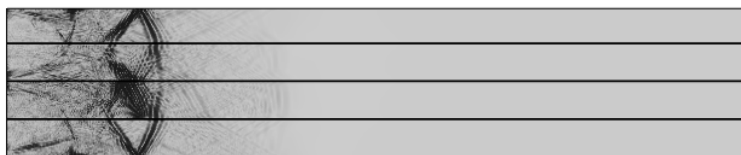


Рис. 3. Распространение акустических волн вдоль слоев армирования через 10 мкс после начала работы расчета модели с армированием 3 слоями

Использование приемника в модели полимерного композиционного материала позволило нам получить также виртуальные осциллограммы акустических сигналов (рис. 4). Полученные осциллограммы позволяют провести более детальный анализ акустических свойств модели, а также рассчитать такие акустические параметры как скорость распространения волны, коэффициент затухания. Скорость акустических волн определялась на основе измерения времени прохождения ультразвукового импульса от излучателя до приемника по двум направлениям: вдоль слоев армирования и поперек слоев армирования.

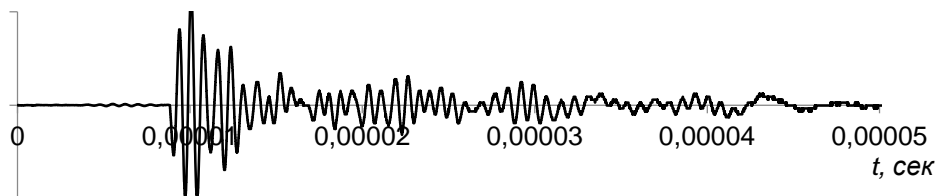


Рис. 4. Виртуальная осциллограмма акустического сигнала от модели приемника

Результаты, полученные методом конечных элементов, в целом подтверждают полученные ранее результаты расчета методом конечных разностей во временной области в работах [4-6]. Однако методом конечных разностей получены более детальные изображения акустических полей. Применение данного метода также подтвердило общий вид зависимости скорости акустических волн от направления распространения волн внутри композиционного материала. Отметим, что моделирование волновых процессов методом конечных элементов не позволяет полностью учитывать все особенности распространения волн в твердом теле. В данной работе расчет математической модели распространения акустических волн в твердом теле является упрощенным, в нем необходимо учесть дополнительные тензоры напряжений и анизотропию распространения упругих волн в разных направлениях. Для этого потребуются более мощные вычислительные и временные ресурсы.

#### Список источников

1. Bi Zhuming Finite Element Analysis Applications: A Systematic and Practical Approach // Academic Press, 2018. 504 p.
2. DeXin Zhou Modeling Study of a Linear Ultrasonic Phased Array Transducer / DeXin Zhou, XueQian Tang, XiangLin Zhan // Applied Mechanics and Materials. 2013. V. 441. P. 470–475.
3. Taflove A., Hagness S. C. Computational Electrodynamics: The Finite Difference Time Domain Method // Artech House Publications, Norwood, 2000.

4. Бархатов В. А. Решение волновых уравнений методом конечных разностей во временной области. Двумерная задача. Основные соотношения // Дефектоскопия. 2007. № 9. С. 54–71.
5. Драчёв К. А., Римлянд В. И. Применение метода конечных разностей во временной области для моделирования распространения ультразвука // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2018. № 1(48). С. 15–22.
6. Алёшин М. С., Прохоренко А. В. Моделирование процессов рассеяния с использованием библиотеки Open Source Physics // Материалы XVI региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование». 2018. С. 85–88.

УДК 535.214; 544.77

## **ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДА ЛАЗЕРНОЙ СЕПАРАЦИИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ**

**С. А. Пячин, В. И. Иванов, В. М. Петкевич**

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск  
E-mail: [pyachin@mail.ru](mailto:pyachin@mail.ru)

*В работе представлены результаты анализа эффективности метода разделения крупных частиц от мелких в жидкости, которая облучается лазерным потоком. Метод основан на сильном различии скорости движения частиц в зависимости от их размеров в условиях действия силы светового давления, которое приводит к ускоренному осаждению более крупных частиц. Проведено сравнение седиментации частиц в вязкой жидкости с учетом гравитационного поля. На примере диоксида кремния показано, что эффективность светоиндуцированной сепарации проявляется преимущественно для частиц радиусом более 0,5 мкм, поэтому метод лазерной сепарации имеет ограничения по применению.*

В нанотехнологических операциях часто возникает необходимость контролируемого перемещения частиц, например, для адресной доставки, сборки конструкций или разделения смесей. Применяемые способы манипуляций нанобъектами весьма разнообразны и основаны на воздействии внешних полей различной физической природы [1]. Среди них лазерные методы обладают рядом преимуществ: дистанционным воздействием, простотой управления положением луча, широким диапазоном по энергетическим параметрам [2]. Возникающие в области лазерного облучения физические явления, такие как световое давление, градиентные силовые поля, электрокалорический эффект, фотофорез, тепловой нагрев и т.п., сопровождаются образованием тепловых потоков и переносом вещества. Известные экспериментальные работы по светоиндуцированному дрейфу наночастиц интерпретируются в рамках какого-либо одного преобладающего эффекта [3, 4]. В случае прозрачной среды преобладающим является световое давление или градиентные силы. Для поглощающих сред главным эффектом считается термодиффузия.

Особый интерес представляет разработка метода лазерной сепарации частиц в полидисперсных системах, основанный на эффекте различия скоростей движения частиц в жидкостях в условиях облучения лазерном потоком в зависимости от их размеров. Это позволяет отделять более крупные частицы от мелких. Математическая модель разделения наночастиц по размерам при освещении прозрачной суспензии потоком лазерного излучения подробно опи-

сана в работе [5]. Из точного решения нестационарной задачи фотоиндуцированного массопереноса в дисперсной системе вытекает, что изменение концентрации, стимулированной светом, определяется резкопадающей зависимостью скорости перемещения от радиуса частицы. Однако в данной статье не было учтено естественное движение частиц в поле гравитации Земли при осаждении в жидкости. Цель данных исследований заключалась в сравнении процессов массопереноса частиц в жидкости под действием гравитационной силы и дополнительной силы светового давления, а также установлении эффективности фотоиндуцированной сепарации и границ его применения.

Изменение объемной концентрации частиц  $C(z,t)$  в такой суспензии можно определить на основе решения одномерного диффузионного уравнения с учетом дополнительного потока, возникающего под действием сил светового давления,

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - v \frac{\partial C}{\partial z}. \quad (1)$$

где  $v$  – скорость равномерного движения частиц;  $D$  – коэффициент диффузии.

Начальные условия определены из исходного равномерного распределения частиц во всем объеме жидкости

$$C(z,0) = C_0.$$

Краевые условия заданы уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial z} - \frac{v}{D} C = 0 \quad \text{для } z = 0 \text{ (поверхность облучения) и } z = l \text{ (дно кюветы)}.$$

Скорость осаждения частицы в вязкой жидкости в поле действия только гравитации можно найти согласно выражению

$$v = v' = \frac{2(\rho_2 - \rho_1)gr^2}{9\eta}, \quad (2)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотности жидкости и материала частицы соответственно;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\eta$  – вязкость жидкости.

Коэффициент диффузии частицы определяется вязкостью жидкости  $\eta$ , температурой среды  $T$  и радиусом частиц  $a$ . Его можно вычислить на основе соотношения Эйнштейна как

$$D = \frac{kT}{6\pi a\eta}, \quad (3)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана. Для упрощения предполагаем, что частицы при движении в жидкости не взаимодействуют друг с другом.

Если на дисперсную систему действует лазерное излучение таким образом, что сила светового давления сонаправлена с силой тяжести, то скорость перемещения частиц будет больше

$$v = v' + v'', \quad (4)$$

где  $v'' = \frac{64 r^5 \pi^4 n_1 (n_2^2 - n_1^2)^2}{9 \eta c \lambda^4 (n_2^2 + 2n_1^2)^2} I_0$  – скорость фотоиндуцированного перемещения частиц, которая зависит от длины волны  $\lambda$  и интенсивности лазерного излучения  $I_0$ , скорости света  $c$ , показателей преломления дисперсионной и дисперсной среды  $n_1$  и  $n_2$  соответственно [6].

Все реальные дисперсные системы имеют разброс по размерам частиц, которые можно описать функцией распределения  $f(r)$ . Для примера, на рис. 1 показана плотность распределения частиц кварца, полученных методом механического измельчения, в зависимости от их радиуса. Как видно, наблюдается широкий разброс частиц по размерам, но радиусы большинства из них лежат в диапазоне от 200 до 700 нм. Наибольшее количество частиц имеют радиус около 400 нм.

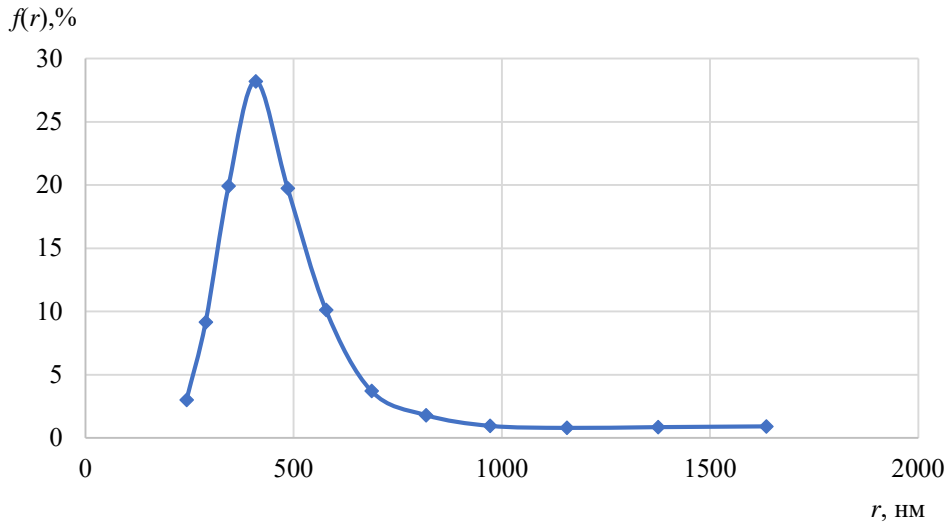


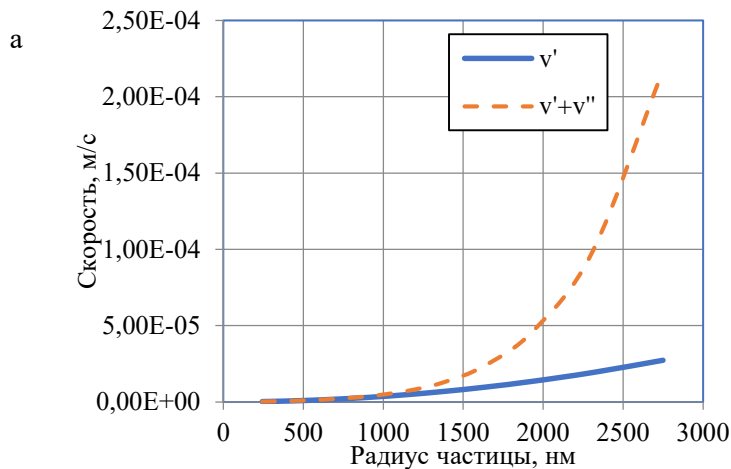
Рис. 1. Плотность распределения частиц SiO<sub>2</sub> в зависимости от их радиуса

С учетом функции распределения частиц по размерам решение уравнения, приведенного в статье [5], следует выразить как

$$C_r(z, t) = C_0 f(r) \frac{vl}{D} \left[ \frac{\exp\left(\frac{vz}{D}\right)}{\exp\left(\frac{vl}{D}\right) - 1} + \exp\left(\frac{vz}{2D}\right) \sum_{m=1}^{\infty} A_m(z, t) \right], \quad (5)$$

где  $A_m(z, t) = \frac{2(m\pi)^2 \left(1 - (-1)^m e^{-\frac{vl}{2D}}\right)}{\left(m^2\pi^2 + \left(\frac{vl}{2D}\right)^2\right)^2} \left(\frac{vl}{2k\pi D} \sin \frac{m\pi z}{l} + \cos \frac{m\pi z}{l}\right) \exp\left(-\left(m^2\pi^2 + \left(\frac{vl}{2D}\right)^2\right) \frac{Dt}{l^2}\right)$

Вычисления скоростей движения частиц кварца в воде согласно формулам (2) и (4) были выполнены для следующих параметров: диаметр луча – 5 мм; интенсивность  $I_0 = 2,6$  кВт/м<sup>2</sup> при мощности лазера 50 мВт и интенсивность  $I_0 = 15,3$  кВт/м<sup>2</sup> при мощности лазера 300 мВт; длина волны лазера  $\lambda = 532$  нм (лазер LSR532NL-300), вязкость  $\eta = 1$  мПа·с,  $T = 298$  К,  $n_1 = 1,33$ ,  $n_2 = 1,56$ ,  $\rho_1 = 1000$  кг/м<sup>3</sup> и  $\rho_2 = 2650$  кг/м<sup>3</sup>. Высота кюветы  $l = 30$  мм. Результаты расчетов скоростей под действием сил гравитации и светового давления показаны на рис. 2. Видно, что особое отличие в значениях  $v'$  и  $v''$  начинается для частиц, радиус которых превышает 1 мкм. Скорость частиц радиусом 2 мкм при лазерном облучении суспензии в 3,5 раз превышает скорость осаждения для обычной седиментации при плотности светового потока 2,6 кВт/м<sup>2</sup> и в 16 раз при 15,3 кВт/м<sup>2</sup> соответственно.





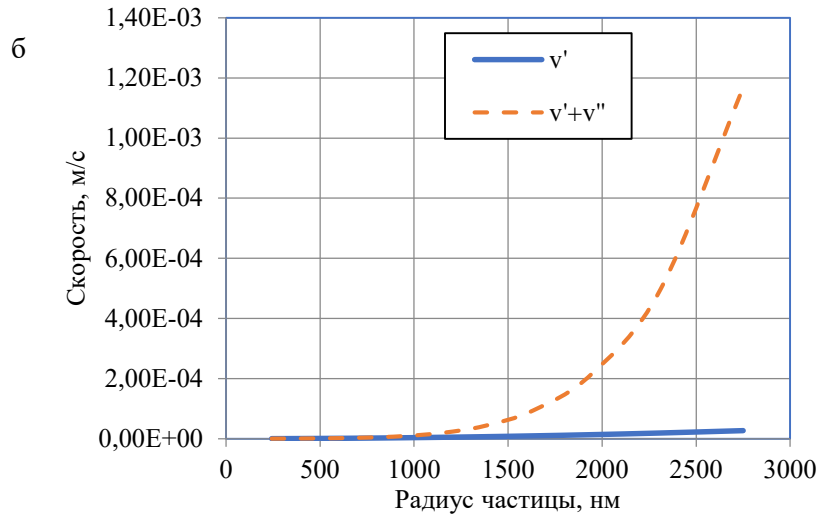


Рис. 2. Скорости движения частиц под действием сил гравитации  $v'$ , а также дополнительных сил светового давления  $v'+v''$ .  
 Интенсивность лазерного излучения: а)  $I_0 = 2,6 \text{ кВт/м}^2$ ; б)  $I_0 = 15,3 \text{ кВт/м}^2$

Проведенные оценочные расчеты показывают, что количество осажденных частиц на дне кюветы в установившемся режиме будет зависеть как от размеров частиц, так и интенсивности лазерного облучения. Используя выражение (5), можно оценить отношение объемных концентраций частиц для светоиндуцированной и обычной седиментации

$$\chi = \frac{v'' \exp\left(\frac{v''z}{D}\right) \left(\exp\left(\frac{v'l}{D}\right) - 1\right)}{v' \exp\left(\frac{v'z}{D}\right) \left(\exp\left(\frac{v''l}{D}\right) - 1\right)}$$

Для области, близкой ко дну кюветы, с учетом, что  $\frac{vl}{D} \gg 1$ , получаем

$$\chi = \frac{v''}{v'} \exp\left(\frac{v'' - v'}{D} l\right) \exp\left(\frac{v' - v''}{D} l\right) \approx \frac{v''}{v'}$$

На рис. 3 показаны значения коэффициента  $\chi$  для разных интенсивностей облучения. Видно, что сила светового давления позволяет повысить количество осажденных частиц радиусом более 500 нм. С ростом плотности светового потока эффективность осаждения более крупных частиц повышается более чем в 40 раз.

Таким образом, оценки показывают, что рассматриваемый метод может быть использован для сепарации частиц в полидисперсных системах, однако есть ограничения по размерам. Для частиц радиусом менее 500 нм существенного преимущества применения сил светового давления вряд ли удастся добиться. Кроме того, в математической модели (1) не учитываются различные физические явления, которые могут возникать при облучении суспензии лазерным излучением.

К таким явлениям можно отнести поглощение света средой с последующим тепловыделением, образование конвективных потоков из-за неравномерного нагрева, нелинейность диффузионных и теплофизических параметров веществ. Если интенсивность лазерного излучения будет слишком высока, то это будет приводить к кипению жидкости.

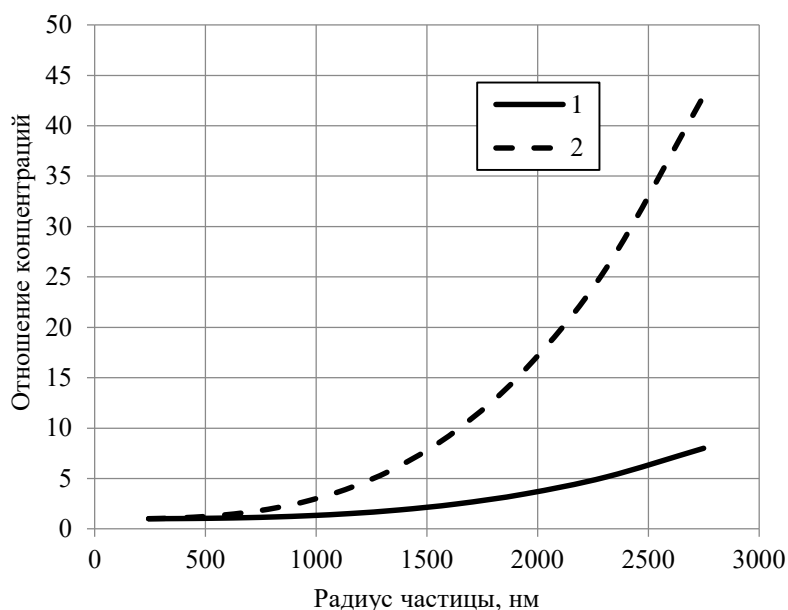


Рис. 3. Отношение концентраций осажденных частиц при светоиндуцированной и обычной седиментации в установившемся режиме в зависимости от радиуса частиц. Интенсивность лазерного излучения: 1 –  $I_0 = 2,6$  кВт/м<sup>2</sup>; 2 –  $I_0 = 15,3$  кВт/м<sup>2</sup>

Все эти факторы требуют учета и будут оказывать снижающее влияние на эффективность метода. Данные обстоятельства подтверждают результаты предварительных экспериментов [7], которые показали, что лазерное облучение суспензии в течение 1 часа приводит к повышению концентрации всех частиц на дне кюветы только в 1,2 раза по сравнению с режимом осаждения без светового воздействия. Это гораздо меньше оценочных значений.

*Работа выполнена в рамках Соглашения о предоставлении из краевого бюджета грантов в форме субсидий № 98С/2024 от 28 июня 2024 г.*

#### Список источников

1. Евстапов А. А. Физические методы управления движением и разделением микрочастиц в жидких средах. I. диэлектрофорез, фотофорез, оптофорез, оптический пинцет // Научное приборостроение. 2005. Т. 15. №. 1. С. 3–20.
2. Optical trapping with structured light: a review / Y. Yang, Y.-X. Ren, M. Chen, Y. Arita, C. Rosales-Guzmán // Advanced Photonics. 2021. V. 3 (3). P. 034001–1–40.
3. Движение серебряных наночастиц в жидкости с различной вязкостью под действием сил светового давления / А. А. Афанасьев, Л. С. Гайда, Е. В. Матук [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. 2016. № 4 (29). С. 7–12.
4. Иванов В. И., Пячин С. А. Сепарация частиц в полидисперсной наносуспензии в поле лазерного излучения // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2021. Вып. 13. С. 146–155.
5. Осаждение наночастиц под действием сил светового давления в жидких средах / В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. И. Крылов [и др.] // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2018. № 10. С. 286–290.
6. Хюлст Г. ван де. Рассеяние света малыми частицами. М. : Издательство иностранной литературы, 1961. 536 с.
7. Касьянов И. А., Петкевич В. М., Пячин С. А. Влияние лазерного облучения на седиментацию частиц в жидких средах // В сборнике: Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование. Материалы XXI региональной научной конференции. Благовещенск, 2023. С. 168–172.

## ТРАНСФОРМАЦИЯ РЕЛЬЕФА ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Н. Н. Рекунова, А. И. Щербатюк, И. С. Зиссер, В. И. Иванов, С. А. Пячин

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

E-mail: [natali\\_heppiness@mail.ru](mailto:natali_heppiness@mail.ru)

*В работе рассмотрен процесс изменения рельефа поверхности тонкой пластины при разных значениях интенсивности направленного на нее лазерного луча. Предложен метод, позволяющий визуализировать термическую деформацию рельефа полимерной плёнки. Определена зависимость радиуса кривизны поверхности деформированной плёнки от плотности мощности лазерного излучения.*

В настоящее время большое внимание уделяется «умным полимерам», к которым относят современные полимерные материалы, проявляющие особые свойства в зависимости от внешних условий [1]. Привлекательность таких систем заключается в возможности варьирования их параметров простыми средствами манипулирования, например, изменением температуры. Среди умных материалов выделяют отдельный класс – полимеры с памятью формы [2]. При комнатной температуре полимер с памятью формы обычно представляет собой твердый пластик [3-4]. При нагревании выше температуры перехода (температуры стеклования или температуры плавления) материал становится мягким эластомером из-за повышенной подвижности молекулярных цепей.

Приложение внешней силы в условиях нагрева способствует легкому деформированию полимера. Его измененная форма сохраняется при охлаждении ниже температуры деформации даже после снятия внешней силы. На молекулярном уровне это происходит из-за «замораживания», т. е. уменьшения подвижности, молекулярных цепей. Временная форма остается стабильной до тех пор, пока ее снова не нагреют выше температуры трансформации при отсутствии внешнего напряжения. При этом условии полимер с памятью формы восстановит свое исходное состояние.

Такую трансформацию после программирования материала можно производить циклически даже без использования дополнительной нагрузки. Наиболее известными примерами коммерческих полимеров с памятью формы являются термоусадочные трубки для кабельной промышленности и термоусадочные этикетки для упаковки. Тем не менее, умные полимерные материалы находят все большее использование и в наукоёмких технологических областях, в основном в биомедицинской и аэрокосмической.

Известно, что многие полимеры характеризуются высокими значениями коэффициентов объемного термического расширения, и поэтому практически наблюдать эффект изменения профиля полимерных пленок во время нагрева при лазерном воздействии достаточно просто [5]. Для этого лазерный луч направляют на поверхность пленки, и проводят наблюдение за изображением отраженного луча на удаленном экране.

За счет поглощения энергии светового потока пленка нагревается и вспучивается, что приводит к возникновению эффекта «рассеивающего зеркала» и расширению диаметра лазерного пятна на экране. Зная расстояния между источником, пленкой и экраном легко определить

образовавшийся радиус кривизны поверхности полимера. В работе [6] описаны основные закономерности динамики светоиндуцированной деформации тонкой полимерной пластины при разных значениях плотности мощности излучения.

Важно понимать механизмы термодформационных процессов, протекающих в полимерах в условиях воздействия лазерного излучения, чтобы оценить границы применимости фотостимуляции для контролируемого изменения размеров и свойств полимеров с памятью формы. Поэтому цель данной работы посвящена изучению светоиндуцированной трансформации тонкой полимерной пластины.

В качестве материала исследования использовали полимерную пленку толщиной 80 мкм с коэффициентом отражения вблизи нормального угла падения 6% и оптическим коэффициентом пропускания 0,25 %. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. На плёнку направляли излучения двух лазерных источников: один (5) для нагрева плёнки с последующей её деформацией, а второй (1) – для диагностики измененного рельефа. Тепловой нагрев плёнки осуществляли с помощью гелий-неонового лазера ЛГ-60 мощностью излучения (с учётом потерь) 50 мВт и длиной волны генерации  $\lambda = 633$  нм. Интенсивность лазерного излучения варьировали посредством изменения расстояния от собирающей линзы до экрана. Для диагностики изменения рельефа полимерной пленки применяли гелий-неоновый лазер со следующими характеристиками: мощность излучения лазера – 0,5 мВт, длина волны  $\lambda = 633$  нм.

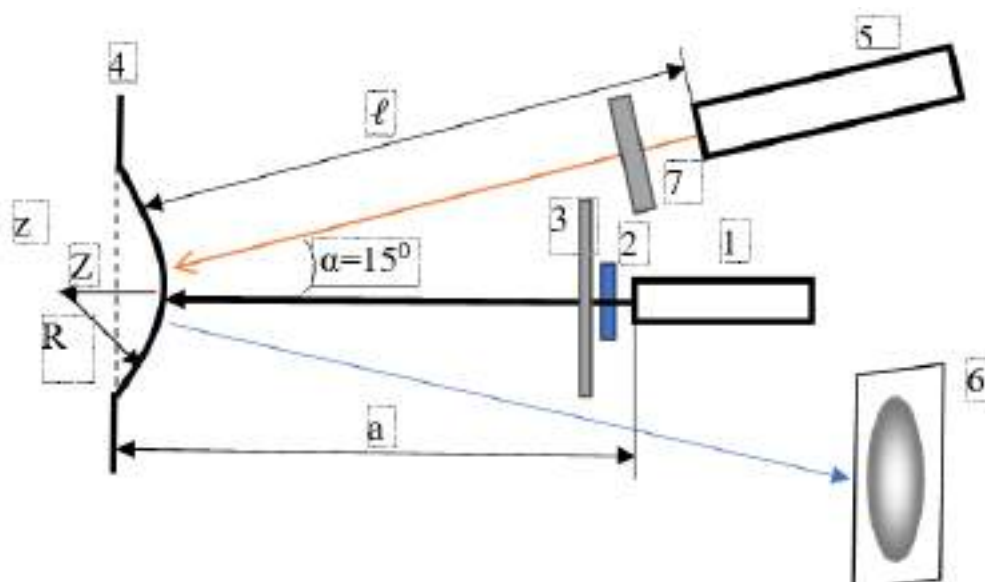


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер ЛГ-5; 2 – светофильтр; 3 – экран; 4 – полимерная пленка (облучаемый образец); 5 – лазер ЛГ- 60; 6 – экран; 7 – фокусирующая линза

Эксперимент состоял из трёх этапов. Вначале снимали базовый рельеф плёнки без нагрева. Для этого следили за отклонением отраженного луча лазера 1 на экране 3. Затем облучали плёнку излучением лазера 5. В результате воздействия падающего на пленку нагревающего излучения в течение нескольких секунд на поверхности пленки возникала область с выпуклой отражающей поверхностью. О динамике изменения рельефа этой поверхности судили по изображению лазерного излучения, отражённого от плёнки, на экране 6. Экспериментально полученные фотографии отраженного пятна для последовательных моментов времени приведены на рис. 2. На третьем этапе диагностировали изменение рельефа нагретой полимерной плёнки, по отношению к базовому профилю, с помощью лазера 1.

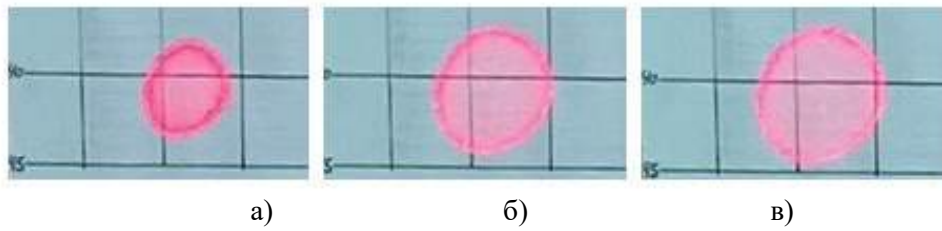


Рис. 2. Фотографии отраженного пятна: а)  $t = 4$  с; б)  $t = 6$  с в)  $t = 8$  с.

При анализе явления использовалась одномерная модель деформированной поверхности без учета напряжений, в которой тепловое расширение приводит к деформации области плёнки радиуса  $r_0$  [7]. В процессе термдеформации плёнка выгибается, приобретая кривизну радиусом  $R$ . Для того, чтобы смоделировать вышеописанный процесс, необходимо решить две задачи: определить температурное поле пластины в области падения лазерного луча и рассчитать напряжения, вызывающие трансформацию формы облучаемого материала. Методика расчета выгибания тонкой пластины (оболочек) известна и приведена в работах [8] и [9].

По экспериментально полученным данным была построена модель, позволяющая получить визуальное изображение изменения формы рельефа полимерной плёнки в результате температурного воздействия мощного лазера. При проведении эксперимента диаметр лазерного пятна в области его падения на плёнку составлял 8–16 мм. Изменение высоты профиля пленки в точке  $x_i$  рассчитывали по формуле

$$h_i = h_0 + \Delta h_i, \quad (1)$$

где  $\Delta h_i = tg\alpha_i \cdot \Delta x_i$ . Угол  $\alpha_i$  определили согласно выражению

$$\alpha_i = \arcsin \frac{\Delta x_i}{2d}, \quad (2)$$

где  $d$  – расстояние от пленки до экрана,  $\Delta x_i$  – отклонение отраженного луча в точке  $i$  вдоль горизонтальной оси. Для примера на рис. 3 представлен вид профиля изгиба полимерной плёнки и аппроксимирующая линия в форме дуги окружности.

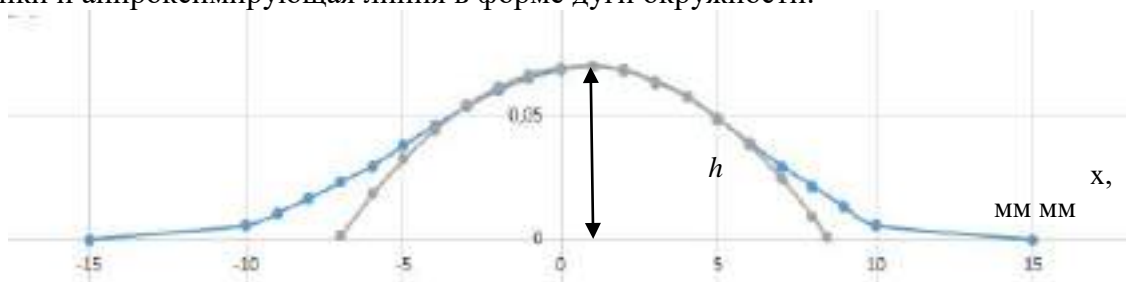


Рис. 3. Вид профиля изгиба полимерной плёнки: 1 – кривая, построенная по экспериментальным данным; 2 – аппроксимирующая линия

По полученным значениям высоты  $h$  (рис. 3) рассчитали среднее значение радиуса кривизны рельефа плёнки, подвергшейся температурной деформации. Расчёт производили по формуле

$$R_{\text{ср}} = \frac{d \cdot l^2 + 4h^2}{8h}, \quad (3)$$

где  $h$  – высота профиля рельефа плёнки;  $l$  – расстояние от нагревающего лазера 5 (рис. 1) до плёнки.

Зависимость среднего радиуса кривизны деформированной полимерной плёнки от интенсивности лазерного пучка показана на рис. 4.

$R_{\text{ср}}$ , м

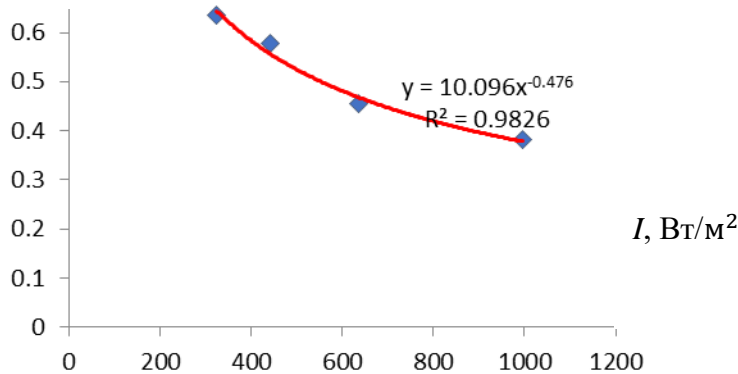


Рис. 4. Зависимость радиуса кривизны пластинки от интенсивности лазерного пучка

По виду полученной зависимости можно судить, что увеличение мощности лазерного излучения приводит к уменьшению радиуса кривизны деформированной плёнки, а значит к её более выраженной деформации.

По результатам описанных в статье исследований можно сделать следующие выводы. При воздействии лазерного потока плотностью значение  $R_{\text{ср}}$  становится меньше, т.е. плёнка выгибается сильнее. Излучение лазера с более высокой интенсивностью вызывает более заметную деформацию пластины, что подтверждается при произведенном эксперименте. Таким образом, показано, что воздействие лазерного излучения разной интенсивности на полимерную плёнку приводит к разной степени ее деформации.

Изменение формы профиля полимерной плёнки, полученное на основе обработки экспериментальных данных с помощью модели для визуального изображения изменения рельефа плёнки (рис. 4), хорошо согласуется с теоретически прогнозируемым изменением формы профиля после температурного воздействия лазерного излучения на плёнку [8, 9]. Следовательно, эта модель адекватно описывает основные стороны исследуемого явления и делает его перспективным для детального исследования возможности использования умных полимеров для создания мембран с регулируемой проницаемостью, создания сенсорных систем и систем контролируемого выделения лекарств.

#### Список источников

1. Галаев И. Ю. Умные полимеры в биотехнологии и медицине // Успехи химических наук. 1995. Т. 64. Вып. 5. С. 505–521.
2. Zhao Q., Qi H. J., Xie T. Recent progress in shape memory polymer: New behavior, enabling materials, and mechanistic understanding // Progress in Polymer Science. 2015. V. 49-50. P. 79–120.
3. Finite deformation thermo-mechanical behavior of thermally induced shape memory polymers / H. J. Qi, T. D. Nguyen, F. Castro [et. al] // Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2008vol. 56, no. 5, pp. 1730–1751.
4. Photoinduced shape fixity and thermal-induced shape recovery properties based on polyvinyl alcohol bearing coumarin / X. Zhao, Y. Dang, J. Deng [et. al] // Colloid Polymer Sci. 2014. V. 292. № 1. P. 85–95.
5. Иванов В. И. Окишев К. Н., Рекунова Н. Н. Деформация полимерной пленки под действием

лазерного излучения // Бюллетень научных сообщений. 2014. № 19. С. 52–55.

6. Определение коэффициента термического расширения полимерной пленки методом лазерной деформации / Н. Н. Рекунова, А. И. Щербатюк, И. С. Зиссер [и др.] / Бюллетень научных сообщений. 2023. № 28. С. 49–55.

7. Александров А. А., Потапов В. Д. Основы теории упругости и пластичности. М. : Высшая школа, 1990. 400 с.

8. Рекунова Н. Н., Щербатюк А. И., Иванов В. И. Термодеформация полимерной пластины в поле лазерного луча // Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XXI веке : труды Всероссийской научно-практической конференции творческой молодежи с международным участием. (Хабаровск, 18–21 апреля 2023 г.). С. 478–481.

9. Рекунова Н. Н., Иванов В. И. Адаптивное зеркало со светууправляемой кривизной // Тезисы докладов 80-й межвузовской студенческой научно-практической конференции. Хабаровск. 2022. Т. 2. С. 87.

УДК 550.34.03

## ПРИМЕНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СЕЙСМОСТАНЦИИ «СЕЙСМОПРО» ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВУЛКАНИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

К. С. Рябинкин<sup>1</sup>, В. И. Фролов<sup>1</sup>, Д. А. Литвих<sup>2</sup>, В. В. Пупатенко<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт вулканологии и сейсмологии Дальневосточного отделения Российской академии наук, г. Петропавловск-Камчатский

<sup>2</sup> Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

<sup>3</sup> Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, г. Хабаровск  
e-mail: [kostya-rowan@mail.ru](mailto:kostya-rowan@mail.ru)

*В статье описан этап создания, испытания и внедрения разработанной научным коллективом перспективной сейсмостанции «СейсмоПро» для последующего применения с целью непрерывных наблюдений за деятельностью Авачинского вулкана на Камчатке. Тестирование прибора выполнялось на трех пунктах наблюдений во время извержения вулкана Шивелуч на Камчатке в августе-сентябре 2024 года для определения характеристик прибора в условиях реального извержения. Представлена конструкция прибора. В частотном диапазоне 3–15 Гц, в котором содержится наиболее полезная информация об активных процессах на вулкане, основные параметры сигналов оказались идентичны получаемым широкополосными сейсмостанциями компаний R-sensors, Nanometrics и Lennartz. Подтверждено значение собственной частоты используемых датчиков (4.5 Гц), их усиление и характеристики АЦП. Собственный шум рассматриваемой сейсмостанции позволяет использовать её наравне с широкополосными сейсмостанциями в населённых пунктах и других местах с повышенным уровнем микросейсмического шума. Сейсмостанция «СейсмоПро» рассматривается в качестве прибора для повышения плотности сети широкополосных станций. Массовое применение разработанных приборов в мониторинге Авачинского вулкана позволит значительно расширить возможности оценки вулканической опасности в регионе.*

### Введение

В Камчатском крае велика вероятность возникновения сильнейших землетрясений и извержений вулканов, которые могут привести к человеческим жертвам и разрушениям инфраструктуры. Согласно картам общего сейсмического районирования ОСР-2016 [1] основная Камчатка находится в зоне 8–10-балльных сотрясений (при повторяемости сотрясений около 500 лет). Но самую большую опасность для жителей полуострова, в

особенности городов Петропавловск-Камчатский, Елизово и Вилучинск, представляет Авачинский вулкан.

Исторические извержения Авачинского вулкана:

07.1737; 15-16.06.1779; 27-29.06.1827; 28.05.-30.08.1855; 1878; 1881; 10.1894 - 02.1895; 07-13.06.1901; 08.1909; 27.03.-05.04.1926; 06.03-27.11.1938; 25-26.02.1945; 13-20.01.1991; 05.10.2001 [2].

За все время наблюдений за Авачинским вулканом явных предвестников готовящегося извержения выявлено не было в силу скудной инструментальной оснащённости того времени. Ни одно из известных извержений Авачинского вулкана не было предсказано. Вышеизложенное подтверждает важность изучения Авачинского вулкана путем развития сети мониторинга сейсмичности как одного из основных признаков вулканической активности.

Сейсмические станции (сейсмостанции) – основа инструментального мониторинга вулканической деятельности и землетрясений. Современные сейсмостанции состоят из двух частей. Основные компоненты – это сейсмический датчик, устройство, которое преобразует механические колебания земной поверхности в аналоговые электрические импульсы, и сейсмический регистратор, который, управляя всей работой прибора, преобразует эти импульсы в цифровой вид, сохраняет их на физическом носителе или передаёт по сети Интернет.

На сегодня одной из проблем мониторинга землетрясений и вулканической активности по-прежнему является недостаток постоянных пунктов наблюдений, что приводит к потере большого количества полезной информации, которая могла бы в значительной мере расширить возможности прогноза извержений, разрушительных землетрясений и цунами. При этом редкая сеть сейсмических пунктов наблюдений обладает недостаточным потенциалом для мониторинга слабых землетрясений и решения разнообразных научных задач, в том числе изучения закономерностей и причин возникновения землетрясений. В настоящее время работы по уплотнению сейсмической сети регулярно сталкиваются с финансовыми и техническими проблемами. Приобретение широкополосных станций зарубежного производства зачастую представляется трудноосуществимым, а стоимость измеряется миллионами рублей. Кроме того, при использовании таких приборов в условиях высокоамплитудных искусственных помех, страдает качество записи, что снижает потенциал использования этих приборов.

Одним из возможных решений перечисленных проблем может стать использование плотной сети недорогих автономных сейсмостанций. Разработка такого прибора – недорогой сейсмостанции на базе геофонов – сейчас ведется в ИВиС ДВО РАН, ТОГУ, ИТиГ ДВО РАН. Целью этих работ является создание простого и недорогого прибора, который не требовал бы особых условий и навыков в эксплуатации, но при этом обеспечивал достаточное качество и количество данных для проведения детального сейсмического мониторинга. Разработка в настоящее время находится на стадии испытаний и доведена до состояния рабочего прототипа. Прибор получил название «СейсмоПро» – от слов «Сейсмология просто»

Цель исследования: проведение испытаний по сравнению качества записи сейсмического сигнала прототипа «СейсмоПро» с аналогичными записями на широкополосных сейсмических станциях во время извержения вулкана.

Задачи исследования:

1. Испытания разработанной сейсмостанции в условиях извержения вулкана.
2. Обработка полученных сейсмических данных.
3. Изучение характеристик сейсмостанции.

### **Материалы и методы**

Сейсмостанция «СейсмоПро» состоит из двух частей – это датчики и регистратор.



Регистратор, представленный на рис. 1, это полностью оригинальная конструкция собственной разработки на основе отечественного микрокомпьютера «Искра», который выступает в качестве базовой платформы, дополняемой необходимыми компонентами:

1. АЦП (аналого-цифровой преобразователь) ADS1256 - преобразует аналоговый сигнал, полученный с датчиков, в цифровую форму.
2. ГЛОНАСС/GPS модуль с антенной, используемый для точной синхронизации записи с мировым временем и определения координат пункта наблюдений.
3. Разъем Ethernet + модуль чтения/записи на физический накопитель – передает информацию по сети и записывает ее на карту памяти MicroSDHC.
4. Источник питания - обеспечивающий автономную работу.

Стандартные протоколы SPI и UART используются для обеспечения совместной работы всех перечисленных компонентов, а специально разработанная программа для микроконтроллера обеспечивает стабильную работу устройства.

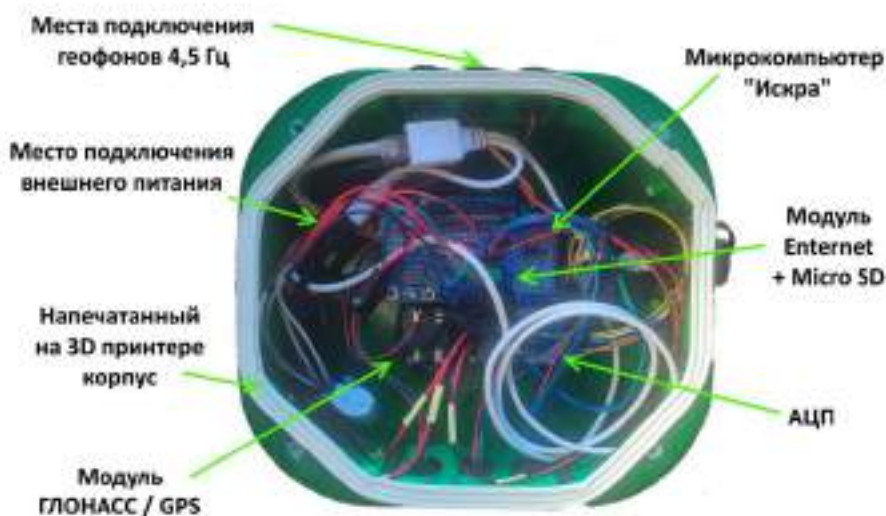


Рис. 1. Комплектующие регистратора сейсмической станции «СейсмоПро»

В качестве датчиков, представленных на рис. 2, использовались геофоны с собственной частотой 4,5 Гц. В базовом варианте сейсмостанции «СейсмоПро» используется три ортогонально расположенных геофона для определения трех компонент сейсмического сигнала. Перспективы использования геофонов при регистрации локальных землетрясений описывается в научной литературе [3-6].



Рис. 2. Геофоны с собственной частотой 4,5 Гц, установленные по сторонам света (три компонента)

Сравнение основных характеристик широкополосной сейсмической станции и прототипа сейсмостанции «СейсмоПро» приведены в таблице.

### Сравнение характеристик широкополосного сейсмометра и «СейсмоПро»

№ п/п	Характеристики	Широкополосный	«СейсмоПро»
1	Эффективный частотный диапазон	0,01-50 Гц	3-100 Гц
2	Средний уровень шума относительно модели низкого шума (2-40 Гц)	20 дБ	30 дБ
3	Макс. частота дискретизации	1000 Гц	1000 Гц
4	Энергопотребление	2,2 Вт	0,2 Вт
5	Масса	3,5 кг	1 кг
6	Цена	2 000 000 руб	70 000 руб.

С целью проверки характеристик разработанной сейсмостанции «СейсмоПро» были проведены опытные работы во время извержения вулкана Шивелуч на Камчатке в августе-сентябре 2024 года. Выполнялись синхронные наблюдения с использованием сейсмостанций «СейсмоПро» и широкополосных сейсмостанций компаний R-sensors, Nanometrics и Lennartz. Сравнимые приборы, изображенные на рис. 3, помещались на одно и то же основание в непосредственной близости друг от друга и находились в одинаковых внешних условиях, производя записи сейсмических сигналов. При этом широкополосные сейсмостанции использовались в качестве эталона. Рассматриваемый пункт наблюдений находился в 15 км на юго-запад от извергающегося вулкана в районе каньона р. Байдарная (56°33'23" с.ш., 161°4'29" в.д.). Обработка сейсмических данных проводилась в программном комплексе DIMAS.



Рис. 3. Временный пункт наблюдений за извержением вулкана Шивелуч. Сейсмостанции расположены на дне ямы глубиной около 1 м на подготовленном каменном фундаменте

### Результаты и анализ

На рис. 4 представлен пример сравнения спектров записей сейсмического шума двух сейсмостанций – широкополосной Centaur CTR4-6S с датчиком Lennartz 3DLite MkIII и прототипа «СейсмоПро» – установленных в пункте сейсмических наблюдений на

р. Байдарная. При сравнении спектров был выявлен частотный диапазон 3-15 Гц, наиболее подходящий для сопоставления полученных записей сигналов.

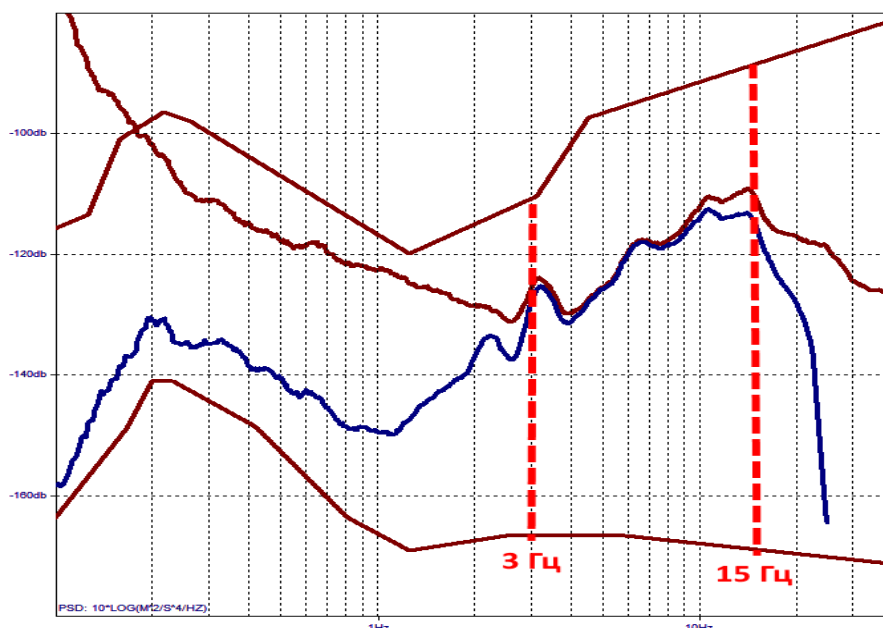


Рис. 4. Пример сравнения спектров записей сейсмических шумов «СейсмоПро» (красная линия) и широкополосной станции (синяя линия) в пункте сейсмического мониторинга в поселке Ключи. Модели низкого (NLNM) и высокого (NHNM) шума представлены красными ломаными линиями [7]

Для проведения визуального контроля качества записи сигнала был определён частотный диапазон, в котором (при данных условиях) наблюдается достаточно точное совпадение спектров записей двух сейсмостанций – 3–15 Гц. Этот диапазон был выделен с помощью полосового фильтра на каждой из записей. Пример интервала полученной записи приведён на рис. 5.

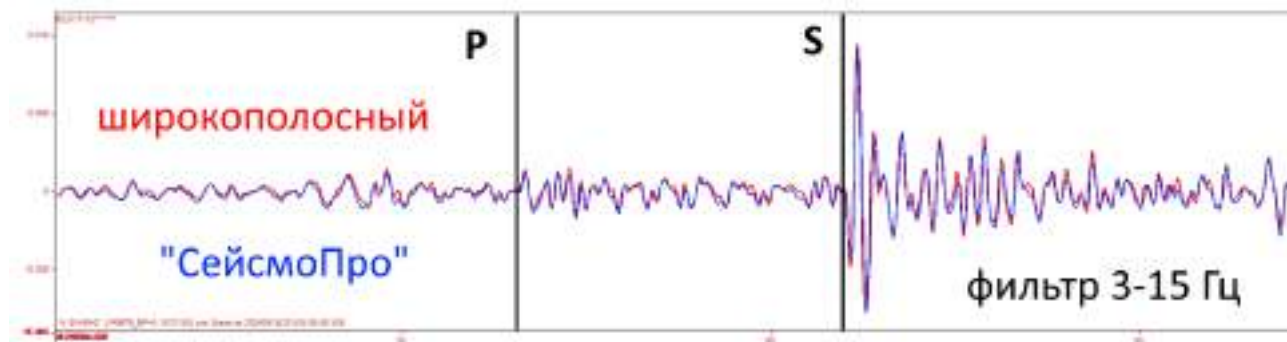


Рис. 5. Пример сравнения записей сейсмического события на вулкане Шивелуч, полученных сейсмостанцией «СейсмоПро» (синяя линия) и широкополосным сейсмометром Lennartz 3DLite MkIII (красная линия) на временном пункте наблюдения в 15 км от активного купола вулкана Шивелуч

При визуальном сравнении наблюдается идентичность записей в рассматриваемом частотном диапазоне, фазовые сдвиги отсутствуют. Полученное качество записи сейсмостанцией «СейсмоПро» позволяет точно выявлять времена прихода продольных и поперечных волн для вычисления эпицентральных и гипоцентральных расстояний очаговой

зоны, определять уровень амплитуд колебаний и иные особенности наблюдаемых сигналов, что дает возможность рассчитать основные численные характеристики исследуемых событий. Важно отметить, что полученные в рамках испытаний «СейсмоПро» результаты не означают отсутствие полезной информации вне рассматриваемого диапазона. Причина различия в более высоких частотах была описана выше. Вероятной причиной различий на частотах ниже 3 Гц является более высокий уровень собственных шумов геофонов.

Достаточно точное совпадение спектров на частотах 3–6 Гц показывает, что у используемых в работе геофонов собственная частота соответствует значению 4.5 Гц. Совпадение формы и уровня амплитуд сигналов говорит о точно определенном значении коэффициента усиления геофонов и о соответствии реальных характеристик АЦП с заявленными.

### **Выводы**

Во время извержения вулкана Шивелуч на севере Камчатки в августе-сентябре 2024 года проведены опытные работы по сравнению экспериментальной сейсмостанции «СейсмоПро» и широкополосного сейсмометра Lennartz 3DLite MkIII, использованного в качестве эталона. Сейсмостанции находились на одном основании в одинаковых условиях. В частотном диапазоне 3-15 Гц записи оказались идентичными, что позволило выполнить сравнение волновых форм событий во время извержения на полученных записях. Выполненные испытания позволяют сделать вывод, что сейсмостанции «СейсмоПро» можно использовать в целях мониторинга активности вулканов Камчатки, в первую очередь вулкана Авачинский, как представляющего наибольшую опасность для густонаселенного района полуострова, как для уплотнения имеющейся сети наблюдений совместно с широкополосными станциями, так и в рамках самостоятельных сейсмических сетей наблюдений. Низкая стоимость единицы оборудования и щадящие требования к условиям эксплуатации позволят в условиях ограниченных ресурсов значительно увеличить количество пунктов мониторинга деятельности Авачинского вулкана.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Института вулканологии и сейсмологии ДВО РАН по теме НИР № FWME-2024-0015 «Изучение механизмов извержения Авачинского вулкана и создание методик оценки вулканической опасности».*

### **Список источников**

1. Пояснительная записка к комплекту карт общего сейсмического районирования территории Российской Федерации ОСР-2016 / Уломов В. И. и др. // Инженерные изыскания. 2016. № 7. С. 49–121.
2. Вулкан Авачинский: мониторинг и основные характеристики извержений / О. А. Гирина, А. Ю. Озеров, Д. В. Мельников [и др.] // Вулканизм и связанные с ним процессы. Материалы XXII Всероссийской научной конференции, посвящённой Дню вулканолога. Петропавловск-Камчатский. Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН. 2019. С. 11–14.
3. Беляков А. С. Конструкция магнитоупругих геофонов // Сейсмические приборы 2014. Т. 40. С. 28–35.
4. Инструментальные методы расширения амплитудно-частотной характеристики геофона / А. Н. Беседина, Н. В. Кабыченко, Д. В. Павлов [и др.] // Сейсмические приборы. 2019. Т. 55. № 3. С. 5–23.
5. Дергач П. А., Дучков А. А., Юшин В. И. Использование геофонов в локальных сетях сейсмологического мониторинга // Интерэкспо Гео-Сибирь. 2019. Т. 2. № 3. С. 140–146.
6. Havskov J., Alguacil G. Instrumentation in Earthquake Seismology // Netherlands: Springer, 2010. P. 357–365
7. Do low-cost seismographs perform well enough for your network? An overview of laboratory tests and field observations of the OSOP Raspberry Shake 4D / R. E. Anthony, A. T. Ringler, D. C. Wilson [et. al] // Seismological Research Letters. 2019. Vol. 90, No. 1. P. 219–228.

## ФОТОНАГРЕВ С ПОМОЩЬЮ НАНОЧАСТИЦ $Ti_2AlC:Y$ 0,2 вес.% ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ПАРА

А. В. Сюй<sup>1</sup>, М. С. Гурин<sup>2</sup>, В. Лёуль Зевдие<sup>1</sup>, И. В. Мартынов<sup>1</sup>,  
Д. В. Дюбо<sup>1</sup>, Д. С. Штарёв<sup>3</sup>, Д. И. Целиков<sup>1,4</sup>, Г. И. Целиков<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

<sup>2</sup>Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток

<sup>3</sup>Shenzhen MSU-BIT University, Shenzhen, China

<sup>4</sup>Московский инженерно-физический институт, г. Москва

<sup>5</sup>Emerging Technologies Research Center, XPACEO, Internet City, Emmay Tower,

Dubai, United Arab Emirates

E-mail: [alsyuy271@gmail.com](mailto:alsyuy271@gmail.com)

*Фотонагрев является одним из эффективных методов опреснения и очищения воды. Продемонстрирована работа наночастиц  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.%, полученных методом лазерной абляции в жидкости, под действием симулированного солнечного излучения. При 1,3 солнца достигнуты скорости испарения 4,5 кг/м<sup>2</sup>ч, 4,16 кг/м<sup>2</sup>ч, 3,04 кг/м<sup>2</sup>ч для удельных масс 10,8 г/м<sup>2</sup>, 4,9 г/м<sup>2</sup> и 1,8 г/м<sup>2</sup> наночастиц соответственно. Эффективность преобразования солнечной энергии в тепловую составляет более 150 %.*

### Введение

Фотонагрев – это процесс, при котором наночастицы нагреваются под воздействием света. Этот процесс активно используется в различных областях, включая медицину и материаловедение [1, 2]. В медицине фотонагрев используется для лечения и визуализации раковых опухолей [2]. Например, наночастицы, синтезированные с помощью лазера, могут эффективно нагреваться под воздействием ближнего ИК излучения и использоваться для уничтожения раковых клеток [2].

В материаловедении фотонагрев используется для создания новых классов полупроводников [3]. Например, ученые из Казанского федерального университета разработали технологию создания нового класса полупроводников на основе нанокompозитного материала MXene-оксид цинка, который обладает уникальными свойствами и позволяет улучшить эффективность светодиодов, фотодетекторов и солнечных батарей [3]. Таким образом, фотонагрев открывает новые возможности для науки и технологии, предлагая инновационные решения для медицины и материаловедения. Так, фотонагрев с помощью наночастиц MXene для получения солнечного пара - это новаторская область исследований, которая открывает новые возможности в области альтернативной энергетики. Этот процесс использует свет для нагрева наночастиц MXene в воде, что приводит к генерации пара. Наночастицы MXene, известные своими уникальными электронными и оптическими свойствами, могут быть оптимизированы для усиления фотокаталитического процесса [4, 5]. Это позволяет ускорить протекание фотокатализа и усилить фотоотклик. Применение этого метода может быть особенно полезно в области солнечной энергетики, где эффективное преобразование солнечного света в энергию является ключевым. Кроме того, этот процесс может быть использован для получения ценных химических веществ или очистки воды [4-6]. Это делает его потенциально революционным в области

альтернативной энергетики и устойчивого развития. Однако дальнейшие исследования необходимы для оптимизации этого процесса и его промышленного применения.

В настоящее время в различных регионах мира существует острая проблема с нехваткой чистой питьевой воды, особенно в жарких странах Африки [7]. Поэтому исследования в области опреснения и очистки воды находятся в кругу внимания инженеров и ученых.

Целью данной работы является показать эффективность применения наночастиц  $\text{MXene}$  в области фотонагрева с получением солнечного пара для потенциального применения в опреснении и очищении воды.

### **Методика эксперимента**

В качестве объекта исследования использовался образец МАХ фазы  $\text{Ti}_2\text{AlC}:\text{Y}$  0,2 вес.%.

**Синтез МАХ фазы.** Для получения исходного порошка  $\text{Ti}_2\text{AlC}:\text{Y}$  0,2 вес.% были взяты исходные реагенты:  $\text{Ti}$ ,  $\text{TiC}$ ,  $\text{Al}_4\text{C}_3$ ,  $\text{Y}$ . Для приготовления смеси прекурсоры взяли в стехиометрических соотношениях, при этом 20 %  $\text{Ti}$  замещено  $\text{Y}$ .

Синтез смеси производили механохимическим перемешиванием в планетарной шаровой мельнице. Скорость 500 об/мин., цикл помола – 20 минут смешения, 10 минут перерыв, для избежания перегрева реакционной смеси. Время помола 15 часов, общее время в реакторе – 22,5 часа. Соотношение массы реакционной смеси к массе помольных шаров 1 : 5.

Синтез матриц проводили методом искрового плазменного спекания (ИПС), путем консолидации порошков на установке SPS-515S фирмы «Dr.Sinter·LABTM» (Япония), согласно общему подходу: 3 г порошка помещали в графитовую пресс-форму (рабочий диаметр 15мм), подпрессовывали (давление 20,7 МПа), далее заготовку помещали в 2 вакуумную камеру ( $10^{-5}$  атм), затем спекали. Разогрев спекаемого материала осуществляли униполярным низковольтным импульсным током в режиме On/Off, с периодичностью 12 импульсов / 2 паузы, т.е. длительность пакета импульсов составляла 39,6 мс и пауза 6,6 мс. Температуру ИПС процесса контролировали с помощью оптического пирометра (нижний предел определения 650 °С), сфокусированного на отверстие, расположенного на середине плоскости внешней стенке пресс-формы глубиной 5,5 мм. Для предотвращения припекания консолидируемого порошка к пресс-форме и плунжерам, а также для беспрепятственного извлечения полученного образца использовали графитовую фольгу толщиной 200 мкм. Пресс-форму оборачивали в теплоизолирующую ткань для снижения потерь тепла при разогреве. Геометрические размеры полученных образцов матриц цилиндрического типа: диаметр 15, высота 4-10 мм (в зависимости от типа пресс-формы и режимов спекания). ИПС консолидацию порошков проводили при температуре 1300 °С. Скорость разогрева регулировали стадиями: 100 °С/мин в диапазоне температур от 0 до 600 °С, затем от 600 °С и выше – 25 °С/мин, т.к. при данной температуре наблюдается вытекание образца из формы. Образец выдерживали при максимальной температуре 20 мин и далее охлаждали до комнатной температуры в течение 30 мин.

**Синтез наночастиц.** Коллоидный растворы наночастиц (НЧ)  $\text{Ti}_2\text{AlC}+0,2\% \text{Y}$  синтезировались методом импульсной лазерной абляции в жидкости [8, 9]. В качестве источника излучения использовался пучок  $\varnothing 3$  мм системы  $\text{Yb:KGW}$  (1030 нм, 250 фс, 25 мкДж, 200 кГц, модель ТЭТА-20, Авеста, Россия). В качестве мишени служил прессованный порошок материала. Эту мишень помещали в стеклянную ячейку (ВК-7, толщина стенки 3 мм), заполненную 20 мл ацетонитрила. Лазерный луч фокусировался на поверхности мишени с помощью линзы F-Theta (фокусное расстояние 100 мм, Thorlabs, США). Для равномерного распределения лазерного излучения луч непрерывно сканировал поверхность мишени с помощью гальванического сканера, скорость сканирования 5 м/с (LScan-10, Атеко-ТМ, Россия). Время синтеза составило 40 минут.

**Характеризация наночастиц.** Определение размеров наночастиц производилось при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEOL TEM 2100 (Япония). Морфологию

наночастиц изучали с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (МАІА 3, Tescan, Чехия). Распределение химических элементов изучали с помощью метода энергодисперсионного анализа (ЭДС) (X-act, Oxford Instruments, Великобритания). Гидродинамический размер наночастиц определялся методом динамического рассеяния света (ДЛС) (Malvern Instruments, Zetasizer Nano-ZS, Великобритания).

Размерное распределение синтезированных НЧ определялось методом анализа СЭМ изображений в приложении ImageJ. Распределение было получено на основе измерения около 600 диаметров НЧ.

**Схема эксперимента.** На рис. 1 показана схема эксперимента. Первоначально производился лазерный синтез наночастиц  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.% в растворе ацетонитрила. Затем методом распыления с помощью аэрографа наносился слой за слоем раствор наночастиц с последовательной сушкой бумажного диска. Определялась масса наночастиц напыленных на бумажный диск. Из гидрофильной ткани вырезался крестообразный образец в центре которого размещается бумажный диск. Гидрофильная ткань заправляется в корпус крышки Петри из полистирола, так чтобы хвосты креста свисали и имели возможность пропитываться водой. В чашку Петри заливается дистиллированная вода и герметично закрывается крышкой. Фиксируется общая масса воды, чашки и крышки. В процессе облучения поверхности бумажного диска регистрируется его температура с помощью термографа и уменьшение общей массы, т.е. испарение воды.

Для эксперимента подготовлены три диска из фильтрующей бумаги с  $10,8 \text{ г/м}^2$ ,  $4,9 \text{ г/м}^2$  и  $1,8 \text{ г/м}^2$ . Облучение производилось в течение 20 минут после того, как бумажный диск полностью пропитается водой.

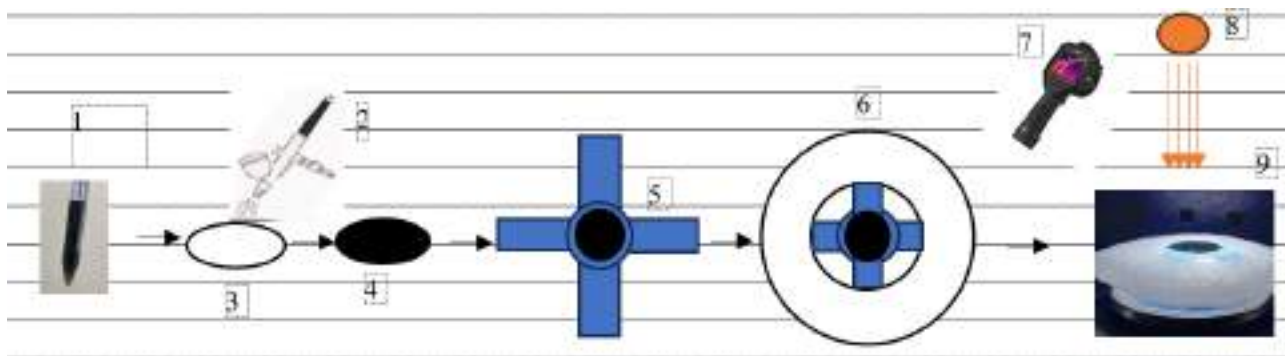


Рис. 1. Схема эксперимента 1) наночастицы  $MXene$ , 2) аэрограф, 3) диск диаметром 3 см из фильтрующей бумаги, 4) бумажный фильтрующий диск с напыленными наночастицами, 5) крестообразная гидрофильная ткань с бумажным диском сверху, 6) герметичная крышка для чашки Петри из полистирола, позволяющая воде поступать по гидрофильной ткани к бумажному фильтру с наночастицами, 7) термограф, 8) источник, симулирующий солнечный поток света с 1,3 солнца, 9) чашка Петри с дистиллированной водой на весах

### Результаты и их обсуждение

Синтез МАХ фазы  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.% произведен методом искрового плазменного спекания [10]. При данном методе удалось получить МАХ фазу  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.% с чистотой 84 %, что можно считать удовлетворительным результатом (рис. 2, а, в). После лазерной абляции получены наночастицы  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.% (рис. 2, г).

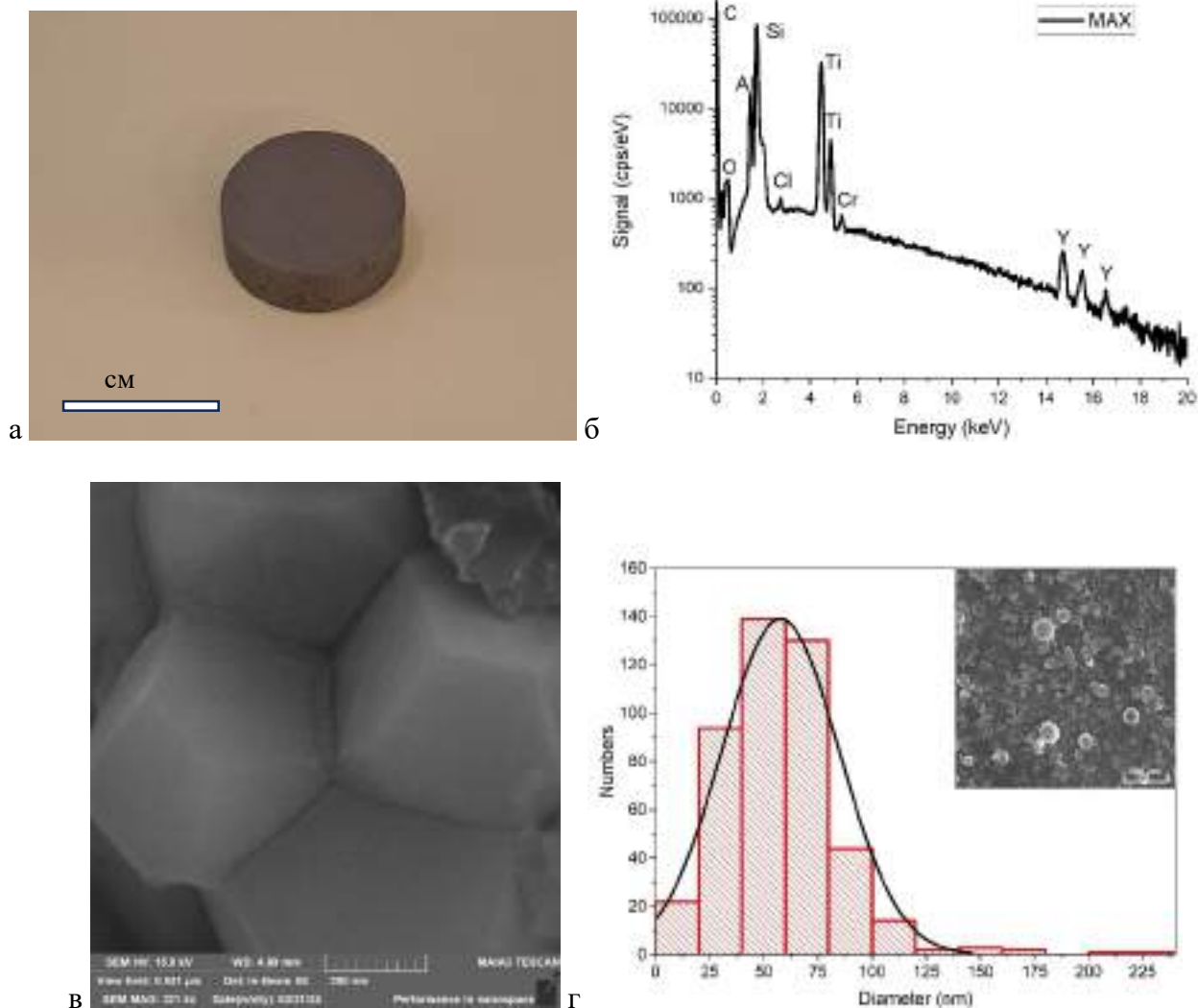


Рис. 2. MAX фаза и наночастицы  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.%. а) образец после спекания, б) энергетический спектр образца, в) типичный вид частиц  $Ti_2AlC:Y$  до лазерной абляции, г) распределение наночастиц по размерам после лазерной абляции

Из рис. 2, г видно, что наночастицы имеют сферическую морфологию, а средний размер составляет 50-75 нм, большие фрагменты микронного масштаба наблюдаются, это связано с тем, что структура мишени пористая и большие структуры могут отламываться в процессе синтеза, но их число небольшое.

На рис. 2, б наблюдается спектр ЕДС полученных наночастиц, в связи с этим можно подтвердить наличие титана, алюминия, иттрия в полученном материале.

При облучении образцов первоначальная температура при включении источника света соответствует комнатной 23,4 °С и в центре бумажного диска 31,2 °С (рис. 3, а). При выходе на стационарное значение для образца с 10,8 г/м<sup>2</sup> температура поверхности достигает 58,2 °С, а для остальных образцов 54,4 °С. На стационарное состояние температура поверхности бумажного диска выходит в течение 5 минут.



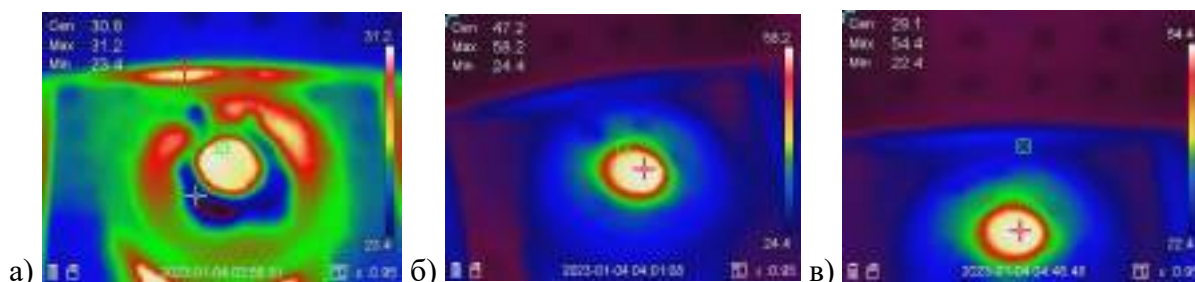


Рис. 3. Распределение температуры по поверхности бумажного диска в течение облучения: а) момент включения источника света, б) стационарное состояние поверхности бумажного диска для образца с  $10,8 \text{ г/м}^2$ , в) стационарное состояние поверхности бумажного диска для образцов с  $4,9 \text{ г/м}^2$  и  $1,8 \text{ г/м}^2$

График уменьшения массы воды при облучении показан на рис. 4. Видно, что наибольшую скорость испарения имеет образец с наибольшей удельной массой.

В работе [11] достигнут результат  $1,434 \text{ кг/м}^2\text{ч}$  при использовании нанохлопьев  $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$  MXene/наночастиц селенида индия меди под действием одного солнца.

В недавнем обзоре собраны данные об опреснении и очистке морской воды различными методами в том числе с помощью мембранных технологий, в которых достигаются высокие показатели испарения воды под естественным солнечным облучением  $1,5 \text{ кг/м}^2\text{ч}$  и при фокусировке достигается  $5,2 \text{ кг/м}^2\text{ч}$  [12].

Используя испаритель на основе  $\text{MXene/PDA@TiO}_2/\text{Fe}_3\text{O}_4@\text{C}_{22}\text{-HMC}$  удалось достичь высокой скорости испарения воды  $2,09 \text{ кг/м}^2\text{ч}$  при освещении одним солнцем с удельным содержанием поглощаемого вещества  $3,66 \text{ кг/м}^2$ . В работе [14] сообщается о сверхбыстром опреснении морской воды с ковалентными органическими каркасными мембранами в рекордные  $267 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ .

В нашем эксперименте достигнуты  $4,5 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ ,  $4,16 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ ,  $3,04 \text{ кг/м}^2\text{ч}$  для удельных масс  $10,8 \text{ г/м}^2$ ,  $4,9 \text{ г/м}^2$  и  $1,8 \text{ г/м}^2$  наночастиц  $\text{Ti}_2\text{AlC:Y } 0,2 \text{ вес.}\%$  соответственно, что превосходит эффективность всех известных на сегодняшний день наночастиц MXene с учетом удельной массы вещества [11-13]. Эффективность преобразования солнечной энергии в пар  $\eta$  можно рассчитать согласно формуле [15]:

$$\eta = \dot{m} \times h_{LV} q_i, \quad (1)$$

где  $\dot{m}$  – скорость испарения при освещении, которая вычисляется как разность масс в освещенной области ( $4,5 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ ,  $4,16 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ ,  $3,04 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ ) и потери массы в темноте ( $0,156 \text{ кг/м}^2\text{ч}$ ),  $h_{LV}$  – представляет собой энтальпию фазового перехода идеальной жидкости в пар  $H_s$  (кДж/кг) и энтальпию фазового перехода  $H_v$  (кДж/кг),  $q_i$  – солнечная освещенность в одно солнце ( $1 \text{ кВт/м}^2$ ). Эффективность преобразования солнечной энергии в пар для воды составляет  $13,2 \%$  и  $70,1\%$  для нанохлопьев MXene  $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$  [6].

Для наночастиц MAX фазы  $\text{Ti}_2\text{AlC:Y } 0,2 \text{ вес.}\%$  с удельными массами  $10,8 \text{ г/м}^2$ ,  $4,9 \text{ г/м}^2$  и  $1,8 \text{ г/м}^2$  эффективность преобразования солнечного света в пар равна  $231,4\%$ ,  $217\%$ ,  $156,3\%$  соответственно.

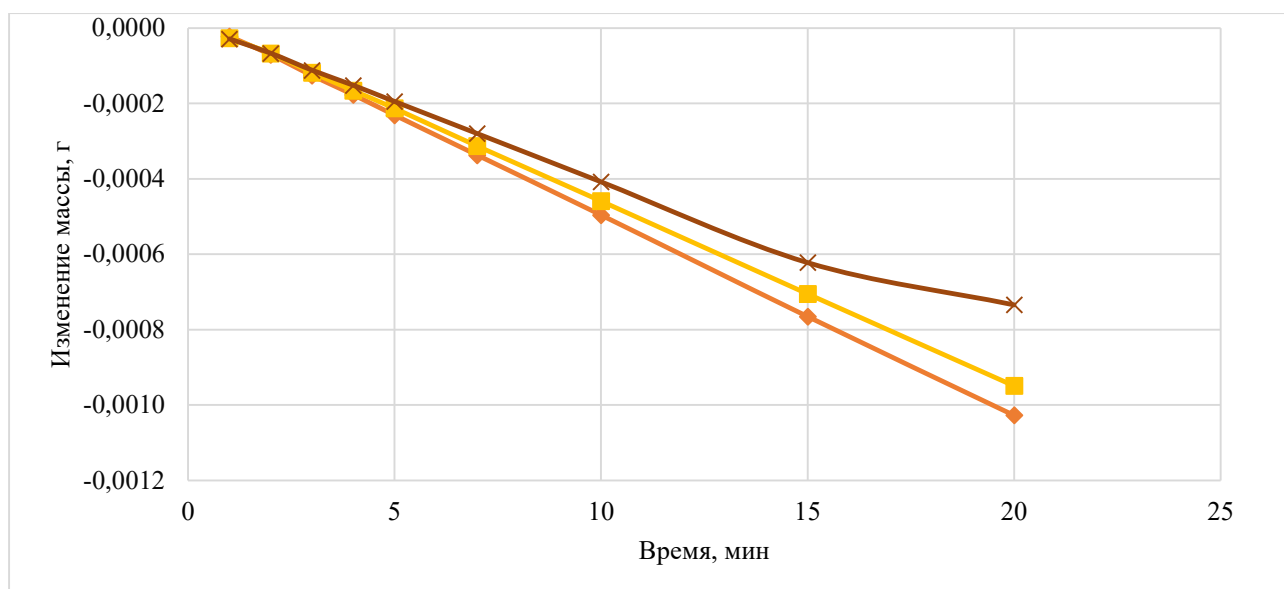


Рис. 4. Зависимость испарившейся воды с поверхности бумажного диска от времени при облучении мощностью в 1,3 солнца. 1) 10,8 г/м<sup>2</sup>; 2) 4,9 г/м<sup>2</sup>; 3) 1,8 г/м<sup>2</sup>

### Заключение

Данная работа демонстрирует простую и эффективную стратегию разработки композитной мембраны для эффективного фототермического опреснения на основе наночастиц МАХ фазы  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.%. Эффективность преобразования солнечной энергии в водяной пар наночастиц МАХ фазы  $Ti_2AlC:Y$  0,2 вес.% значительно превосходит эффективность для нанохлопьев  $MXene Ti_3C_2T_x$  и любых других  $MXene$ . Отметим, что данная технология подходит и для любых других наночастиц, имеющих хороший коэффициент преобразования солнечной энергии в тепловую.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 22-19-00094.*

### Список источников

1. Исследование фотонагрева водных растворов лазерно-синтезированных наночастиц бора для терапии онкологических заболеваний / Я. Б. Беляев, И. В. Зелепукин, А. И. Пастухов [и др.] / Краткие сообщения по физике ФИАН. 2022. № 6. С. 55–62.
2. Laser-Synthesized Germanium Nanoparticles as Biodegradable Material for Near-Infrared Photoacoustic Imaging and Cancer Phototherapy / I. B. Belyaev, I. V. Zelepukin, P. A. Kotelnikova [et. al] // Advanced science. 2024. 2307060.
3. Light-Controlled Multiphase Structuring of Perovskite Crystal Enabled by Thermoplasmonic Metasurface / S. S. Kharintsev, E. I. Battalova, T. A. Mukhametzhanov [et. al] // ACS Nano 2023. Vol. 17(10). P. 9235–9244.
4. Sustainable chemistry with plasmonic photocatalysts / Lin Yuan, Briley B. Bourgeois, Claire C. Carlin, Felipe H. da Jornada and Jennifer A. Dionne // Nanophotonics. 2023. Vol. 12(14). P. 2745–2762. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2023-0149>.
5. Applications of advanced  $MXene$ -based composite membranes for sustainable water desalination / N. H. Solangi, N. M. Mubarak, R. R. Karri [et. al] // Chemosphere. 2023. Vol. 314. P. 2234–2240.
6. Self-Assembled Hydrophobic/Hydrophilic Porphyrin- $Ti_3C_2T_x$   $MXene$  Janus Membrane for Dual-Functional Enabled Photothermal Desalination / B. Zhang, Q. Gu, C. Wang [et. al] // ACS Applied Materials & Interfaces. 2021. Vol. 13 (3). P. 3762–3770.
7. Salehi M. Global water shortage and potable water safety; Today's concern and tomorrow's crisis // Environment International. 2022. Vol. 158. P. 106936.

8. In vivo evaluation of safety, biodistribution and pharmacokinetics of laser-synthesized gold nanoparticles / A.-L. Bailly, F. Correard, A. Popov [et. al] // Sci Rep. 2019. Vol. 9. № 1. P. 12890.
9. Laser- synthesized TiN nanoparticles as promising plasmonic alternative for biomedical applications / A. A. Popov, G. Tselikov, N. Dumas [et. al] // Sci Rep. 2019. Vol. 9. № 1. P. 1194.
10. Optimized synthesis of Ti<sub>2</sub>AlC by spark plasma sintering / M. S. Gurin, D. S. Shtarev, A.V. Shtareva [et. al] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2023, Vol. 87, Suppl. 3, pp. S390-S397.
11. Ti<sub>3</sub>C<sub>2</sub>T<sub>x</sub> MXene Nanoflakes Embedded with Copper Indium Selenide Nanoparticles for Desalination and Water Purification through High Efficiency Solar-Driven Membrane Evaporation / Y. Wang, J. Nie, Z. He [et. al] // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2022. Vol. 14. P. 5876–5886.
12. Photothermal Membrane Distillation toward Solar Water Production / M. Gao, C. Kangnuo Peh, F. L. Meng, [et. al] // Small Methods. 2021. Vol. 5. Iss. 5. P. 2001200.
13. Sustainable Interfacial Evaporation System Based on Hierarchical MXene/Polydopamine/Magnetic Phase-Change Microcapsule Composites for Solar-Driven Seawater Desalination / Z. Zheng, W. Li, H. Liu [et. al] // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2022. Vol. 14. P. 50966–50981.
14. Ultrafast seawater desalination with covalent organic framework membranes / M. Wang, P. Zhang, X. Liang [et. al] // Nat Sustain. 2022. Vol. 5. P. 518–526.
15. Measuring Conversion Efficiency of Solar Vapor Generation / X. Li, G. Ni, T. Cooper [et. al] // Joule. 2019. Vol. 3. P. 1–5.

УДК 53.07+538.975

## УСТРОЙСТВО ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ РАБОТЫ ЛАТРА

**Д. В. Фомин, А. В. Поляков, А. Е. Голых**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск

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

*В лабораторной практике часто используются автотрансформаторы. В частности, одно из таких применений они нашли при осуществлении управляемого электрического пробоя кремниевой пластины в вакуумной камере при реализации метода реактивной эпитаксии, а также с целью очистки кремниевого образца. В работе предлагается устройство автоматизации ЛАТРа для сокращения времени проведения научных экспериментов и повышения точности их повторяемости, благодаря исключению человеческого фактора. Для этого предлагается использовать электродвигатель и осуществлять передачу крутящего момента от его вала к валу ЛАТРа посредством редуктора по разработанному авторами алгоритму, реализуемому спроектированной специальной механической частью и электрической схемой. Изготовленный прототип устройства, с использованием аддитивных технологий, прошёл успешные испытания и может найти применение при решении разнообразных задач в физике.*

Метод реактивной эпитаксии хорошо известен в физике поверхности и нередко используется исследователями для формирования тонких плёнок. Так, в лаборатории физики поверхности НОЦ им. К.Э. Циолковского АмГУ, он применяется для роста плёнок силицидов на кремнии [1]. Прогрев кремниевой пластины-подложки используется также для её дегазации. Нагревание пластины Si осуществляется путём пропускания через неё электрического тока в условиях вакуумной камеры. Для Si, обладающего высоким удельным сопротивлением, такая процедура, состоит из двух стадий. Первая из которых, включает в себя создание условий для обратимого электрического пробоя кремниевой пластины, выступающей в роли электрической

нагрузки. Пробой осуществляется путём изменения величины переменного напряжения, прикладываемого к нагрузке с помощью лабораторного автотрансформатора (ЛАТРа). На второй стадии, после пробоя  $Si$ , осуществляется переключение нагрузки на источник постоянного тока, изменяя величину которого уже добиваются нужной температуры прогрева. Функциональная схема, реализующая описанные этапы, представлена на рис. 1. Следует отметить, что ЛАТРы известны давно и широко используются в лабораториях [2], как правило, в ручном режиме. Целью данной работы стала автоматизация работы ЛАТРа для сокращения времени проведения эксперимента.

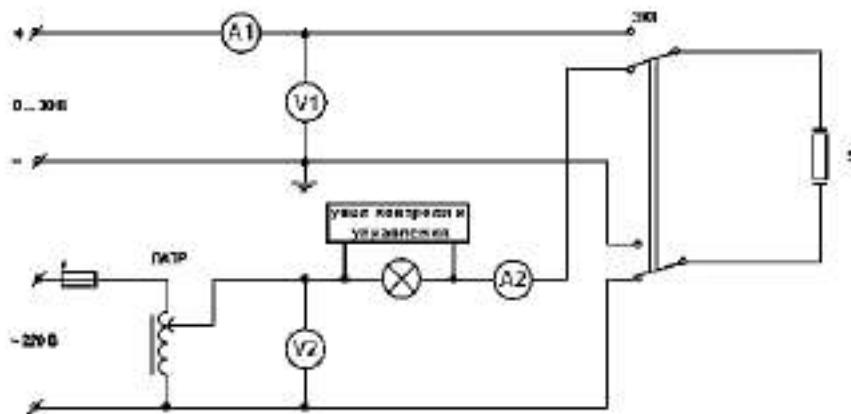


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема пробоя кремниевой пластины

Для этого предлагается использовать электродвигатель. Осуществлять передачу крутящего момента от вала электродвигателя к валу ЛАТРа необходимо вначале в прямом направлении (по часовой стрелке) до электрического пробоя кремниевой нагрузки и достижения затем максимального значения угла поворота вала ЛАТРа, а далее в обратном (реверсивном) вращении вала ЛАТРа до положения, при котором электродвигатель должен автоматически выключиться. Вид прототипа установки представлен на рис. 2, а.



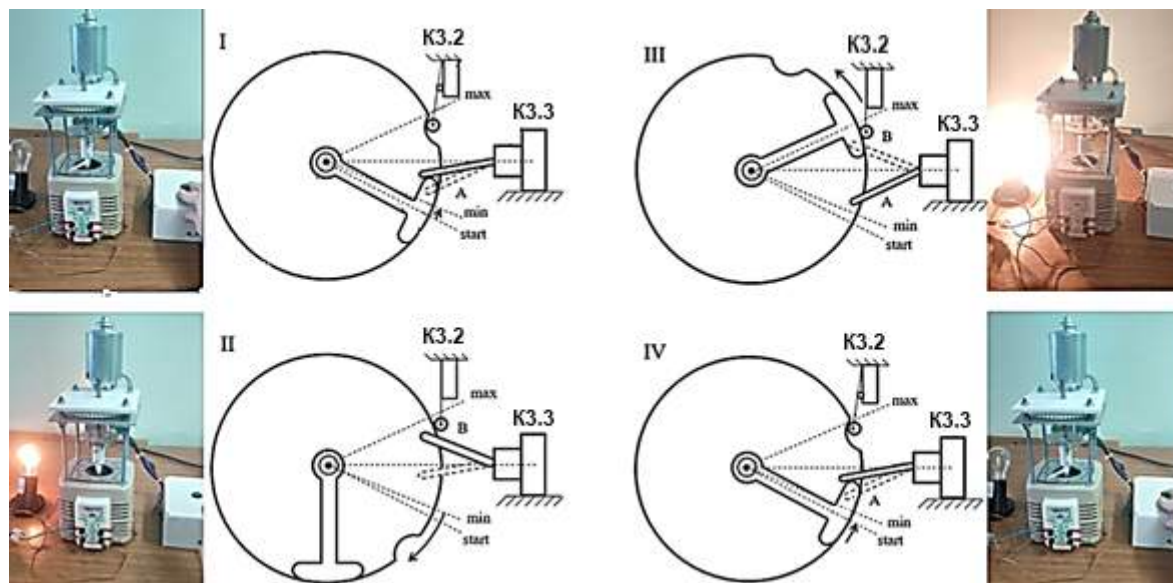
а



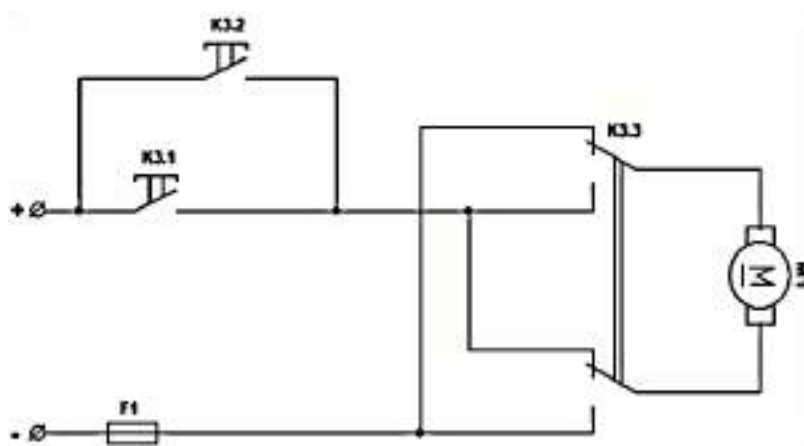
б

Рис. 2. Фотография лабораторного прототипа устройства автоматизации ЛАТРа (а) и вид узла его редуктора (б)

На рис. 3 представлены: реализация узла автоматики (а), его электрическая принципиальная схема (б), реализующих выше описанный алгоритм и нашедшие отражение в поданной в Роспатент заявке на изобретение № 2024114854 от 31.05.2024.



а



б

Рис. 3. Схематическое изображение узла управления работой электродвигателя (а) и его электрическая принципиальная схема (б)

Подключение к сети переменного тока ЛАТР осуществляется нажатием кнопки К3.1 (рис. 3, б), которая удерживается в нажатом состоянии в течение 2 с. После прохождения I этапа (рис. 3, а) управления работой электродвигателя, кнопка К3.1 шунтируется кнопкой , а направление вращения вала ЛАТРа задаётся по часовой стрелке (благодаря срабатыванию тумблера К3.3). На стадии выполнения II этапа на выходе ЛАТРа происходит постепенное увеличение переменного напряжения, прикладываемого к кремниевой нагрузке, соединённой с ЛАТРОм цепью, в которую также включена лампа накаливания (рис. 1) выполняющая роль токового шунта. В процессе этого, в зависимости от удельного сопротивления кремниевой нагрузки, при определённом значении переменного напряжения наступает её электрический

пробой, в результате чего загорается лампа накаливания. На изменение падения напряжения на лампе реагирует узел контроля и управления (рис. 1) силовым ключом ЭК1, который переключают кремниевую нагрузку с источника переменного тока (ЛАТРа) на источник постоянного тока (рис. 1). Затем узел управления работой электродвигателя из этапа III, после включения реверсивного движения вала ЛАТРа тумблером КЗ.3, переходит на этап IV (рис. 3, а), по окончании которого электродвигатель автоматически отключается.

Первый прототип предложенного устройства для автоматизации работы ЛАТРа не содержал редуктора, представленного на рис. 2, б. Однако после проведённого тестирования устройства было принято решение установить его для придания нужной скорости вращения вала автотрансформатора. Следует отметить, что шестерни редуктора проектировались в программе САПР SolidWorks с использованием встроенной библиотеки Toolbox, по аналогии с подобной практикой, принятой в MATLAB [3]. В результате были спроектированы шестерни [4], соответствующие стандарту ISO 1328-1. Их основные параметры представлены в таблице. Шестерни и соединительные муфты впоследствии были изготовлены с помощью 3D-печати из PETG пластика с заполнением 100%.

### Параметры шестерней редуктора

№	Параметр	Значение
1	Модуль	2
2	Число зубьев шестерни	10
3	Число зубьев колеса	55
4	Диаметр делительной окружности шестерни, мм	20
5	Диаметр делительной окружности колеса, мм	110

Таким образом, в данной работе представлен результат автоматизации работы ЛАТРа в виде устройства, которое позволяет полностью автоматизировать процесс электрического пробоя кремниевой нагрузки путём вращения вала ЛАТРа электродвигателем с последующим срабатыванием узла контроля и управления коммутацией нагрузки. Предложен алгоритм смены направления вращения вала ЛАТРа и автоматического отключения устройства, реализуемый разработанной специальной механической частью и электрической схемой. Лабораторный прототип прошёл успешные испытания. Использование данного устройства позволит сократить время проведения научных экспериментов и повысит точность повторяемости этих экспериментов благодаря исключению человеческого фактора.

### Список источников

1. Исследование методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронами тонких плёнок силицида магния, сформированных методом реактивной эпитаксии на Si (111) / И. О. Шольгин, А. В. Поляков, И. А. Рябов [и др.] // Молодёжь XXI века: шаг в будущее : Материалы XXIII региональной научно-практической конференции, Благовещенск, 24 мая 2022 года. Том 4. Благовещенск: Дальневосточный государственный аграрный университет, 2022. С. 178–180.
2. Кораблева А. С. Автотрансформаторы (ЛАТР): виды и особенности их использования // Наука через призму времени. 2021. № 1(46). С. 6–7.
3. Проектирование механических передач: учебно-справочное пособие для вузов / С. А. Чернавский, Г. А. Снесарев, Б. С. Козинцов [и др.]. М. : Альянс, 2008. 590 с.
4. Софина С. Н., Привалова Ю. И. Автоматизация расчета цилиндрических зубчатых передач с использованием MATLAB // Техника и технологии строительства. 2016. № 2(6). С. 13.

УДК 372.853

## ПРОДЛЕНКА С ГЕРЦЕНОВСКИМ УНИВЕРСИТЕТОМ КАК ПЛАТФОРМА ДЛЯ РАЗВИТИЯ ИНТЕРЕСОВ ШКОЛЬНИКОВ К ИЗУЧЕНИЮ ФИЗИКИ

Л. В. Горбанева<sup>1</sup>, Н. В. Горбанева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена, г. Санкт-Петербург  
E-mail: [009608@pnu.edu.ru](mailto:009608@pnu.edu.ru)

*Статья посвящена проблеме снижения интереса школьников к изучению физики, что негативно сказывается на подготовке инженерных и IT-специалистов в России. Рассматривается один из современных подходов к повышению интереса к предмету – использование инновационного метода обучения через вебинары на примере проекта «Продленка с Герценовским университетом». Описаны цели проекта, его структура и примеры проведения вебинаров, включая демонстрационные эксперименты и творческие задания. Проект способствует углублению знаний и развитию навыков самостоятельного обучения у школьников, а также профессиональному росту студентов-педагогов.*

Физика является одним из важнейших естественно-научных предметов, изучение которого закладывает основу для понимания окружающего мира и развития критического мышления. Многие школьники считают физику скучной, непонятной и ненужной. С каждым годом количество школьников, которые сдают ЕГЭ по физике, уменьшается. При этом в стране взят курс на подготовку инженерных кадров для высокотехнологичных отраслей экономики. Но без глубоких знаний физики получить качественного инженера или специалиста IT-отрасли невозможно.

Проблема повышения интереса к изучению физики в школе всегда стояла остро. Для этого в советское время интерес к физике старались развивать не только на уроках, но и после занятий – на всевозможных кружках и секциях в Домах творчества, Дворцах пионеров, летних лагерях. Выпускались журналы: «Техника-молодёжи», «Юный техник», «Квант», «Наука и жизнь», которыми дети зачитывались.

Несмотря на эти усилия, проблема развития интереса школьников к изучению физики остается актуальной. Необходимы дальнейшие исследования и инновации, чтобы найти эффективные способы привлечь учащихся к этому важному предмету. Проблема повышения интереса к предмету активно обсуждалась на Всероссийском съезде учителей физики, который проходил 25-27 августа 2024г. Главными темами съезда стали вопросы повышения качества подготовки абитуриентов инженерных специальностей, меры для обеспечения роста числа выпускников, сдающих ЕГЭ по физике и пути формирования устойчивого интереса к физике и техническим специальностям у школьников.

Одним из способов привлечения школьников к изучению предмета является проведение вебинаров. Такой площадкой для проведения вебинаров по физике является «Продленка Герценовского университета», которая предлагает инновационный подход к развитию интереса по изучению физики школьниками.

Проект «Продленка с Герценовским университетом» создан Российским государственным педагогическим университетом имени А. И. Герцена. Сайт проекта представляет собой

онлайн-платформу, где школьники и их родители могут найти учебные материалы, участвовать в вебинарах и тестированиях, а также получать сертификаты по итогам успешного прохождения курсов. Особенно актуален этот проект в период дистанционного обучения и необходимости дополнительной подготовки школьников.

Основные цели и задачи проекта. Главная цель «продленки» – поддержать учащихся школ в освоении учебного материала, углубить их знания и помочь им успешно учиться. Проект ориентирован на школьников начальных и средних классов, которым часто требуется помощь в освоении школьной программы, особенно в условиях самостоятельного обучения дома. Благодаря продленке, дети могут получить дополнительную информацию по школьным предметам, закрепить уже пройденный материал и подготовиться к контрольным и экзаменам.

Проект помогает детям более эффективно организовать свое время, развить навыки самодисциплины и самостоятельного обучения. Это особенно важно в условиях современной образовательной среды, где школьникам часто приходится сталкиваться с большими объемами информации и задач.

Сайт проекта «Продленка с Герценовским университетом» – это удобная и интуитивно понятная платформа, которая позволяет легко ориентироваться среди большого количества доступных материалов. Главная страница сайта приветствует посетителей простой и понятной навигацией.

На сайте представлены разделы, структурированные по классам (с 1 по 9). Каждый раздел содержит материалы, соответствующие учебной программе конкретного класса, что позволяет учащимся сосредоточиться на тех темах, которые они проходят в данный момент в школе.

Выбрав необходимый класс и предмет, учащиеся попадают в раздел **«Банк вебинаров»**. В этом разделе собраны записи всех проведенных вебинаров, которые можно просматривать в удобное время. Вебинары охватывают широкий спектр тем, от конкретных учебных предметов до общих образовательных вопросов.

Помимо основных вебинаров, в разделе «Дополнительные вебинары» представлены дополнительные видео по различным темам, не входящим в образовательную программу. Эти материалы могут быть особенно полезны для учащихся, которые стремятся углубить свои знания по определенным темам или подготовиться к школьным олимпиадам.

Для того, чтобы проверить свои знания по пройденному материалу есть раздел «Итоговое тестирование». После успешного завершения тестов дети могут получить сертификат, который подтверждает их достижения.

Вебинары в рамках проекта «Продленка с Герценовским университетом» проводят не только опытные педагоги, но и студенты средних и старших курсов университета. Эти студенты проходят тщательную подготовку под руководством своих наставников. Преподаватели внимательно курируют их работу, помогая избежать ошибок и достичь высокого уровня подготовки.

Процесс подготовки к вебинару занимает около месяца. За это время студенты разрабатывают подробный план занятия, составляют сценарий, прорабатывают каждую деталь. Они также записывают демонстрационные эксперименты, которые потом будут использовать в ходе вебинара. Это важный этап, так как демонстрации помогают учащимся лучше усвоить материал и наглядно увидеть, как теоретические знания применяются на практике.

Кроме того, студенты активно готовятся к проведению вебинара, чтобы во время занятия уверенно взаимодействовать с участниками и передавать им знания без ошибок. Такая комплексная подготовка позволяет студентам не только закрепить свои педагогические навыки, но и внести свой вклад в образовательный процесс школьников, которые пользуются платформой.



Этот процесс не только повышает качество вебинаров, но и создает условия для профессионального роста студентов. Подобные инициативы помогают будущим педагогам развивать свои методические и преподавательские способности в реальных условиях, что является важным этапом их профессионального становления.

Приведем примерный вид вебинаров.

Часть 1. Объяснение нового материала

Представление теории по данной теме с необходимыми математическими расчётами и выкладками при необходимости. Предлагаемый материал должен углублять материал школьной программы, помогать учащимся разобраться в тех моментах, которые традиционно вызывают у них затруднения, формировать какое-либо умение у учащихся. При этом материал должен быть доступен для учащихся и вызывать у них интерес.

Часть 2. Демонстрационный эксперимент

Студенты заранее готовят демонстрации (минимум 3) по выбранной теме с подробным объяснением и выводами. Демонстрационный эксперимент может выступать в качестве постановки проблемной задачи, сопровождать объяснение нового материала, способствовать закреплению изученного материала.

Часть 3. Творческое задание

По теме вебинара готовятся творческие задания, примеры практического применения полученных знаний, проявление изученных явлений в природе, в жизни, быту, в производстве, мастер-классы по изготовлению самодельных приборов, описание домашнего эксперимента – любая интересная информация, выходящая за рамки школьного курса физики.

Материал 3 части может быть использован на этапе закрепления материала, формирования практических умений и навыков, в качестве основы для домашнего задания.

Приведем в сокращении разработанные материалы вебинара для 7 класса по теме «Простые механизмы с древности и до наших дней».

Часть 1. Объяснение нового материала.

С развитием цивилизации человечество нуждалось в приспособлениях, которые бы увеличивали человеческую силу. Зачем им были важны эти приспособления? Это было необходимо при строительстве, подъеме различных тяжестей, а также в сельскохозяйственной деятельности. Эти приспособления получили название простые механизмы. Сегодня мы узнаем, что это такое, какие бывают разновидности и расскажем про маленький эксперимент, который каждый из вас сможет провести дома.

Итак, начнем. Что же такое простые механизмы?

Простой механизм – механическое устройство, изменяющее направление или величину силы. Вспомните, в школе рассказывали, что если подставить большую доску под предмет, опереть ее на бочку или ведро, приложить силу к краю доски, то можно поднять этот предмет, даже если он весит очень много! Да, это пример простого механизма, такой механизм имеет название – рычаг.

Рычаг – это твердое тело, которое может вращаться вокруг неподвижной опоры. С помощью такой конструкции, можно приподнять любой предмет, весь секрет только в расположении опоры (оси вращения) и правильном распределении усилия. Все дело в том, что на рычаг могут действовать разные по величине силы, и точки приложения этих сил, которые располагаются на разном расстоянии от точки опоры. Правильно распределив силы и подобрав кратчайшее расстояние до опоры, можно поднять груз, вес которого намного больше, чем сила, приложенная для его подъема.

Так непринужденно и с примерами рассматриваются подвижный и неподвижный блоки, ворот, наклонная плоскость, топор (клин).

Неподвижные блоки используются в жалюзи, в катушке спиннинга у рыбаков. Например, подвижные в подъемных кранах. Ворот издревле применяется для поднятия воды из ко-

лодца. К барабану, способному вращаться вокруг своей оси, прикреплены верёвка и рукоятка. Когда мы вращаем рукоятку – вращается и цилиндр, а веревка наматывается на него, поднимая или опуская груз. Ворот действует по тому же принципу, что и рычаг: плечом силы в данном случае становится рукоятка, а плечом груза – радиус барабана.

А если свернуть наклонную плоскость в спираль вокруг цилиндра – получится винт. Винт – это простая машина, которая по способу действия сходна с клином. Принцип действия винта рассмотрим на примере шурупа. Вкрутить его легче, чем вбить гвоздь такой же длины. Если перейти в систему отсчёта, связанную с гвоздём, то стенка относительно гвоздя поднимается вертикально вверх. А в системе отсчёта, связанной с шурупом, стенка поднимается по шурупу как по спирали.

За счёт этого получается выигрыш в силе, но при этом увеличивается пройденный путь. В примере с санками и горкой мы проходили больший путь вдоль плоскости, а здесь мы делаем несколько оборотов отверткой. Точки шурупа проделывают больший путь, чем точки гвоздя.

### Часть 2. Демонстрационный эксперимент

Далее приводится демонстрация рычага и его основных частей. Проводятся демонстрации, позволяющие сформулировать условие равновесия рычага, а также демонстрируются разновидности рычага, подвижный и неподвижный блоки, ворот.

### Часть 3. Творческое задание

Попробуем сделать рычаг в домашних условиях. Берем линейку и карандаш, наверняка у каждого школьника есть эти предметы в пенале. На стол или любую другую поверхность кладем карандаш, а на карандаш сверху линейку. Теперь у нас есть ось вращения. Возьмите любой предмет дома с указанием веса. Например, шоколадку, на упаковке указано сколько грамм она весит. Положите шоколадку на одну сторону линейки, а на вторую сторону любой предмет, например, телефон. Таким образом можно вычислить примерную массу вашего телефона.

Полное видео вебинара можно посмотреть на сайте: <https://help.herzen.spb.ru/event/fizika-prostye-mehanizmy-s-drevnosti-i-do-nashih-dnej/>.

Повторение школьного материала в интересном, изложении с множеством примеров, сопровождающееся демонстрациями, помогает глубже понять материал, изучаемый в школьном курсе физики. А творческое задание позволит «увидеть» значимость изучаемого материала. Продленка создает положительную и увлекательную среду для изучения физики, что повышает мотивацию учащихся.

### Список источников

1. Адлер Д. А. Физмат для дошколят. Простая механика. Колёса, рычаги и шестерёнки. М. : Махаон, 2020.
2. Ник А. Крутая механика для любознательных. М. : Лабиринт, 2020.
3. Бекурин М. Простые механизмы и передачи : учебное издание. Екатеринбург : Астер, 2017.
4. Место физики в системе общего и специального образования / Н. А. Манаков, А. С. Вдовин [и др.] // Педагог. 2001. № 2 (11). С. 48–51.
5. Осяк С. А. Состояние проблемы познавательного интереса к физике в школьной практике // Научно-методический электронный журнал «Концепт». 2015. Т. 13. С. 4201–4205.

**КОМПЬЮТЕРНАЯ ИГРА «BALL IN BASKET» В ОБУЧЕНИИ ФИЗИКЕ****О. В. Ефимова, В. Л. Дубов**

Амурский государственный университет, г. Благовещенск

E-mail: [xefimova@gmail.com](mailto:xefimova@gmail.com)

*Представлено игровое приложение «Ball in Basket». Приведены примеры использования приложения на занятиях физики по теме «Кинематика материальной точки». Данную игру можно использовать как дополнительный учебный материал или в качестве основы для лабораторной работы.*

В современном мире ключевое положение занимают процессы обучения естественным наукам, как основам развития технологий. В России такой основной школьной дисциплиной является физика, которая закладывает основы понимания работы современной техники: механики, электроники, нанотехнологии, энергетических систем и освоения космоса. С одной стороны – сложность формирования компетенций в этих областях знаний, со второй – возрастающая нагрузка на учителей, и с третьей – дорогостоящие образовательные программные комплексы, не позволяющие привлечь достаточное и максимально возможное количество представителей молодого поколения для развития сложных технологических отраслей промышленности. Нашей целью является участие в цифровизации, автоматизации и геймификации образовательного процесса для улучшения качества обучения, снижения его издержек, а также формирование положительной обратной связи и создание среды, где обучение приносит удовольствие всем участникам: учащимся, их родителям и учителям [1-4].

Однако для создания такого комплекса требуются финансовые вложения. В связи с этим нами была выбрана стратегия создания небольших приложений по разным темам с элементами геймификации и публикации их в сторсах: Google Play и Rustore. А также освещение процесса их создания на площадках видеохостинга: YouTube и RuTube.

Поэтому представляем вам игру Ball in Basket, целью которой является попасть мячом массой 1 кг в меняющееся положение корзины, задавая начальную скорость от 1 до 30 м/с и угол броска от 0 до 90 градусов.

Данное приложение-игру можно использовать как дополнительный учебный материал в качестве демонстрации связи скорости и угла с траекторией движения, что позволит учащимся прочувствовать данный процесс, или в качестве основы для лабораторной работы, в которой сначала учащиеся строят графики зависимостей траектории от скорости и угла, а затем проверяют их с помощью приложения игры. Как дополнительный источник развлечения можно устроить соревнования по забрасыванию мяча в кольцо с целью кто наберёт заданное количество очков первым, тот получит пятёрку.

Указанные выше примеры использования нашего приложения-игры Ball in Basket решают задачи упрощения подготовки к урокам с одной стороны, а также вносят разнообразие в учебный процесс, позволяет демонстрировать влияние разных параметров на природный процесс, а не только сухо решать поставленную задачу, и дополнительно формирует положительную обратную связь и просто приносит удовольствие во время обучения. Что прекрасно демонстрирует связь физики с окружающей учащимися жизнью.

Для получения ссылки на сторсах, напишите авторам на почту.

В качестве поддержки нашей деятельности можете подписаться на образовательные ка-

налы, на которых постепенно выкладываются материалы по программированию, разработке игр, а также ведутся дневники разработки таких приложений-игр для обучения физике на видеохостингах YouTube: <https://www.youtube.com/channel/UCjZ8oDd1fMs3ql6qfduQn0w> и RuTube: <https://rutube.ru/channel/34332683/>.

#### Список источников

1. Волкова Т. Г., Таланова И. О. Геймификация в образовании: проблемы и тенденции // Ярославский педагогический вестник. 2022. № 5 (128). С. 26–33.
2. Акчелов Е. О., Галанина Е. В. Новый подход к геймификации в образовании // Векторы благополучия: экономика и социум. 2019. № 1 (32). 2019. С. 117–132.
3. Gamification Applied to the Physics Teaching / W. S. Ferreira<sup>1</sup>, A. Moizés, C. B. Filho [et. al] / International Journal of Learning and Teaching // 2019. Vol. 5. № 4. P. 318–321.
4. Орлова О. В., Титова В. Н. Геймификация как способ организации обучения // Вестник Томского государственного педагогического университета. 2015. № 9 (162). С. 60–64.

УДК 37.011

### СЕТЕВАЯ ФОРМА РЕАЛИЗАЦИИ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ КАК СПОСОБ СОЗДАНИЯ ЕДИНОГО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА

А. В. Казарбин<sup>1</sup>, Ю. В. Лунина<sup>2</sup>, К. А. Драчёв<sup>1</sup>, К. С. Пошарникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

<sup>2</sup>Хабаровский государственный медицинский колледж, г. Хабаровск

E-mail: [000283@pnu.edu.ru](mailto:000283@pnu.edu.ru)

*В статье авторы рассматривают сетевую форму реализации образовательных программ как способ создания единого образовательного пространства и взаимовыгодного сотрудничества в решении вопросов кадрового и ресурсного дефицита.*

Сетевое взаимодействие в образовании – это сложный механизм, благодаря которому происходит вовлечение сразу нескольких организаций в учебный или внеурочный процесс. Это усилия разных образовательных учреждений по централизации ресурсов. Данный алгоритм уже продемонстрировал свою актуальность и состоятельность. Сетевое взаимодействие учреждений образования предполагает особое социальное партнерство, в котором подразумевается «двусторонняя полезность». Между всеми участниками такого взаимодействия возникают неформальные и формальные контакты.

Актуальность создания модели сетевого взаимодействия образовательных организаций в рамках реализации программ профессионального образования связана с решением ряда проблем:

- проблемы повышения качественного уровня оказания образовательных услуг не отдельным учреждением, а системой в целом, что продиктовано, прежде всего, требованиями экономики;
- проблемы дефицита используемых ресурсов и отсутствия технологичных методик управления;
- проблемы интеграции образовательных учреждений с целью создания единого образовательного пространства для воспитания и социализации специалистов в рамках реализации ФГОС;
- проблемы развития и повышения уровня медиакультуры педагогов;

– проблемы развития социального партнерства и др.

Взаимодействие всех уровней образования в образовательной системе РФ имеет хорошо разработанную теоретическую основу и достаточный практический опыт.

В основе модели сетевого взаимодействия образовательных организаций в рамках реализации профессиональных программ лежит понятие о сетевом взаимодействии образовательных организаций как совместной деятельности образовательных учреждений, входящих во взаимодействующую сеть и обеспечивающих возможность обучающимся успешно осваивать образовательные программы с эффективным использованием ресурсов нескольких образовательных учреждений.

В данной статье описывают опыт сетевого взаимодействия двух образовательных организаций г. Хабаровска – ФГОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет» (далее ТОГУ, университет) и КГБПОУ «Хабаровский государственный медицинский колледж имени Г. С. Макарова» (далее ХГМК, колледж).

Дадим краткую характеристику обоих образовательных учреждений.

В настоящее время Тихоокеанский государственный университет представляет собой крупный научно-образовательный центр, в котором гармонично сочетаются естественно-научные, гуманитарные и инженерно-технические направления.

Университет является одним из опорных высших учебных заведений Дальневосточного федерального округа. Контингент 4 обучающихся по всем уровням образования составляет 13035 человек, в том числе по очной форме обучения – 8142 человека, по заочной – 4187 человек, очно-заочной – 706 человек. В состав университета входят 7 институтов, 25 высших школ и 1 кафедра

В университете сформирован квалифицированный профессорско-преподавательский коллектив, обладающий высоким потенциалом и возможностями решать задачи качественной подготовки специалистов и проведения научных исследований. В университете работает 609 научно-педагогических работников, из них: 529 – на штатной основе, из их числа: 69 докторов наук и 284 кандидатов наук; 28 – на условиях внешнего совместительства, из них: 8 докторов наук и 11 кандидатов наук. В 2023 году в университете подготовка специалистов осуществлялась по 263 основным профессиональным образовательным программам. В том числе: 12 образовательных программ уровня специалитета, 124 образовательных программ уровня бакалавриата, 71 образовательной программе уровня магистратуры и 56 научным специальностям. В 2023 было подготовлено и выпущено 2613 человек, в том числе по очной форме обучения – 1534 человека, из них: специалистов – 183; бакалавров – 1143; магистров – 208. По очно-заочной форме обучения – 144 человек, из них: бакалавров – 106; магистров – 38. По заочной форме обучения – 935 из них: 5 специалистов – 34; бакалавров – 712; магистров – 189.

В структуру колледжа входят 2 филиала в гг. Комсомольск-на-Амуре и Николаевск-на-Амуре. Колледж реализует программы подготовки специалистов среднего звена в сфере клинической медицины по следующим специальностям: лечебное дело, акушерское дело, сестринское дело, лабораторная диагностика, стоматология ортопедическая, стоматология профилактическая.

В настоящее время стратегической задачей развития Хабаровского края является подготовка кадров со средним профессиональным образованием для экономики региона. Острая потребность в квалифицированных кадрах сформирована и в отрасли здравоохранения (Постановлении Правительства Хабаровского края от 13.06.2018 № 215-пр (ред. от 25.11.2022) «Об утверждении Стратегии социально-экономического развития Хабаровского края на период до 2030 года»). В связи с чем, с 2018 года ежегодно планомерно увеличиваются контрольные цифры приема на 100 человек, к 2026 году КЦП достигнут 1100 человек.

По состоянию на 10 сентября 2024 года контингент студентов колледжа составил 2350

человек (с учетом филиалов) и 97 штатных преподавателей.

С 2020 года колледж начал испытывать дефицит ресурсов как в зданиях и сооружениях, так и в педагогических кадрах естественно-научной направленности и клинической медицины. Особо стоит отметить, что в основе подготовки специалистов среднего звена в сфере клинической медицины лежит практико-ориентированный и компетентностный подходы подготовки.

Компетентностный подход конкретизирует цель и конечный результат реализации модели – естественно-научную компетентность будущего специалиста в сфере клинической медицины, формируемую в процессе его практико-ориентированной естественно-научной подготовки. Практико-ориентированный и личностно-ориентированный методологические подходы позволяет выбрать эффективные формы, методы, технологии и средства практико-ориентированной естественно-научной подготовки, которые обеспечат эффективную проекцию естественно-научных знаний, умений и навыков в трудовые действия медицинского персонала, значимые для его деятельности профессиональные качества и естественно-научное мировоззрение.

Отправной точкой в подготовке специалистов среднего звена является естественно-научная подготовка, которая обеспечивает не только понимание физико-химических и биохимических процессов, происходящих в организме человека, степень влияния факторов внешней среды на его здоровье, но и лежит в основе выполнения множества трудовых действий в процессе клинической практики, позволяет овладевать новыми медицинскими технологиями и техникой, понимать механизмы действия лекарственных препаратов, осуществлять персонализированный уход и лечение пациентов, выходя за рамки существующих стандартизированных протоколов [1-6].

Несмотря на значение естественно-научной подготовки в профессиональном становлении будущих специалистов в сфере клинической медицины, отечественные и зарубежные исследователи отмечают заметное снижение объемов часов, отводимых на изучение естественно-научных дисциплин, отсутствие интереса к ним у студентов, что негативно влияет как на освоение фундаментальных и клинических дисциплин, так и практическую деятельность медицинского персонала, которая должна осуществлять на основе внедрения последних достижений естествознания в медицинскую науку и практику [7-9].

Вышеназванные проблемы поставили перед руководством колледжа задачу поиска и развития сетевого взаимодействия с образовательными организациями г. Хабаровска.

В настоящее время подписан договор о сетевой форме реализации образовательных программ, который позволяет взаимовыгодно решать такие вопросы как повышение качества образования, эффективное использование имеющихся организационных условий для освоения образовательной программы, развитие базы практик для прохождения учебных и производственных практик студентов педагогических направлений подготовки (как способ решения кадрового дефицита), участие в подборе сотрудников из числа профессорско-преподавательского состава, участие в профориентационных мероприятиях, мастер-классах, ярмарках вакансий и иных встречах, развитие волонтерских движений студентов, патриотическое воспитание и многое другое (рисунок).



Результаты сетевого взаимодействия

По мнению авторов, сетевое взаимодействие, позволяет более эффективно перераспределить и использовать ресурсы, поддерживать горизонтальное принятие решений, решать сложные задачи, разделять обязанности, способствовать обмену знаниями и распространению практики, повышать профессиональное развитие педагогов, укрепить имидж образовательной организации. Оно способствует более быстрому и качественному развитию образовательных инноваций, так как позволяет увеличить охват участников, ускорить процесс обмена информацией.

#### Список источников

1. Адамский А. Модель сетевого взаимодействия. URL: <http://upr.1september.ru/2002/04/2.htm> (дата обращения: 26.09.2024).
2. Вашукова И. С. Особенности сетевого взаимодействия в образовании // Отечественная и зарубежная педагогика. 2022. Т. 1, № 1. С. 141–152.
3. Советский энциклопедический словарь / гл. ред. А. М. Прохоров. Изд. 4-е. М. : Сов. энциклопедия, 1987. С. 1065
3. Гросжан М. Швейцария: мозаика культур: немецких, латинских и ... // Новые ценности образования: культурные модели школ / под ред. Н. Б. Крыловой. Выпуск 6. М., 1997. 187 с.
4. Гурьянова М. Реструктуризация сети сельских общеобразовательных школ: документ надежды или памятник исчезнувшим деревням // Народное образование. № 10. 2002. С. 38–49.
5. Журавлева И. К., Куделко С. М. Из опыта международного сотрудничества Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина с Латвийской Академической библиотекой (г. Рига) // Историчний архів. Наукові студії: Зб. наук. пр. Миколшв: ЧДУ ім. Петра Могили, 2008. Вип. 2. С. 162-172 / URL: <http://dspace.nbuv.gov.ua/handle/123456789/62028> (дата обращения: 28.07.2024).
6. Кузьменко И. В., Баркунова О. В. Добровольческая деятельность молодежи как технология сетевого взаимодействия // Вестник Томского государственного педагогического университета, Выпуск № 8. (123). 2012. URL: <http://cyberleninka.ru/article/n/dobrovolcheskaya-deyatelnostmolodezhi-kak-tehnologiya-setevogo-vzaimodeystviya#ixzz37vTtIahH> (дата обращения: 27.07.2024).
7. Лекомцева Е. Н., Золотарева А. В. Опыт сетевого взаимодействия общего, дополнительного и

профессионального образования в рамках организации внеурочной деятельности // Ярославский педагогический вестник. 2011. № 4. Том II (Психолого-педагогические науки). С. 229–232.

8. Поголяева М. Н., Попова И. Н. Неформальное образование в современном образовательном пространстве: культурные традиции, вызовы и перспективы // Народное образование. № 8. 2013. С. 43–48.

9. Шерешева М. Ю. Формы сетевого взаимодействия компаний. Курс лекций. М. : Издательский дом Государственного университета Высшей школы экономики, 2010. 250 с.

УДК 52:372.8

## ОРГАНИЗАЦИЯ ДНЕВНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В РАМКАХ ВНЕУРОЧНОЙ РАБОТЫ

Ю. А. Керимова

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск

E-mail: [yulia.kerimova.01@mail.ru](mailto:yulia.kerimova.01@mail.ru)

*Астрономия – это одна из самых древних наук, которая не теряет своей актуальности и сегодня. Она не только расширяет наши представления о Вселенной, но и развивает в школьниках критическое мышление, наблюдательность и интерес к естественным наукам. Однако стандартные школьные уроки астрономии зачастую не позволяют в полной мере охватить все аспекты этой увлекательной науки, в том числе практическую сторону – наблюдение небесных тел. Для решения этой проблемы особенно полезны внеурочные формы работы, одной из которых являются дневные астрономические наблюдения. В данной статье будут рассмотрены возможности и методы организации дневных астрономических наблюдений в рамках внеурочной деятельности, что способствует более полному и глубокому изучению астрономии.*

Внеурочная деятельность является неотъемлемой и обязательной частью образовательного процесса и должна найти свое отражение в основной образовательной программе. Она организуется в целях обеспечения индивидуальных потребностей обучающихся, направлена на достижение планируемых результатов освоения основной образовательной программы (личностных, метапредметных и предметных) и осуществляется в формах, отличных от форм, используемых преимущественно на урочных занятиях. Приоритет следует отдавать тем формам работы, в которых ребенок занимает активную позицию (обсуждения, дискуссии, мозговые штурмы, решения кейсов, опыты, эксперименты, конкурсы, коммуникативные, деловые, интеллектуальные игры и т.п.), и которые по возможности стимулировали бы его двигательную активность [1].

Формы внеурочной деятельности должны сочетать индивидуальную и групповую работу школьников, а также предоставлять им возможность проявить и развить свою самостоятельность. Выбор конкретных форм реализации внеурочной деятельности образовательная организация определяет самостоятельно.

Часы внеурочной деятельности могут выделяться:

- на занятия школьников с педагогами, сопровождающими их проектно-исследовательскую деятельность;

- на занятия школьников по углубленному изучению отдельных учебных предметов: физики, химии, биологии, информатики, математики, второго иностранного языка и т.п.;

Три часа в неделю рекомендуется отводить на занятия, связанные с реализацией особых интеллектуальных и социокультурных потребностей обучающихся. Это могут быть занятия



по дополнительному или углубленному изучению школьниками учебных предметов или модулей, а также занятия в рамках их исследовательской и проектной деятельности.

В качестве дневных астрономических наблюдений можно предложить учащимся исследование Солнца и солнечной активности.

Солнечная активность – результат сложного взаимодействия плазмы солнечной атмосферы, присутствующих в ней магнитных полей, конвективных движений и дифференциального вращения солнца. Проявления солнечной активности тесно связаны с магнитными свойствами солнечной плазмы. Возникновение активной области начинается с постепенного увеличения магнитного потока в некоторой области фотосферы [2].

На рис. 1 показаны области на Солнце, где наблюдаются проявления солнечной активности, так называемые центры активности. На них располагается комплекс нестационарных образований в атмосфере Солнца (факелы, пятна, протуберанцы, вспышки).

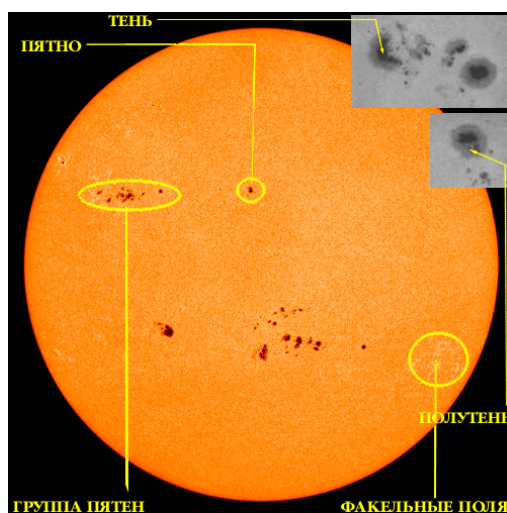


Рис. 1. Центры солнечной активности

Общая активность Солнца, характеризуемая количеством и силой проявления центров солнечной активности, периодически изменяется. Существует множество различных удобных методов количественно оценивать уровень солнечной активности.

### Число Вольфа

Регулярные научные наблюдения были начаты Рудольфом Вольфом в 1848 г. в Берне, а затем в Цюрихе. В качестве меры пятнообразовательной деятельности он ввел относительное число солнечных пятен.

Благодаря доступности наблюдений пятен самыми простейшими инструментами, этот индекс стал наиболее распространенным, а периодическое увеличение числа пятен стало естественной и широко известной мерой циклической деятельности Солнца.

Числа Вольфа вычисляются по следующей формуле:

$$W = k(10g + f), \quad (1)$$

где  $g$  – число групп солнечных пятен;  $f$  – полное число пятен;  $k$  – калибровочный коэффициент для приведения наблюдений различных обсерваторий к единой системе.

### Относительное число групп солнечных пятен GSN

В частности, этот ряд включает в себя беспрецедентные по регулярности для XVII в. наблюдения Солнца во время Маундеровского минимума, не использованные Вольфом при конструировании ряда числа. Сам индекс GSN не новый: число групп  $G$  приводилось в Гринвичских каталогах. Хойт и Шаттен добавили множитель 12,08, относящим GSN к шкале Вольфа:

$$GSN = 12,08G \quad (2)$$

### **Суммарная площадь пятен**

В то же время, отметим, что и числа Вольфа, и числа групп пятен являются с физической точки зрения мало обоснованными индексами, и лучше в современных исследованиях применять индекс суммарной площади пятен  $A(t)$ , связанный с конкретной физической величиной – полным (абсолютным) пятненным магнитным потоком  $\Phi(t)$ :

$$\Phi(t) = 2,49 \cdot 10^{19} A(t) \quad (3)$$

Кроме упомянутых трех индексов пятненной активности, гелиофизики используют и другие, менее актуальные методы исследования солнечной активности. Общим недостатком этих индексов является краткость ряда данных, в большинстве случаев данные имеются только за последние 2–3 цикла. Для ряда специальных сопоставлений эти индексы могут быть очень полезны. Наиболее длинный ряд – это ряд чисел Вольфа. Поскольку длительный ряд чисел Вольфа появился в распоряжении специалистов уже более 100 лет назад и с тех пор продолжается, он являлся наиболее популярным в гелиофизических и геофизических исследованиях (более продолжительные ряды GSN и A были выведены лишь в последнее десятилетие) [2].

### **Основные виды внеурочной деятельности в рамках астрономии**

При всем разнообразии видов деятельности, характерных для астрономических наблюдений, они могут быть сгруппированы в три основных блока:

- теоретические занятия
- лабораторно-практические работы
- наблюдения на природе

**Теоретические занятия** призваны обеспечивать должный уровень эрудированности учащихся в области астрономии и смежных с нею наук [3]. Базой этих занятий являются знания, приобретаемые учениками в школе, а также по каналам массового вещания и путём самостоятельного чтения. Существуют разнообразные формы теоретических занятий: лекции и беседы, самостоятельная работа с литературой, доклады и рефераты школьников, решение задач, участие в олимпиадах, встречи со специалистами, семинарские занятия.

**Практические работы** могут стать составной частью теоретического занятия, самостоятельной формой учебной деятельности, средством для пополнения материальной базы кружка, формой научного исследования [3]. Именно практические занятия в наибольшей мере позволяют каждому учащемуся проявить свою индивидуальность, свои склонности и способности, реализовать на деле полученные ранее знания.

Целью лабораторно-практических работ является демонстрация учащимся активных образований в фотосфере Солнца и знакомство с методами определения его физических характеристик.

При всей важности теоретических и лабораторных работ сердцем внеурочной астрономической деятельности являются, конечно, наблюдения. Именно они, прежде всего, определяют специфику этого профильного коллектива [3].

Астрономические наблюдения могут носить как иллюстративный, так и исследовательский характер. По своему назначению их можно условно разделить на **демонстрационные и тематические**.

**Демонстрационные наблюдения** проводятся с большой группой учащихся и призваны дать первоначальные и весьма общие представления о наблюдаемых объектах и явлениях. **Тематические** наблюдения выполняются отдельными учащимися и могут выходить за рамки учебной программы [4].

Наблюдения Солнца целесообразно организовать следующим образом.

- Перед проведением наблюдений учащиеся сначала инструктируются по технике без-

опасности.

- Затем класс делится на группы по 5–7 человек, если, наблюдение проводится на астрономической площадке или павильоне.
- На каждую группу вычерчивается контур диска Солнца.
- Всем учащимся объясняются принципы получения изображения Солнца, определения его размеров и основных характеристик.
- После этого учитель с первой группой выходит на улицу, устанавливает телескоп и в течение десяти минут проводит наблюдение.
- В это время остальные учащиеся в классе определяют расход массы Солнца.
- Через установленное время выходит вторая группа и т. д.

Учитель должен все время находиться около телескопа.

Солнце – чрезвычайно яркий объект, для наблюдения которого нет необходимости применять телескопы с большими апертурами (свыше 100 мм). Здесь гораздо важнее фокусное расстояние объектива, т. к. чем оно больше, тем больше линейный размер изображения солнечного диска, получаемый в фокальной плоскости. Однако такие наблюдения требуют использования специальных приспособлений, ослабляющих солнечный свет [4].

Светофильтры – устройства (стекла или пленки), поглощающие часть солнечного излучения в различных диапазонах длин волн. На практике эффективным является нейтральный светофильтр, размещенный перед объективом телескопа, такой вариант фильтра еще называют апертурным. Его использование позволяет безопасно наблюдать солнечную фотосферу визуально либо фотографически [4]. Для изучения структурных элементов хромосферы применяют узкополосный интерференционный фильтр, такие фильтры обычно центрируются на красную линию водорода длиной волны 656,3 нм.

Удобно наблюдать Солнце, проецируя изображение солнечного диска на экран, расположенный на некотором расстоянии от окуляра телескопа (рис. 2). Преимущества такого способа – доступность целой группе наблюдателей, безопасность для зрения, а также возможность зарисовать различные детали солнечной поверхности. Закрепив на экране лист белой бумаги, можно разметить карандашом контуры пятен и их расположение по отношению к краям солнечного диска. Размер изображения Солнца, получаемого на экране, тем больше, чем дальше отодвинут окуляр от экрана. Это позволяет при одном увеличении окуляра выполнить зарисовки деталей фотосферы в разном масштабе.



Рис. 2. Наблюдение фотосферы Солнца через экран

Уменьшения светового потока, поступающего в окуляр, можно добиться, поместив перед объективом диафрагму, т. е. уменьшив этим апертуру. Применение диафрагмы необходимо как при наблюдениях на экране, так и при использовании окулярных светофильтров. Любые наблюдения Солнца в телескоп, особенно это касается проекции на экран, лучше проводить в частично затененном месте – астрономическом павильоне или другом укрытии. Это необходимо для уменьшения засветки экрана рассеянным солнечным светом и увеличения контраста деталей изображения. Пренебрежение этими правилами может привести и к выходу из строя техники, и к слепоте при попытке взглянуть на Солнце глазом [4].

Занятие учебной астрофотографией можно рекомендовать в рамках тематических наблюдений для подготовленных учащихся на более поздних этапах изучения астрономии, а также для внеурочных занятий в рамках астрономического кружка.

Поскольку световой поток, приходящийся на матрицу фотокамеры, довольно велик, для их съёмки необходимо использовать короткое время экспозиции ( $10^{-3}$  – 1 с.). Значения чувствительности матрицы (ISO) не должны превышать 100 – 400 единиц. Следует отметить, что даже один и тот же объект при разных условиях требует различных режимов фотографирования, поэтому их значения могут подбираться экспериментально (рис. 3).



*Рис. 3.* Снимок фотосферы Солнца

Фотографирование солнечной фотосферы можно проводить с помощью цифровых фотокамер типа Canon, Nikon и т. д., вынув штатный окуляр и соединив с окулярным узлом через так называемый T-адаптер. Эквивалентное фокусное расстояние оптической системы должно быть не менее метра, что позволит получить достаточно крупные (соизмеримые с размером матрицы) изображения в фокальной плоскости [4]. Экспозицию съёмки также необходимо подбирать экспериментально.

Получение высокой детализации (например, съёмка отдельных солнечных пятен или лунных кратеров) и наилучшего качества снимка достигается с использованием часового ведения, при этом максимальное время выдержки значительно увеличивается, т. к. суточное движение объекта компенсируется движением трубы телескопа.

Анализ некоторых снимков (в частности, для определения угловой скорости вращения Солнца по пятнам) требует обозначить положение суточной параллели. Сделать это можно, получив последовательность из 2-3 снимков Солнца без смещения камеры (выключено часовое ведение). Интервал между снимками для длиннофокусных оптических систем может принимать значения от десятков секунд до 3 минут. После совмещения изображений, полученных на снимках, определяют положение суточной параллели, которое будет опорным при сравнении последующих снимков.

Таким образом, организация дневных астрономических наблюдений в рамках внеурочной деятельности может существенно повысить интерес учащихся к науке и укрепить их знания по астрономии. Важно отметить, что именно предложенные в данной статье рекомендации помогут сделать такую деятельность более эффективной. Следуя этим рекомендациям, школы смогут наладить качественный процесс наблюдений, что позволит не только углубить знания уча-

щихся, но и сделать их обучение более увлекательным и результативным. Эффективная организация внеурочной деятельности по астрономии создаст дополнительные возможности для всестороннего развития школьников и усилит их интерес к научным открытиям.

#### Список источников

1. Пшеничнер Б. Г., Войнов С. С. Внеурочная работа по астрономии. М. : Просвещение, 1989. 207 с.
2. Шаронов В. В. Солнце и его наблюдения. М. : Гостехиздат, 1948. 219 с.
3. Левитан Е. П. Методика преподавания астрономии в средней школе. М. : Просвещение, 1965. 228 с.
4. Юрков В. В. Методические рекомендации по проведению учебных астрономических наблюдений / Сост.: В. В. Юрков, Ю. П. Сергиенко. Благовещенск : Издательство БГПУ, 2020. 60 с.

УДК 53.087

## ПЕРВЫЕ ШАГИ ПЕРЕХОДА НА НОВУЮ СИСТЕМУ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

И. Б. Копылова

Амурский государственный университет, г. Благовещенск

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

*Новый закон об образовании предусматривает переход на новую систему образования в 2025 году. В настоящее время переход на новую систему осуществляется в шести вузах по ста специальностям. Задача пилотного проекта: разработка новых систем подготовки выпускников, подготовка новых стандартов с учетом современных потребностей промышленного производства и науки, а также устранение дефицита инженерных специальностей.*

Проблемы высшей школы, которые возникли в процессе реализации Болонской программы, предполагается разрешить в новой системе подготовки выпускников [1]. Реформа высшей школы регламентируется новым законом о высшем образовании в Российской Федерации, принятым в 2023 году.

Система образования будет трехступенчатой: базовое высшее, специализированное высшее, высшее профессиональное образование – аспирантура. На уровне специализированного высшего образования будут реализованы программы специалитета и магистратуры. Подготовка кадров высшей квалификации: аспирантура (адъюнктура), ординатура и ассистентура-стажировка. Срок освоения программ будет составлять: для базового высшего образования – от 4 до 6 лет; для специализированного высшего образования – от года до 3 лет. Обучение в аспирантуре займет три-четыре года [2]. Новая система высшего образования включает многие положительные положения образования в Советском Союзе и положения Болонской системы.

Прежде всего, это касается места магистратуры и аспирантуры. Магистратура призвана готовить выпускников высшей квалификации и специализации в конкретном направлении деятельности. Аспирантура предполагает подготовку в научном направлении деятельности. Оба уровня подготовки предполагают возможность преподавательской деятельности на всех уровнях образования в Российской Федерации, включая школьное образование. Программы магистратуры и аспирантуры претерпят значительные изменения. Не во всех вузах России будут открыты магистратуры и аспирантура. Это не означает, что выпускники других вузов

не смогут поступить в магистратуру и аспирантуру на бюджетной основе. Прием планируется осуществлять по результатам экзаменов. Обучение в магистратуре и аспирантуре будет осуществляться на бюджетной основе.

Программы базового образования по различным специальностям скорее всего станут универсальными, чтобы не возникало проблем у студентов, которые переводятся в другой вуз. Однако могут быть незначительные отличия, связанные с различными аспектами подготовки выпускников для определенного региона или предприятия.

Переход на новую систему планируется начать с пилотного проекта, в котором участвуют 6 вузов России. Это следующие вузы: Московский авиационный институт, Московский педагогический государственный университет, Университет науки и технологий МИСИС, Балтийский федеральный университет, Петербургский горный университет, Томский госуниверситет [3]. Сроки базовой подготовки для различных направлений 2-3 года.

Первый набор был проведен в 2023 году более чем по 100 направлениям подготовки, включая новые направления, сочетающие в себе несколько аспектов деятельности. Например, для специалитета это – «Русский язык, литература и история», «История, обществознание и организация воспитательной деятельности», «Иностранный язык и русский язык как иностранный», «Физика и информатика». Для одногодичной магистратуры «Цифровой медиамаркетинг», «Юридическая лингвистика», «Создание технологического стартапа». «Компьютерный инжиниринг высокоэнергетических систем». Для более длительной подготовки: «Фундаментальная и прикладная химия», «Науки о Земле», «Мехатроника и робототехника», «Нефтегазовое дело», «Авиационная и ракетно-космическая техника». Набор по уже существующим направлениям также сохранится. В этом году список пополнился и составляет уже 124 направления.

Запуск пилотного проекта произошел в прошлом учебном году. Эксперимент рассчитан на три года. Полностью переход всех вузов планируется в 2025 году. Скорее всего вузы смогут не полностью изменить набор по всем направлениям подготовки, а будут переходить на новую систему обучения постепенно.

Вузы, включенные в проект, провели огромную работу по выработке новой концепции обучения, определению направлений подготовки. Предполагается, что пилотные вузы примут активное участие в разработке образовательных стандартов базового и специализированного высшего образования, а также требования к программам магистратуры и аспирантуры. Кроме того, будут определены точные сроки обучения. Особое внимание будет направлено на формулировку компетенций и способов их формирования.

Повышается и роль работодателей в формировании учебного процесса, особенно практическая направленность обучения, поэтому планируется привлечение работодателей к разработке стандартов. Будет оцениваться и «уровень удовлетворенности обучающихся», что планируется выяснять в ходе социологических исследований в процессе обучения.

Процедура приема в вузы не изменится. Прием будет осуществляться по результатам ЕГЭ. Для студентов, обучающиеся по новым уровням сохраняются все льготы, они получают те же права и социальные гарантии, которые есть у учащихся бакалавриата, специалитета и магистратуры.

Для многих направлений предусмотрена подготовка только по программе специалитета. К ним относятся физика, химия, биология, математика, история. Это говорит о том, что должно возрасти качество знаний по естественнонаучным дисциплинам, которые лежат в основе современных технологий и производств, а также формируют высокий уровень всесторонне подготовленного выпускника. Поэтому сроки подготовки возрастают до пяти-шести лет. Планируется также проводить подготовку на инженерных специальностях по программам специалитета в течении пяти-шести лет.

Предусмотрены также изменения записей в дипломе. Это не просто безликое название бакалавр, а четкое указание направления деятельности. Задача разработки нового образца

дипломов об образовании возложена на Минобрнауки.

В процессе реализации пилотного проекта неизбежно возникнут новые методики обучения, предложения по реорганизации учебного процесса, организации практического обучения, взаимодействию с работодателями, выпускниками школ. Минобрнауки уточнит финансовые, юридические и методологические аспекты обучения в процессе реформы высшей школы.

В 2024-25 учебном году в вузы, участвующие в пилотном проекте на бюджетные места были зачислены 7 тыс. 331 студент. Заявлений было подано более 150 тыс. При этом средний балл ЕГЭ значительно вырос, а прием был завершен досрочно. Это свидетельствует о популярности специальностей данных вузов, высокой конкуренции среди абитуриентов, востребованности и актуальности новых программ обучения, которые были разработаны вузами с учетом потребностей рынка труда.

По оценке министра науки и высшего образования Валерия Фалькова, пилотный проект, по опыту нынешней приемной кампании в шести вузах, «проходит удачно». А это значит, что совсем скоро бакалавриат и специалитет останутся в прошлом не только в шести вузах, участвующих в «пилоте», но и для всей страны [4].

#### Список источников

1. Копылова И. Б. Проблемы высшей школы и возможные пути их преодоления // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование» матер. XXI регион. науч. конф. г. Благовещенск. 25-28 сентября 2023.
2. Независимая газета. [Электронный ресурс]. URL: [https://www.ng.ru/education/2023-05-17/8\\_8725\\_experiment.html](https://www.ng.ru/education/2023-05-17/8_8725_experiment.html) (дата обращения: 28.08.2024).
3. Парламентская газета. [Электронный ресурс]. URL <https://www.pnp.ru/social/v-ryadegrossiyskikh-vuzov-otmenyayut-bakalavriat-i-specialitet.html> (дата обращения: 28.08.2024).
4. Там же.

УДК 372.853

## ТЕПЛОВОЙ ПРИЕМНИК ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ДЕМОНСТРАЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

**А. Ю. Милинский, С. В. Барышников**

Благовещенский государственный педагогический университет, г. Благовещенск  
E-mail: [a.milinskiy@mail.ru](mailto:a.milinskiy@mail.ru)

*В статье рассматривается эволюция методологических подходов к проведению экспериментов и изменения в использовании приборной базы для исследования теплового излучения в последние десятилетия. Описан разработанный авторами приемник теплового излучения (пироприемник), основанный на пироэлектрическом датчике RE200B, работающем в диапазоне длин волн 7-14 мкм.*

Эксперименты и демонстрации в физике играют важную роль в образовательном процессе, поскольку способствуют визуализации сложных и абстрактных понятий, облегчая их понимание [1]. Демонстрационные эксперименты позволяют обучающимся наблюдать физические явления, соотнося их с теорией, что способствует лучшему усвоению материала. Та-

кие занятия развивают навыки анализа, критического мышления и формулирования выводов, а также повышают интерес к изучению физики благодаря наглядности и неожиданным результатам.

Тем не менее, устаревание учебных пособий и оборудования создает трудности для организации практикумов. Решением этой проблемы является модернизация лабораторий с использованием современного программного обеспечения и оборудования, а также разработка новых учебных ресурсов. В этом контексте технопарки педагогических вузов могут играть значимую роль. В статье представлен авторский прибор для демонстрации теплового излучения.

Если обратиться к истории физики, можно заметить, что в прежние времена уделялось большее внимание физическому эксперименту в методической литературе, по сравнению с настоящим временем. Например, в физическом практикуме 1941 года [2] значительное место отводится изучению инфракрасного излучения. В учебнике рассматривались такие темы, как: «Источники инфракрасного излучения и фильтры»; «Обнаружение инфракрасной лучистой энергии»; «Приемники инфракрасных лучей»; «Сравнение излучения черных и блестящих поверхностей»; «Теплопроводность»; «Теплопроницаемость черного и блестящего тел». Для генерации инфракрасного излучения использовались нагретый на горелке до 400–500 °С шарик или гиря. В некоторых экспериментах в качестве источника инфракрасного излучения использовалась электрическая спираль или горелка, а в качестве приемника – термоскоп с манометром или термостолбик Меллони с зеркальным гальванометром.

Основу нашего приемника теплового излучения составляет пироэлектрический датчик RE200B [3]. Пироэлектрический эффект заключается в возникновении в ряде кристаллических диэлектриков электрического поля при изменении их температуры. Пироэлектрический инфракрасный датчик реагирует на изменение излучения в ИК диапазоне, например, на присутствие в зоне его действия живых существ, благодаря чему получил широкое распространение в системах охранных сигнализаций. Рабочий диапазон длин волн: 7-14 мкм, рабочая температура: -20 – +70 °С. Схема датчика показана на рис. 1.

Пироприемник включается в мостовую схему рис. 1, б. Датчик RE200B разработан для индикаторов движения и имеет дифференциальный пироприемник (два пироэлемента соединенных последовательно и имеющих противоположную поляризацию). При движении человека или животного в зоне действия датчика сначала тепловой поток попадает на первый пироэлемент, а потом на второй. При этом меняется полярность на выходе схемы. Для измерения абсолютного теплового потока один из пироэлементов следует заклеить.

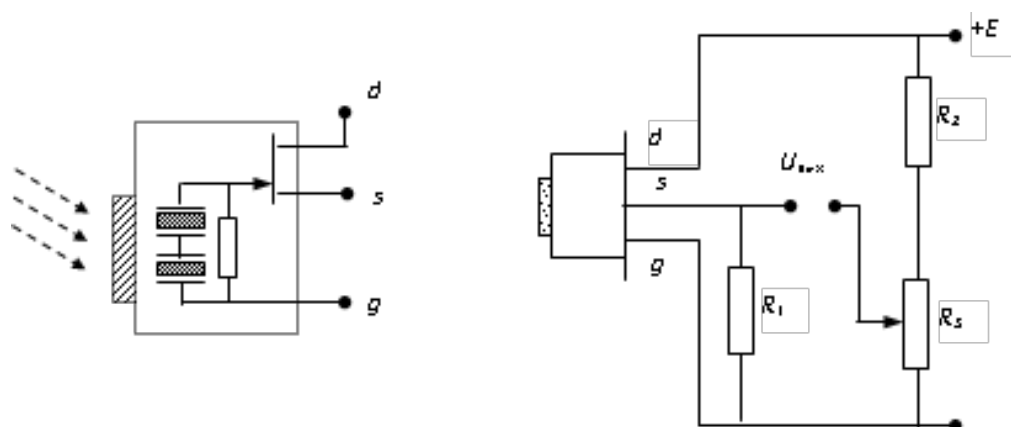


Рис. 1. Структура пироприемника RE200B (слева) и схема его включения в измерительную установку для регистрации теплового потока (справа)

В нашем случае для усиления сигнала с пироэлектрического датчика использовался го-



товый инструментальный усилитель AD620.

На рис. 2 показан такой приемник, где для направленного приема ИК излучения используется конусный металлический концентратор, а корпус приемника отпечатан на 3D принтере.

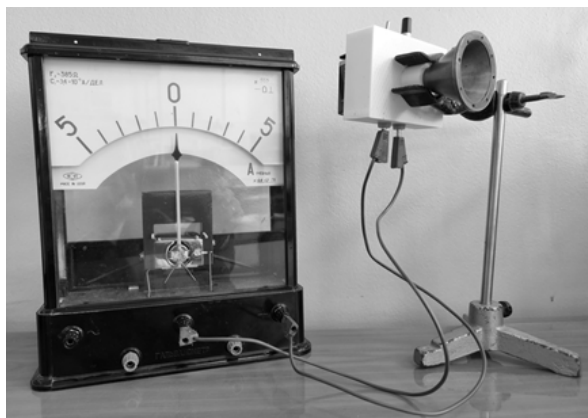


Рис. 2. Подключение пироприемника к демонстрационному гальванометру

Таким образом, предложенный приемник теплового излучения позволит провести эксперименты со слабо нагретыми телами (менее 100 °С) и исключить влияние волн ультрафиолетового, видимого и ближнего ИК диапазонов. Проведенные с приемником эксперименты позволяют сделать вывод о его большей чувствительности и меньшей инерционности по сравнению с термпарным приемником – термостолбиком Меллони.

#### Список источников

1. Вараксина Е. И. Учебный эксперимент в современном школьном физическом образовании // Учебная физика. 2021. № 3. С. 52–70.
2. Физический эксперимент в школе. Том VI Акустика. Оптика / Д. Д. Галанин [и др.]; под ред. Д. Д. Галанина и С. Н. Жаркова. М. : Учпедгиз, 1941. 449 с.
3. Барышников С. В., Милинский А. Ю. Приемник инфракрасного излучения для проведения демонстрационного физического эксперимента / Патент РФ № 220812 от 04.10.2023. М. : Роспатент, 2023.

УДК 372.853

### РАЗРАБОТКА ВИРТУАЛЬНЫХ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ В СЕРВИСЕ TINKERCAD

**В. В. Насыров**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск  
E-mail: [000612@mail.ru](mailto:000612@mail.ru)

*В работе описывается способ применения web-сервиса Tinkercad для создания виртуальных лабораторных работ с последующим использованием в электронной образовательной среде образовательного учреждения.*

Дистанционное обучение является одной из современных и востребованных форм образования и продолжает широко применяться, что происходит на фоне создания как глобальных виртуальных образовательных платформ, так и электронно-образовательных сред конкретных образовательных учреждений. Учебно-методическое сопровождение не только дистанционных, но и очных учебных курсов стало предполагать применение электронных средств обучения как составной части в образовательном процессе [1].

Как было отмечено в [2], основная сложность, возникающая при переводе курсов естественнонаучных и, в частности, физических дисциплин в «электронный формат» заключается в обеспечении эффективного лабораторного практикума. Так автор работы [2] описывает способ, когда студент получает данные к лабораторным работам в виде видеозаписей и фотографий установок, по которым обучающийся самостоятельно только считывает результаты измерения. Этот способ был успешно реализован в ТОГУ в курсе оптики, который был создан в пандемию в сжатые сроки. Однако данные, зафиксированные в видеозаписи, всегда одинаковые, поэтому на проверку преподаватель получает от студентов практически идентичные отчеты по лабораторным работам, а устное собеседование при защите работ подтверждает, что работы часто просто копируются студентами.

Другим распространённым способом наполнения лабораторного практикума является применение компьютерных имитационных моделей физических явлений и создание на их основе виртуальных лабораторных работ.

На наш взгляд, наилучший эффект от выполнения виртуальной лабораторной работы (ВЛР) возникает тогда, когда работа обеспечивает «эффект присутствия» и возможность получения каждым студентом индивидуальных результатов измерений, что подтверждается опытом создания и применения компьютерных 3D лабораторных работ [3, 4]. Однако, применение 3D моделирования лабораторных работ по некоторым разделам физики оказывается не очень удобным в случае, если необходимо взаимодействие с мелкими элементами, например, в разделе «Электричество и магнетизм» при сборе виртуального стенда с объектами исследования и проведения измерений.

Частичным решением проблемы может быть создание 2D виртуальных работ с использованием готовых компонентов электронных схем. Web-сервис Tinkercad [5] от компании Autodesk, располагающий широким набором виртуальных электронных компонентов, подходит для таких целей. В частности, в Tinkercad реализована возможность использования виртуальных аналогов реального набора Arduino, макетной платы, электронных компонентов и измерительных приборов.

В [6] был описан опыт проектирования и разработки в Tinkercad проекта виртуальной лабораторной работы «Определение емкости конденсатора», а также её применения в учебном процессе для изучения процессов протекания тока в -цепи. В стандартном лабораторном практикуме по физике при изучении раздела «Электричество и магнетизм», как правило, вместе с этой лабораторной предлагается лабораторная «Определение индуктивности соленоида» для изучения процессов в -цепи, что вызвано как методическими особенностями, так и сходной элементной базой установок. Действительно, для моделирования необходимо внести в макетную схему из [6] минимальные изменения: достаточно заменить конденсатор на индуктивность, и правильно подобрать электрические параметры элементов.

Так как мы исходили из того, что ВЛР должна максимально соответствовать реальной лабораторной установке, то исходная принципиальная электрическая схема (рис. 1) была взята из методического пособия [7] и модифицирована с учетом её реализации на платформе Arduino (рис. 2). Обозначения элементов, используемых в схеме, а также их номиналы приведены в таблице.

На рис. 3 представлен созданный в Tinkercad проект виртуальной лабораторной работы «Определение индуктивности соленоида».

В исходной лабораторной работе ток в цепи создается генератором прямоугольных импульсов, имитирующим включение и выключение источника постоянного тока. С нагрузочного резистора напряжение подается на осциллограф.

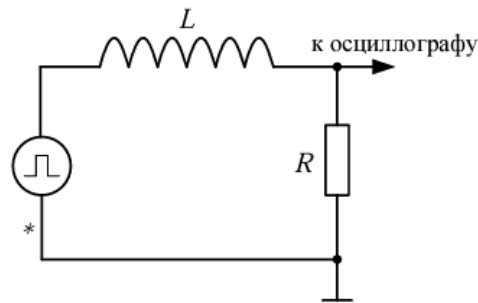


Рис. 1. Схема RL-цепи с генератором прямоугольных импульсов

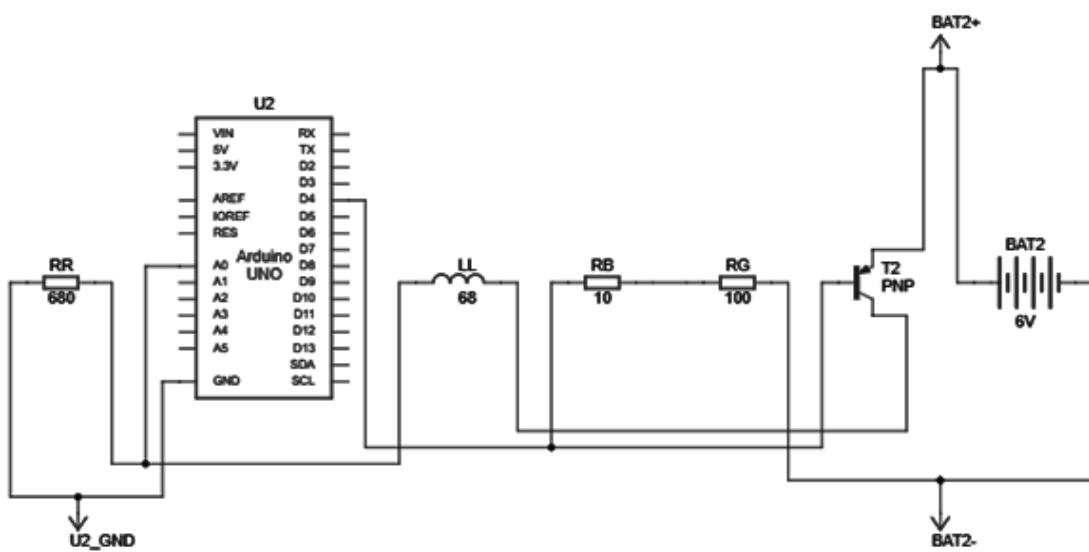


Рис. 2. Принципиальная схема ВЛР

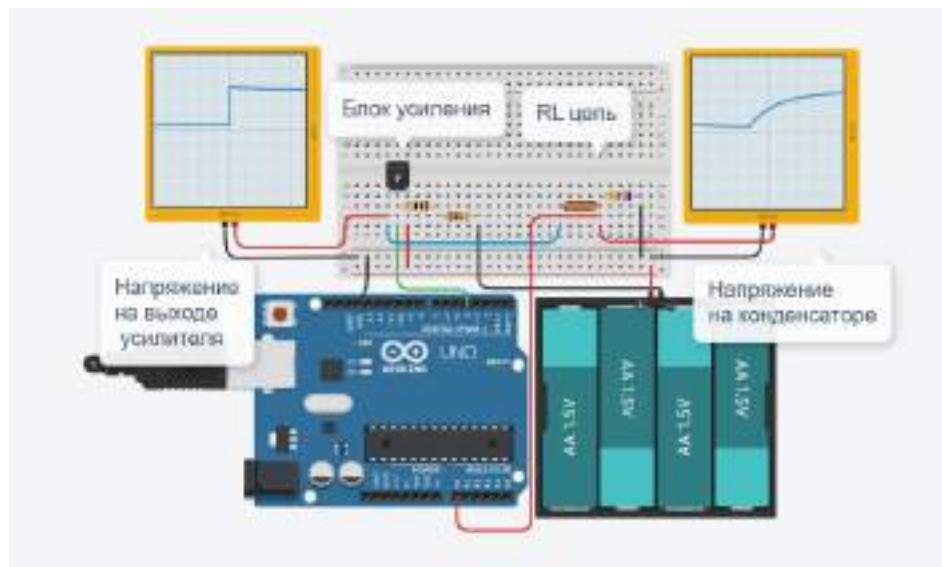


Рис. 3. Виртуальная лабораторная работа «Определение индуктивности соленоида»

## Используемые компоненты и примерные номиналы

Элемент	Обозначение	Номинал
Arduino Uno R3	U2	
Резистор	RR, RB, RG	680 Ом, 10 Ом, 100 Ом
Индуктивность	LL	68 Гн
Биполярный транзистор (PNP)	T2	–
Осциллограф	UO2, UO1	–
Батареи AA	Bat2	4 x 1,5 В

В процессе работы студент считывает данные с экрана осциллографа, строит зависимость  $U = f(t)$ , которая соответствует процессу отключения источника постоянного тока от  $RL$  – цепи. Затем, по полученным табличным и графическим данным, должно быть вычислено значение индуктивности соленоида.

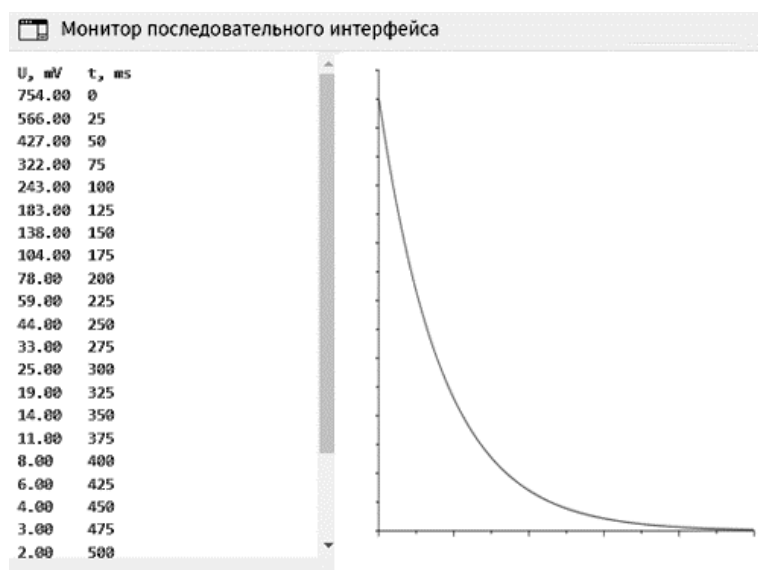


Рис. 4. Монитор последовательного интерфейса

В ВЛР для формирования прямоугольных импульсов используется реализованный в Arduino UNO на аппаратном уровне генератор ШИМ, сигнал которого усиливается простейшим транзисторным усилителем. К сожалению, имеющийся в наборе компонентов платформы Tinkercad виртуальный осциллограф не способен сформировать осциллограмму с «хорошим» разрешением и позволяет получить только общее впечатление о сигнале (рис. 3). Поэтому напряжение, поступающее на осциллограф, также подается на входной порт A0 Arduino и доступно для программного мониторинга через последовательный интерфейс (рис. 4). При такой реализации виртуальной лабораторной работы в электронном курсе достаточно разместить ссылку на проект в Tinkercad. Предполагается, что студент самостоятельно должен ввести параметры  $RL$ -цепи и запустить процесс моделирования в браузере; далее, получив данные в окне монитора последовательного интерфейса (рис. 3), скопировать их и использовать для выполнения расчетов и оформления стандартного отчета к работе.

В заключение отметим, что представленный проект, соответствует описанию лабораторной работы из методического пособия [7]. Поэтому данная разработка готова для практического использования как при дистанционном обучении, так и при очном с реализацией на стандартном наборе компонентов Arduino.

## Список источников

1. Насыров В. В., Насырова М. Г. Использование дистанционных технологий при традиционном обучении в вузе // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование : Материалы XVIII региональной научной конференции, Хабаровск, 10–12 ноября 2020 года / Под редакцией А. И. Мазура, К. А. Драчева. Хабаровск: Тихоокеанский государственный университет, 2020. С. 223–226.
2. Алёшин М. С. Лабораторный практикум по оптике в условиях дистанционного обучения // The Scientific Heritage. 2020. № 48–3. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/laboratornyu-praktikum-po-optike-v-usloviyah-distantsionnogo-obucheniya> (дата обращения: 06.07.2024).
3. Насыров В. В., Насырова М. Г. Разработка виртуальной лабораторной работы «Проверка законов динамики поступательного движения» в среде Unreal Engine // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование : Материалы XIX региональной научной конференции, Благовещенск, 27–30 сентября 2021 года. Благовещенск: Амурский государственный университет, 2021. С. 147–150.
4. Насыров В. В., Хаин Д. С. Виртуальная лабораторная работа «Машина Атвуда» // ТОГУ-Старт: фундаментальные и прикладные исследования молодых : Материалы научно-практической конференции, Хабаровск, 23–25 апреля 2020 года. Хабаровск: Тихоокеанский государственный университет, 2020. С. 69–74.
5. Tinkercad [Электронный ресурс]. URL: <https://www.tinkercad.com> (дата обращения: 06.07.2024).
6. Миклашевич С. В., Насыров В. В. Виртуальные лабораторные работы в электронной образовательной среде // ТОГУ-Старт: фундаментальные и прикладные исследования молодых : Материалы региональной научно-практической конференции, Хабаровск, 11–15 апреля 2023 года. Хабаровск: Тихоокеанский государственный университет, 2023. С. 479–482.
7. Электричество и магнетизм : учеб. пособие / В. В. Насыров [и др.]. Хабаровск : Изд-во Тихоокеан. гос. ун-та, 2017. 138 с.

УДК 372.853

## ЗАДАЧИ, В УСЛОВИЯХ КОТОРЫХ МАЛО ДАННЫХ ИЛИ «НИЧЕГО НЕ ДАНО»

**П. А. Обыдённова, Л. В. Горбанева**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

E-mail: [2020104516@pnu.edu.ru](mailto:2020104516@pnu.edu.ru)

*В статье обсуждается важность решения нестандартных задач в школьном курсе физики. Подчеркивается, что типичные задачи, часто встречающиеся в учебниках, не всегда способствуют глубокому пониманию и применению физических законов. Нестандартные задачи, такие как, задачи с избыточными или недостаточными данными, а также экспериментальные задачи развивают аналитическое и критическое мышление. Они требуют от учащихся умения анализировать, синтезировать информацию и применять теоретические знания на практике. Примеры задач включают экспериментальные измерения, расчетные задачи и задачи, приближенные к реальным жизненным ситуациям. Решение таких задач способствует формированию у школьников физических понятий, логического мышления и творческого подхода к проблемам.*

Важную роль в изучении физики в школе играет решение задач, оно позволяет закрепить теоретический материал, усвоить физические законы, знакомит учащихся с практическим применением физических знаний. Поэтому в школьном курсе значительная часть времени

посвящена именно решению физических задач.

Однако часто решение задач выполняет свои функции в неполном объеме, связано это с тем, что школьные учебники насыщены «типичными» задачами, решение которых у учащихся носит формальный характер и сводится к использованию готовых трафаретов: найти все величины, которые представлены в дано и подобрать формулу, которая эти величины связывала бы. Конечно решение таких заданий необходимый этап в изучении физики, но закливание на решении только такого рода задач приводит к оторванности предмета от жизни, так как в реальных исследованиях мы вряд ли встретим условия, при которых мы сразу имеем полный набор всех необходимых данных. Именно поэтому задача преподавателя состоит в том, чтобы научить решать всякую задачу, а не только типичную. К «нетипичным» задачам можно отнести задачи с излишним количеством данных, где необходимо выбрать лишь те, которые непосредственно понадобятся в решении проблемы, а также задачи с малым количеством данных или задачи, в которых «ничего не дано».

Решение таких «нетипичных» задач не только подготовит школьников к реальной жизни, но также будет способствовать развитию теоретических методов исследования, таких как анализ, синтез, сравнение, обобщение и т.д. Решение нестандартных задач потребует от учащихся построения цепочек рассуждений и взаимосвязей, что способствует развитию логического мышления. Помимо этого, нешаблонные задачи требуют оценки данных и рассмотрения проблемы с разных сторон, что в свою очередь развивает критическое мышление. И логическое и критическое мышление являются компонентами аналитического мышления, которое заключается в способности эффективно обрабатывать информацию, выделять в ней ключевые моменты, выявлять закономерности и тенденции. Развитие аналитических навыков необходимо, так как профессионалы с таким складом ума всегда будут востребованы во всех областях.

«Нетипичные» задачи можно разбить на несколько видов, остановимся подробнее на некоторых из них.

В первую очередь к задачам, в которых «ничего не дано», можно отнести экспериментальные задачи, для решения которых некоторые данные должны быть получены из опыта или непосредственного измерения. Примерами таких задач в разных классах являются:

1. Определение удельного веса керосина.

При решении этой задачи взвешивается определенное количество керосина и определяется его объем с помощью мензурки, из опытных данных вычисляется удельный вес. Опытные данные школьник получает в ходе выполнения эксперимента. Такая задача ценна также и тем, что при ее решении формируются также и экспериментальные навыки.

2. Определение мощности лампочки.

Для решения данной задачи составляется электрическая цепь, а затем в ходе эксперимента снимаются показания амперметра и вольтметра, необходимые для вычисления. После полученный результат сравнивается с указанной мощностью на самой лампочке.

3. Определение мощности при поднятии по лестнице.

Для решения задачи необходимые данные получаются измерением собственного веса с помощью весов и высоты поднятия с помощью рулетки, а также отсчитыванием времени поднятия по секундомеру.

4. Определение веса воздуха, заполняющего данную комнату.

Для ее решения необходимы следующие данные: удельный вес воздуха при нормальных условиях, объем комнаты (вычисляется по линейным размерам комнаты), давление воздуха (измеряется по барометру) и, наконец, температура воздуха комнаты (измеряется термометром). Получив все указанные данные, вычисляется вес воздуха по известной формуле.

5. Определение коэффициента полезного действия электрического чайника.

Из опыта определяются такие данные: масса воды, начальная и конечная температура,

сила тока, напряжение и время, в течение которого чайник был включен в сеть.

Задачи такого типа сложно решить «по шаблону». Для каждой задачи необходимо выбрать необходимое оборудование, снять показания (используя те единицы измерения, которые подходят к решению именно этой задачи). Такие задачи способствуют развитию навыков не только по решению и оформлению задач, но и навыки работы с оборудованием и обработкой результатов измерения.

Еще один вид задач, в которых «ничего не дано», это задачи, которые формулируются в виде вопроса, ответ на который необходимо обосновать, получить в общем виде, а также многие буквенные задачи:

1. Какая часть объема тела (например, льда) при плавании погружается в жидкость?
2. Каким способом можно закинуть льдинку дальше: бросив в воздух или пустив скользить по льду?
3. На земле вплотную друг к другу лежат два одинаковых бревна цилиндрической формы. Сверху на них кладут такое же бревно. При каких минимальных условиях брёвна не раскатятся?
4. При каком минимальном угле бросания расстояние тела от точки бросания не убывает.
5. Под каким углом к горизонту необходимо бросить тело, чтобы дальность полёта была максимальной?

Задачи данного типа решаются с применением математического аппарата и часто имеют громоздкое решение. Но именно этим и интересны такие задачи.

К третьему типу рассматриваемых задач можно отнести задачи, в условии которых мало данных, потому что при их решении должны быть применены известные константы, числовые значения которых учащиеся должны помнить (ускорение свободного падения, температурный коэффициент расширения газов и др.) или при их решении в общем виде те или другие величины сокращаются.

1. При какой температуре объем газа, взятого при  $0^\circ$ , уменьшится в 3 раза?
2. Тело при погружении в воду становится в 5 раз легче. Как велик его удельный вес?
3. При какой наименьшей длине свинцовая проволока оборвется от собственной тяжести? Предполагается, что разрыв произойдет вблизи точки подвеса. Прочность на разрыв для свинца  $200 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .
4. На какой высоте над поверхностью Земли сила давления тела на подставку вследствие тяготения Земли будет в два раза меньше, чем на поверхности Земли?
5. В магистраль, состоящую из медного провода сечением  $5 \text{ мм}^2$  надо включить свинцовый предохранитель. Какого сечения надо его взять, чтобы при нагревании магистрали более чем на  $10^\circ$  он расплавился? Начальная температура свинца  $27^\circ$ .

Более редким видом задач в школьной практике являются задачи, приближенные к проблемам, которые необходимо решать в жизни. Такие задачи требуют от учащихся наблюдений, исследований, умения найти нужный материал в справочниках, в специальной литературе, из бесед со сведущими людьми. Некоторые сведения могут быть взяты ориентировочно или условно. Примеры таких задач:

1. Что выгоднее: вывезти снег со двора или растопить его на месте в снеготаялке?
2. Рассчитать, во что обойдется электрокипячение 1 литра воды.
3. Рассчитать мощность современного паровоза.
4. Мобильный телефон функционирует в сети GSM-900, но, попадая в зону GSM-1800, переключается – вручную или автоматически. Определите изменение длины волны, периода колебаний.
5. Рыбак для сохранения пойманной рыбы живой, сделал в своей лодке усовершенствование: он отделил часть лодки, поставив две вертикальные перегородки, и в отгороженной части сделал отверстие в дне. Не зальет ли лодку и не потонет ли она, если спустить ее на воду? – думал он перед испытанием своего усовершенствования, а как думаете вы?

Рассмотренные задачи способствует формированию у школьников физических понятий, развитию логического мышления, смекалки, творческой фантазии, умения применять творческие знания для объяснения явлений природы, быта и техники, а также расширяет кругозор ученика.

Решение задач, в которых «ничего не дано» имеют большую педагогическую ценность, поэтому весьма полезно в школьной практике уделить решению этих задач некоторое время, чтобы привить учащимся навык решать их. Завершить статью хотелось бы словами Энрико Ферми: «Учащийся знает физику, если он умеет решать задачи» [1-7].

#### Список источников

1. Абдулаева О. А., Лящева А. В. Естественнонаучная грамотность. Физические системы. Тренажер. 7-9 классы: учеб. пособие для общеобразоват. организаций // под ред. И. Ю. Алексашиной. М.: Просвещение, 2020.
2. Физика вокруг нас: Качественные задачи по физике. Около 1500 задач с подробными решениями / А. В. Аганов, Р. К. Сафиуллин, А. И. Скворцов [и др.] М.: Ленанд, 2019.
3. Дергунов В. В. Задачный подход к изучению физики // Физика («ПС»). 2004. № 27–28.
4. Камин А. А., Камин А. Л. Физическая одиссея: увлекательные задачи по физике. М.: Илекса, 2022.
5. Лукашик В. И., Иванова Е. В. Сборник задач по физике. 7-9 классы: пособие для учащихся общеобразоват. учреждений. 6-е изд. М.: Просвещение, 2012.
6. Перельман Я. И. Занимательные опыты и задачи по физике. М.: АСТ, 2019.
7. Перышкин А. В. Сборник задач по физике: 7-9 кл.: к учебникам Перышкина и др. «Физика. 7 класс», «Физика. 8 класс», «Физика. 9 класс». ФГОС / сост. Г. А. Лонцова. М.: Издательство «Экзамен», 2017.

УДК 37.014

### ЗАДАЧИ РАЗВИТИЯ ИНЖЕНЕРНОГО МЫШЛЕНИЯ В ВУЗЕ

**К. С. Пошарникова, А. В. Казарбин, К. А. Драчёв**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск  
E-mail: [000283@pnu.edu.ru](mailto:000283@pnu.edu.ru)

*В работе авторы рассматривают инструменты формирования инженерного мышления и высоких личностных качеств профессионала как неотъемлемую часть подготовки профессиональной компетентности инженера.*

Анализ подготовки будущих инженеров свидетельствует, что их уровень не вполне отвечает современным требованиям. Существующая образовательная система не создает достаточных условий для личностно-профессионального развития будущих специалистов, раскрытия их творческого потенциала и формирования компетенций. Ориентированная на традиционные результаты педагогического процесса в виде знаний-умений-навыков, она оказывается в ряде случаев неспособной подготовить студента к комплексному решению жизненных и производственных задач. Целью же современного инженерного образования является не столько передача системных знаний, умений и навыков в определенной сфере, сколько развитие способностей постоянно приобретать их и активно использовать для решения воз-



никающих задач. В связи с этим необходим перенос акцентов на развивающую функцию образования, ориентированную на гармоничное личностно-профессиональное развитие выпускника и формирование его компетенций. Изменение целей инженерного образования, актуализация его социокультурной миссии требует осмысления его как приоритетной сферы общественной жизни, как пространства развития сущностных сил человека.

В настоящее время качество инженерного образования, обеспечиваемое существующей образовательной системой, перестало удовлетворять ожидания общества, производства, государства и каждого его гражданина. Проблемы несформированности у выпускников инженерных вузов России инженерного мышления имеют глубокие корни и вызваны не только несовершенством программ профессионального образования и методами преподавания в образовательных организациях среднего и высшего профессионального образования, но также определенными пробелами на уровнях общего и дошкольного образования.

Причины выявленных проблем можно сформулировать следующим образом:

- слабые профессиональные компетенции выпускников инженерных специальностей, направленные на создание идеи и проектирование изобретения, а также разработку технологичных изобретения, обусловлены несовершенствами конструктивного мышления, недостаточным вниманием к его развитию на всех уровнях образования;
- слабая степень развития опережающей креативности связана с низким уровнем развития воображения и творческого мышления, основы которых закладываются в период формирования базовой культуры личности в дошкольном и младшем школьном возрасте;
- неразвитость стратегического мышления и несформированность системного подхода, а также слабая устойчивость к информационной перегрузке и непонимание потребностей потребителя вызваны несовершенством программ профессионального образования и технологичности их реализации, отсутствием в программах курсов и модулей, направленных на формирование данных профессиональных компетенций;
- слабость таких социальных навыков, как умение работать в команде, боязнь брать на себя лидерство определяются недостатками позитивной социализации обучающихся на всех уровнях образования и др.

Вышеперечисленные проблемы усугубляются слаборазвитой социокультурной средой (отсутствие уважения к интеллектуальному труду и интеллектуальной собственности, низкий престиж инженерных кадров, низкая оплата труда и т.д.), современным социально-экономическим состоянием страны и политическим давлением на Россию. Сегодня в условиях санкций, связанных с запретом поставок в Россию высокотехнологичного оборудования, пришло понимание того, что экономическая независимость России тесно связана с необходимостью повышения уровня инженерного образования и технологических преобразований в России.

Вышеперечисленное требует поиска новых подходов к разработке новой модели инженерного образования, а именно: целей, отбору содержания, методов, организационных форм подготовки будущего инженера, ориентированного на постоянное наращивание субъектного и профессионального потенциала.

Под инженерным мышлением мы называем вид познавательной деятельности, направленной на исследование, создание и эксплуатацию новой высокопроизводительной и надежной техники, прогрессивной технологии, автоматизации и механизации производства, повышение качества продукции. Главное в инженерном мышлении – решение конкретных, выдвигаемых производством задач с помощью технических средств для достижения наиболее эффективного и качественного результата [1].

К особенностям инженерного мышления можно отнести: способность выявлять техническое противоречие и осознанно изначально ориентировать мысль на идеальное решение, ориентация мысли в наиболее перспективном направлении, с точки зрения законов развития тех-

нических систем; способность управлять психологическими факторами, осознанно форсировать творческое воображение.

Инженерное мышление характеризуется еще и тем, что, осознанно и целенаправленно сгенерировав идею, субъект ощущает потребность в ее конструкторской проработке, т.е. воплощении идеи в реальный проект новой техники, технологии и т. д.

Отсюда глобальная задача технического вуза – формирование у студентов именно системного творческого инженерного мышления, для чего, кроме способности сознательно целенаправленно генерировать нестандартные технические идеи, необходимо овладеть методологией творчества с тем, чтобы оптимально использовать базу общенаучных и специально-профессиональных знаний в области машиностроения, технологии и конструирования машин. При решении прикладных задач научные знания внедряются в различные области практики. Неизбежная особенность такой деятельности состоит в ее творческом характере.

В основе инженерного мышления лежит прикладной тип мышления, который предполагает наличие не только теоретических знаний, умений и навыков, но и умение самостоятельно поставить цель, выстроить план действий (иногда это происходит на интуитивном уровне), внести конструктивные изменения в разрабатываемое техническое устройство, предложить другое решение проблемы. Важная составляющая деятельности инженера – внедрение материального продукта и экономический расчет всех расходов на его производство, презентация (предъявление изделия в более выгодном свете: социальная значимость, надежность, безопасность и др.).

Получить необходимый результат для подготовки будущих инженеров при изучении отдельных предметов невозможно, необходима некая надпредметность, метапредметность знаний и способов деятельности. Метапредметность следует рассматривать как принцип интеграции содержания образования, как способ формирования теоретического мышления и универсальных видов деятельности, она позволяет сформировать в сознании учащихся целостное представление о картине мира.

Для развития инженерного мышления специалисту необходим определенный запас знаний и опыта, позволяющий ему видеть проблемы более широко и нестандартно. Организующей и направляющей силой, нацеленной на формирование инженерного мышления, является мировоззренческая культура специалиста, интегрально формирующаяся за счет всестороннего совокупного математического, естественно-научного, технического и гуманитарного образования, осознания исторического опыта, в том числе в области науки, техники и инженерной деятельности, осмысленного в широком контексте [2].

По мнению авторов, формирование и успешное развитие такого комплексного понятия как инженерное мышление невозможно без физико-математической подготовки на качественной технической базе образовательного процесса, максимально приближенной к реальному производству.

Математика была всегда неотъемлемой частью человеческой культуры, ключом к познанию окружающего мира, базой научно-технического прогресса, важной компонентой развития личности, в том числе и ее мировоззрения. В этом состоят ценности математического образования, его фундаментальность содержания, как для общества, так и для отдельной личности. Для формирования инженерного мышления важна фундаментальная математическая подготовка, которая предполагает соединение научного знания и процесса обучения, направленного на раскрытие творческого потенциала учащегося в учебном процессе по математике.

Наиболее значимым для развития конструкторских и изобретательских способностей школьников и студентов является учебный предмет физика. Задача данного предмета формирование естественно-научного взгляда на окружающую действительность, исследовательский подход к изучению явлений, развитие логического мышления, обучение практическим умениям и навыкам. Кроме того, развитие интеллекта происходит благодаря работе с абстрактными

моделями при изучении некоторых тем. В процессе обучения физике происходит развитие различных ключевых компетенций, необходимых будущему инженеру, например, информационной компетенции, экологической, коммуникативной, деятельностно-творческой и пр. [3].

Физика вносит наиболее существенный вклад в развитие у школьников и студентов мотивации к изобретательской деятельности (от ситуативных интересов до устойчивых мотивов, перерастающих в дальнейшем в ценностные ориентации и убеждения) и приобретение учащимися практического опыта различных видов конструкторской и изобретательской деятельности: изготовление физических моделей, конструкций и установок, преобразование бытовых приборов выполнение домашних опытов и экспериментов, проведение комплексных исследований природных объектов и явлений, выполнение проектов технической направленности и др.

В формирование инженерного мышления на занятиях физики большой вклад вносит проектная деятельность. Она способствует развитию умений рассматривать явления с точки зрения физики – определять природу явления и его закономерности. Проектное обучение способствует:

- развитию у учащихся: абстрактного мышления, саморефлексии, определения своей собственной позиции, самооценки, критического мышления и др.;
- формированию интеллектуальных умений (аналитических, критических, коммуникативных и др.).

Это обеспечивает развитие комплекса качеств, влияющих на успешность деятельности в меняющихся условиях, социальную мобильность, формирование инженерного мышления.

Сегодня необходимо создавать новую модель инженерного образования, целью которой будет создание условий для целенаправленного личностного развития детей и молодежи, формирования у них положительного восприятия научно – технической, исследовательской и проектной деятельности, устойчивой мотивации к получению инженерного образования, формирования на всех уровнях образования инженерного мышления, подготовки компетентных инженерных кадров в соответствии с существующими потребностями экономики страны. Данная модель должна способствовать решению таких задач как:

1. Повышение уровня вовлеченности и осведомленности детей и молодежи в сфере точных наук, моделирования и конструирования, начиная с дошкольного возраста, посредством профориентационных мероприятий, в т. ч. в системе дополнительного образования.
2. Формирование положительного восприятия инженерной деятельности, промышленного развития края через вовлечение общественных организаций и родителей в систему образовательных событий, обеспечение информационной открытости образовательных организаций.
3. Формирование устойчивой мотивации к получению инженерного образования посредством проведения различных мероприятий (конкурсов, экскурсий на предприятия и т.д.), профориентационной работы, направленных на популяризацию профессии инженера.
4. Обеспечение углубленной практико-ориентированной подготовки обучающихся общеобразовательных организаций в естественно-математической и информационно-технологической областях.
5. Формирование инженерного мышления как результата активной профориентационной работы.
6. Актуализация вариативной части учебных планов в школах, образовательных программ в дошкольных образовательных организациях, путем интеграции основного и дополнительного образования – разработка и внедрение «сквозных» основных образовательных программ общего и дополнительного образования.
7. Поддержка и развитие олимпиадного движения по предметам физико-математического цикла, увеличение количества его участников.
8. Повышение квалификации и переподготовка преподавателей всех уровней образова-

ния (в т. ч. и высшего).

9. Увеличение количества детей, привлекаемых к обучению по программам дополнительного образования инженерно-технической направленности (робототехника, 3D-моделирование, техническое моделирование и др.), в т. ч. в рамках сетевого взаимодействия учреждений образования и предприятий.

10. Повышение уровня участия промышленных предприятий в подготовке инженерных кадров путем взаимодействия с образовательными организациями от дошкольного до высшего профессионального (в т. ч. дополнительного) образования.

Формировать инженерное мышление необходимо с раннего возраста. Важно отметить, что в развитии инженерного мышления принимают участие все субъекты образовательной деятельности, с которыми на протяжении всей жизни сталкивается человек [4]. Необходимо заложить в ученика стимулы к зарождению внутренней мотивации, без которой процесс познания будет невозможен.

#### Список источников

1. Малых Г. И., Осипов В. Е. История и философия науки и техники : методические указания. Иркутск : ИрГУПС, 2008.

2. Зуев П. В. Реализация принципа метапредметности при формировании инженерного мышления учащихся // Формирование инженерного мышления в процессе обучения : материалы международной научно-практической конференции. Екатеринбург, 2015.

3. Мерзлякова О. П., Зуев П. В. Компетентный подход при обучении физике в школе : учебно-методическое пособие // LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co, 2011.

4. Халперн Д. Психология критического мышления. 4-е международное издание. СПб. : Питер, 2000.

УДК 378.184

## СИЛЛАБУС КАК СРЕДСТВО ВОВЛЕЧЕННОСТИ СТУДЕНТОВ В УЧЕБНЫЙ ПРОЦЕСС

А. С. Стукалова

Дальневосточный государственный медицинский университет, г. Хабаровск

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

*В условиях возрастающей роли самостоятельной работы обучающихся проблема поиска оптимальных педагогических форм и методов работы является актуальной. Силлабус является одним из инструментов, позволяющих студенту самостоятельно распределять время и интенсивность нагрузки в учебном процессе. Осознанное понимание обучающимися целей, сроков, требований учебной дисциплины формирует ответственность за результаты деятельности и способствует их вовлеченности в образовательный процесс.*

В педагогическом сообществе вопросы повышения эффективности взаимодействия обучающихся с преподавателями, делегирования доли ответственности за учебные результаты и обязательств перед образовательным процессом у студентов имеет актуальный характер.

Формирование субъект-субъектных отношений в учебном процессе невозможно без ак-

тивизации роли студентов в нем. Обучение естественно-научным и профессиональным дисциплинам может стать фактором, способствующим развитию и формирующим личность студента: содействовать их разностороннему развитию, оказывать поддержку в будущей профессиональной деятельности.

Открытость и прозрачность образовательной деятельности и современные формы коммуникации педагога и обучающегося предполагает готовность всех участников процесса к интенсивному и целенаправленному учению. Студент должен стремиться осознать каждый отдельный этап своей деятельности, отказаться от роли пассивного слушателя, быть активным соучастником своей образовательной траектории. Автор [1] отмечает, что причиной отрицательного или индифферентного отношения к учебе у студентов является не только наличие больших пробелов в знаниях, но и непонимание общественного и личностного смысла приобретаемых умений и навыков, несформированность познавательной компетентности.

С целью развития самостоятельности, инициативы, творческого отношения обучающихся педагогами высшей школы используется силлабус как средство организации самостоятельной работы студентов. В работе [2] приводится краткое описание понятия силлабуса, его структуры, роли и функций в образовании.

Силлабус (от латинского «syllabus» – перечень) представляет собой план-конспект учебного предмета, «дорожную карту» учебной дисциплины для студентов, где прописаны условия обучения, принципы организации педагогического процесса, перечень развиваемых компетенций, виды и формы контроля. Рабочие программы дисциплины, аналогично регламентирующие содержание курса, используются, как правило, профессорско-преподавательским составом и администрацией вуза. Силлабус же, написанный более «живым» языком, предназначен именно для студента и помогает ему ориентироваться в учебной деятельности, позволяет самостоятельно распределить время занятий, оповещает его, какими навыками он овладеет в конце обучения.

Задача силлабуса – информировать обучающегося об основных характеристиках дисциплины, в нем присутствуют краткое описание курса, цели и задачи, цикл тем или модулей предмета, условия их успешного освоения, система и критерии оценивания. Информация в нем представлена кратко, но доступно и понятно для студента, впервые приступающего к изучению данного предмета. Студент должен ясно и четко представлять, что ему необходимо выполнить в процессе обучения, какие организационные формы, способы и средства обучения ему предложены.

Силлабус является не только «гидом» образовательного маршрута студента, но и средством рефлексии собственной деятельности в траектории своего профессионального становления [3]. В процессе самоанализа студент отмечает соответствие целей обучения и текущего уровня достижений, что побуждает его к постановке новых, более сложных, но реально достижимых задач, сопряженных с дальнейшей подготовкой. Осознанное понимание студентом учебных целей дисциплины и чувство удовлетворенности от собственной деятельности формирует устойчивую положительную мотивацию успеха.

Силлабус как инструмент регулирования учебной деятельности студента способствует разделению ответственности за результаты обучения между всеми участниками образовательного процесса. Активная деятельностная позиция студентов и заинтересованность в результате обучения дает возможность управлять маршрутом собственной образовательной траектории и переводит их в статус субъектов деятельности. Своевременное выполнение плана учебных действий предполагает принятие ответственности и строгое выполнение учебных обязательств со стороны обучающихся. Создание рубрикаторов и рейтинговой оценки достижений делает процесс прохождения дисциплины открытым и максимально объективным. В этом смысле силлабус выступает письменным соглашением, «контрактом» между

обучающимся и преподавателем.

Детальная аналитическая работа педагога над силлабусом включает постановку таких вопросов как минимальные требования к уровню подготовки обучающихся, эффективность используемых оценочных средств, разнообразие и валидность применяемых форм и средств обучения, последовательность прохождения тем и модулей дисциплины. Однозначных жестких правил написания силлабуса нет, предлагаемые вузами методические рекомендации макетов документа содержат формальные и неформальные правила изучения учебной дисциплины и являются уникальными разработками технологических карт преподаваемых дисциплин. Безусловно, такие разделы силлабуса как требования к дисциплине, коллаборация с другими предметами, способы взаимодействия с преподавателем, формы и виды самостоятельной работы являются целиком авторскими.

Реализуя принцип открытости и доступности обучения, силлабус может способствовать повышению эффективности коммуникации между преподавателями и студентами. В условиях сокращаемой аудиторной нагрузки возможность свободного доступа к информации о курсе, условиях успешного изучения и расписания прохождения тем выполняет роль помощника студента в обучении. Эффективное коммуникативное взаимодействие, которое складывается между преподавателем и студентами, является фактором успешного обучения, силлабус же в своей форме позволяет конструировать коллегиальный, партнерский стиль педагогического общения.

Коллектив авторов [4], излагая свой опыт применения силлабуса, отмечают не только положительные стороны его апробации, но и некоторые трудности его введения в образовательный процесс, недостатки и уязвимые качества силлабуса как со стороны педагогов, так и со стороны студентов.

Во-первых, подготовка высококачественного силлабуса является дополнительной методической нагрузкой для преподавательского состава, ведь необходимо для каждой темы продумать и составить подробный план с пунктами «что делать на занятии», «как выполнять задание», «как проверить результат» и т. п.

Во-вторых, при публичном использовании данного документа преподаватель оказывается мишенью для контроля не только со стороны административного ресурса вуза, но и собственно студентов, которые способны теперь отследить выполнение деталей рабочей программы и отклонения от разработанного маршрута, а это вызывало, по мнению авторов [4], определенный психологический дискомфорт у части преподавателей. Студенты же считали, что строгие обязательства по выполнению требований силлабуса усложняют учебный процесс и ставят их в неравноценные условия по отношению друг к другу, например, посещаемость занятия эквивалентна (в балльно-рейтинговой системе) выполнению уникальных дополнительных заданий.

Для решения задачи вовлеченности студентов в учебный процесс и повышения качества их подготовки при изучении дисциплины «Физика» на кафедре физики, математики и информатики Дальневосточного государственного медицинского университета был разработан силлабус для студентов 1 курса специальности 33.05.01 Фармация. Создавая средство управления самостоятельной работы обучающихся, были выделены такие функции силлабуса как организационная, контролирующая, информационная.

В табл. 1 приведены основные разделы силлабуса, которые включают в себя краткую аннотацию дисциплины, критерии ее успешного освоения, расписание прохождения тем, перечень контрольных мероприятий и методическое сопровождение.

## Основные разделы курса

Разделы	Краткая аннотация дисциплины
Политика учебной дисциплины	1) Общие требования к дисциплине 2) Цели дисциплины «Физика» 3) Основные задачи
План изучения дисциплины «Физика»	1) Тематический план 2) Технологическая карта
Контрольные мероприятия	1) Отчет по лабораторному эксперименту 2) Контрольные вопросы 3) Компьютерное тестирование 4) Итоговый зачет по физике
Описание заданий и критерии оценки	1) Критерии аттестации по текущей работе 2) Критерии аттестации итоговой работы
Материально-техническое обеспечение	1) Лабораторное физическое оборудование 2) Материально-техническое сопровождение учебного процесса
Учебно-методическое обеспечение	1) Список основной и дополнительной литературы по физике 2) Учебно-методические пособия для аудиторной работы студентов 3) Методические указания к самостоятельной внеаудиторной работе

Технологическая карта дисциплины (табл. 2) содержит темы занятий, требования к их усвоению, задания и формы контроля, алгоритмы и сроки их выполнения, библиографические источники для подготовки к работе. Таким образом, она выполняет контролируемую функцию по выполнению рабочего плана программы в режиме самостоятельной работы.

Применение курса как структурного средства организации самостоятельной работы студента в аудиторное или внеаудиторное время учебы решает важную педагогическую задачу – сохраняет целостность учебного процесса, формирует умения и навыки в систематизации приобретенных знаний и тем самым обеспечивает высокий уровень успеваемости студентов.

## Фрагмент технологической карты по дисциплине «Физика»

Раздел 2. Электричество и магнетизм	
Лекция 2. Основы электродинамики	
Аудиторная работа (20 марта)	
Что надо сделать	Изучить основные понятия: электрический ток, напряжение, сопротивление, законы постоянного тока, однородная и неоднородная цепи, электродвижущая сила, работа и мощность тока, гальванизация, электрофорез, поляризация ткани.
Как будут проверять	Фронтальный опрос
Внеаудиторная работа (до 20 марта)	
Что надо сделать	Прочитать библиографический источник 1 (стр. 284), 2 (стр. 177) и 4 (стр. 38)
Как будут проверять	Фронтальный опрос

## Лабораторная работа 2. Гальванизация и электрофорез в биологической ткани

## Аудиторная работа (24 марта)

Что надо сделать	Выполнить эксперимент, сдать лабораторный отчет, пройти собеседование по теме занятия
Как будут проверять	Проверка тетради, устное собеседование с преподавателем

## Внеаудиторная работа (до 24 марта)

Что надо сделать	Конспект в лабораторной тетради информационного блока, ответы на вопросы из библиографического источника 3 (стр. 65), тестирование на Образовательном портале «Гальванизация и электрофорез»
Как будут проверять	Проверка тетради, результаты тестирования на Образовательном портале
Библиография	1. Ремизов А. Н. Медицинская и биологическая физика, М. 2003, стр.443 2. Трофимова Т. И. Курс физики, М. 2006, стр.560 3. Стукалова А. С. Лабораторные работы по физике: учебно-методическое пособие, Хабаровск 2022, стр.122 4. Стукалова А. С. Методические указания к самостоятельной внеаудиторной работе по физике, Хабаровск 2022, стр.71

## Список источников

1. Бочкарева Т. Н. Познавательная активность студентов вузов как психолого-педагогическая проблема // Современные исследования социальных проблем. 2017. № 8. С. 18–30.
2. Беляева Е. Г., Петрова В. Ю. О роли силлабуса в российских вузах (на примере английского языка для академических целей) // Вестник ПНИПУ. Проблемы языкознания и педагогики. 2021. № 4. С. 112–125.
3. Каштанова С. Н., Кудрявцев В. А. Силлабус как инструмент регулирования учебной деятельности студентов // Вестник Мининского университета. 2016. № 2 (15). [Электронный ресурс]. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/syllabus-kak-instrument-regulirovaniya-uchebnoy-deyatelnosti-studentov> (дата обращения: 29.06.2024).
4. Груздева М. Н., Тукенова Н. И. Опыт применения силлабуса в организации самостоятельной работы студентов // Вестник Мининского университета. 2016. № 4 (17). [Электронный ресурс]. URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/opyt-primeneniya-syllabusa-v-organizatsii-samostoyatelnoy-raboty-studentov> (дата обращения: 29.06.2024).

УДК 372.853

## ЭКОЛОГИЧЕСКОЕ ВОСПИТАНИЕ НА УРОКАХ ФИЗИКИ

**А. А. Шишкова, Л. В. Горбанева**

Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск

E-mail: [2020101373@pnu.edu.ru](mailto:2020101373@pnu.edu.ru)

*Статья обсуждает важность экологического воспитания в современном мире и роль школьного курса физики в формировании экологического сознания и ответственности у учащихся. Авторы предлагают различные методы и подходы к внедрению экологической составляющей на уроках физики, включая обсуждение экологических проблем, практические эксперименты, решение задач с*



*экологическими проблемами и проектную деятельность. Целью статьи является показать, как школьный курс физики может способствовать формированию экологической грамотности и ответственности у учащихся, и как эти знания и навыки могут помочь им стать активными участниками сохранения окружающей среды и создания устойчивого будущего.*

Экологическое воспитание играет важную роль в современном мире, где проблемы сохранения окружающей среды становятся все более актуальными. Экологическое воспитание должно помогать формировать у подрастающего поколения бережное отношение к окружающему миру, к различным его объектам, и для этого нужно, чтобы дети видели природу не как какой-то обособленный элемент нашего мира, а как совокупность различных природных объектов. В рамках уроков физики можно не только изучать законы природы, но и обсуждать важные экологические вопросы и побуждать учащихся к ответственному отношению к окружающей среде.

Экологическое воспитание формирует у учащихся понимание того, что жизнь является наивысшей ценностью, а также понимание ответственности человечества за все последствия вмешательства его в природу, за будущее биосферы планеты.

Под экологическим воспитанием понимают регулярное педагогическое влияние, которое необходимо для формирования экологического сознания, навыков и умений взаимодействия с окружающей средой. Школьный курс физики играет значительную роль в решении проблем экологического воспитания учащихся. Одна из важнейших задач школьного курса физики – развивать у учащихся научный подход к явлениям и процессам природы. Это дает возможность выработать у школьников умения, важные для изучения и решения доступных им физико-экологических задач [1-7].

Для осуществления экологического воспитания на уроках физики необходимо:

1. Уделять большое внимание созданию общего образа окружающего мира, изучению причин и следствий явлений и различных процессов, которые в нём происходят.
2. Формировать в сознании учащихся понимание тесной и непреходящей связи человека с природой и его воздействия на окружающий мир.
3. Познакомить детей с вопросами более справедливого и контролируемого использования ограниченных ресурсов.
4. Дать понимание детям о важности контроля над природными ресурсами и недопущения загрязнения воздуха, земли и воды.
5. Объяснить подрастающему поколению, какое влияние человек оказывает на природные процессы и как это можно контролировать.
6. Рассказать о последствиях вмешательства человека в природную среду.

В работе для реализации целей и задач экологического образования и воспитания можно использовать следующие виды работ:

- обсуждение экологических проблем в контексте изучаемых тем;
- решение задач с экологическими проблемами;
- экологический семинар;
- выставки на уроках экологического содержания;
- выполнение проектов с экологическим содержанием;
- экологическая конференция.

Рассмотрим некоторые виды.

Одним из способов внедрения экологической составляющей на уроках физики является обсуждение экологических проблем в контексте изучаемых тем. Начиная с 7-8 класса при изучении таких тем как, «Три состояния вещества», «Воздухоплавание», «Теплота сгорания топлива», «Тепловые двигатели», можно рассказать учащимся про загрязнение окружающей среды выбросами в атмосферу различных примесей и его последствия. А, уже изучая саму атмосферу, можно рассказать детям о способах ее очистки, например, методом рассеивания,

являющимся одним из самых эффективных. При изучении темы «Излучение», можно рассказать про парниковый эффект на Земле и возможные последствия его усиления, а также про перспективы использования экологически чистой энергии Солнца и др. Можно обсудить проблемы выбросов углекислого газа при сжигании ископаемых топлив и побудить учащихся к размышлениям о возможных путях энергосбережения и использования альтернативных источников энергии.

Также на уроках физики можно проводить практические эксперименты, направленные на изучение экологически значимых процессов. Например, можно провести эксперимент по измерению уровня шума в различных местах школы и обсудить влияние шума на здоровье человека и природу. Такие практические занятия помогут учащимся лучше понять важность сохранения природы и бережного отношения к ней.

Интересно решение задач с экологическими проблемами:

1. Почему дым от костра, по мере его подъёма перестаёт быть видимым даже в безветренную погоду? Значит ли это, что дым никак не вредит атмосфере планеты?

2. Поясните, на каком явлении основана внекорневая подкормка рассады и плодовых деревьев путём опрыскивания их листьев.

Кроме того, на уроках физики можно изучать исторические примеры экологических катастроф, такие как, авария на Чернобыльской АЭС, и анализировать их причины и последствия. Это поможет учащимся понять, какие ошибки приводят к экологическим катастрофам и как их можно предотвратить.

Примерная тематика для проектной деятельности:

1. Разбор вредных последствий загрязнения атмосферы на примере парникового эффекта и изменения климата.

2. Рассмотрение возможных способов сокращения использования пластиковых материалов и их влияние на окружающую среду.

3. Изучение проблемы вымирания видов и разрушения экосистем с помощью примеров изучения биологических законов.

4. Обсуждение вреда использования электронных устройств и технической аппаратуры на примере потребления энергии и выбросов электромагнитного излучения.

5. Анализ возможных способов энергосбережения и использования альтернативных источников энергии на примере пересмотра потребления электричества в повседневной жизни.

Таким образом, внедрение экологической составляющей на уроках физики является важным шагом к формированию экологической грамотности и ответственности учащихся. Эти знания и навыки помогут им стать активными участниками сохранения окружающей среды и создания устойчивого будущего для всех.

#### Список источников

1. Брызгунова И. Н. Экологическое образование и воспитание на уроках физики // Актуальные аспекты экологии и здоровья детей и молодежи: функционально-деятельностный подход. М. : Учитель, 2017. С. 63–66.

2. Бузова С. В. Научная работа школьников экологической направленности. М. : Академия, 2000.

3. Бурдюгова И. А. Экологическое воспитание детей на современном этапе через проектную деятельность // Вестник научных конференций. Тамбов : Юком, 2017. С. 34–36.

4. Зиятдинов Ш. Г. Экологическая составляющая курса физики. М. : Наука, 2004.

5. Кафарова О. К. Сущность современного экологического воспитания школьников // XXI век, человек и окружающий мир. Омск: ПензГТУ, 2018. С. 36–49.

6. Мещерякова Д. А. Экологическое образование и воспитание учащихся в процессе обучения физике // Научные механизмы решения проблем инновационного развития. Уфа : Мир печати, 2018. С. 32–34.

7. Тихомирова С. А. Экологические таблицы по физике. М. : Просвещение, 1998.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Секция «Теоретическая физика и вычислительная математика»

<b>Булах С. С., Чибисов А. Н., Фёдоров А. С.</b> Влияние вакансии серы на эффективную массу носителей заряда в MoS <sub>2</sub> ...	3
<b>Бухаров Д. Н., Лаврентьев С. М.</b> Компьютерное моделирование структуры графитизированной области в искусственном алмазе .....	5
<b>Воронина А. А., Верхотурова И. В.</b> Моделирование распределения температуры в биологической ткани при радиочастотной абляции при изменении напряжения источника .....	7
<b>Ефименко М. К., Мазур А. И., Мазур И. А.</b> Метод SS-HORSE для описания демократического трехчастичного распада ...	12
<b>Жуков Е. А., Панасюк С. Р.</b> Изучение влияния магнитных волн на генерацию поперечных акустических волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия .....	19
<b>Крылов В. И., Егоршин И. Н., Насыров В. В.</b> Сечения тормозного излучения электронов при их рассеянии на кулоновом центре в присутствии «интенсивного» внешнего поля .....	24
<b>Ливашвили А. И., Виноградова П. В.</b> Светоиндуцированная динамика концентрации наночастиц в наножидкости (нелинейный подход) .....	33
<b>Насыров В. В.</b> Разработка остаточной нейронной сети для классификации и диагностики рака кожи .....	36
<b>Резак Е. В.</b> Исследование математической модели оптического волокна при воздействии деформации изгиба, возникающей как результат влияния внешних и внутренних факторов .....	41
<b>Чуков В. Н.</b> Новые закономерности в поведении узлов обратной решётки на окружности отражения Эвальда для рассеяния волны Рэлея .....	46
<b>Секция «Физика конденсированных сред»</b>	
<b>Барышников С. В.</b> Определение времен релаксации для триглицинсульфата по шумовым характеристикам вблизи фазового перехода .....	53
<b>Галкин Н. Г., Галкин К. Н., Горошко Д. Л., Субботин Е. Ю., Балаган С. А., Горошко О. А., Чернев И. М., Маслов А. М., Кропачев О. В., Доценко С. А.</b> Формирование, структура, оптические, транспортные и термоэлектрические свойства ультратонких и тонких пленок CoSi на кремнии .....	56

<b>Крокош Т. В., Базылев П. В.</b> Исследование динамического метода определения модулей упругости материалов .....	63
<b>Кузьменко А. П., Колпаков А. И., Матарыкин К. А.</b> Магнетронные нанопленки из $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ – p- и $\text{Bi}_{0.5}\text{Te}_3\text{Sb}_{1.5}$ – p-проводимости .....	68
<b>Львов А. Э., Милинский А. Ю., Барышников С. В.</b> Диэлектрические свойства нанокompозитов на основе триглицинсульфата и наночастиц $\text{BaTiO}_3$ .....	73
<b>Мерделина Т. А.</b> Связь реакционной способности молекул углеродных модификаций с их квазилинейчатыми спектрами .....	76
<b>Набережнов А. А., Королева Е. Ю., Молоков А. Ю., Алексеева О. А., Сысоева А. А., Фокин А. В., Горшкова Ю. Е., Ванина П. Ю.</b> Нанокompозитные материалы с модифицированным интерфейсом: структура и свойства .....	78
<b>Образцов К. В., Чибисов А. Н., Фёдоров А. С.</b> Новый квантовый транзистор на основе 2D-мерной системы $\text{Si}/\text{Ge}/\text{Si}$ .....	86
<b>Поляков А. В., Фомин Д. В., Шолыгин И. О., Шеметов Д. А.</b> Структурные и электронные свойства полупроводниковых плёнок $\text{Mg}_2\text{Si}$ , сформированных на $\text{Si}$ (111) .....	88
<b>Прохоренко А. В., Чибисов А. Н., Гниденко А. А., Чибисова М. А., Фёдоров А. С.</b> DFT-предсказание новых 2D-структур кремния .....	93
<b>Прохоренко А. В., Чибисов А. Н., Федоров А. С.</b> Влияние орбитального магнитного момента на распределение намагниченности в монослое $\text{Co}/\text{ZnO}$ .....	96
<b>Рябов И. А., Фомин Д. В., Шолыгин И. О., Поляков А. В.</b> Морфология поверхности тонких плёнок силицида магния .....	100
<b>Стародубцева А. К., Мерделина Т. А.</b> Исследование матрично-изолированных молекул углеродных нанотрубок ..	104
<b>Стукова Е. В., Сахненко А. В.</b> Исследование диэлектрических свойств йодида диизопропиламмония в наноразмерных матрицах .....	106
<b>Филимонов А. В., Бондаренко В. Б.</b> Естественно размерный эффект в гетероконтактах III-нитридов .....	109
<b>Чернечкин И. А., Милинский А. Ю., Барышников С. Ю.</b> Фазовые переходы в нанокompозитах $\text{RbNO}_3/\text{УНТ}$ .....	113
<b>Шеметов Д. А., Фомин Д. В., Поляков А. В., Шолыгин И. О.</b> Оптические свойства плёнок силицида магния, сформированных методом реактивной эпитаксии на кремнии .....	115

<b>Шолыгин И. О., Поляков А. В., Фомин Д. В.</b> Расчет энергий прямых и непрямых переходов для тонких пленок Mg <sub>2</sub> Si, сформированных на кремнии .....	120
<b>Юрина В. Ю., Нецименко В. В.</b> Радиационно-стойкие полые частицы оксида алюминия и диоксида кремния .....	125
<b>Секция «Физическое материаловедение»</b>	
<b>Абзаев Ю. А., Клопотов А. А., Сыртанов М. С., Волокитин Г. Г., Каракчиева Н. И., Лавров В. Ю.</b> Кристаллографические и термодинамические свойства соединений системы Ni-V. Рентгеноструктурное исследование .....	129
<b>Агнаев С. С., Демин К. А., Дондуков С. Д., Хаглеев А. Н.</b> Исследование свойств поверхности полипропиленовых пленок, модифицированных в низкотемпературной плазме атмосферного давления ...	133
<b>Бурков А. А., Быцур А. Ю., Кулик М. А.</b> Сравнительные испытания электроискровых Cu-Ti покрытий при сухом трении и в растворе SBF .....	136
<b>Волокитин Г. Г., Клопотов А. А., Черемных В. А., Рыбалов Н. О., Безухов К. А.</b> Влияние воздействия высокоэнтальпийным плазменным пучком на поверхность древесины .....	141
<b>Галкин Н. Г., Ян Д. Т., Галкин К. Н., Маслов А. М.</b> Оптические функции и оценка ширины запрещенной зоны пористого кремния с различной толщиной в диапазоне энергий фотонов 0,1-6,2 эВ ...	145
<b>Дворник М. И., Михайленко Е. А., Бурков А. А., Черняков Е. В.</b> Исследование износостойкости режущих пластин, полученных из сплава T5K10 с применением пресс-формы, изготовленной методом 3Д-печати из полилактида .....	156
<b>Дворник М. И., Михайленко Е. А., Бурков А. А., Черняков Е. В.</b> Проблемы применения пластиковой пресс-формы, полученной методом 3Д-печати, для изготовления твердосплавной фрезы .....	159
<b>Дворник М. И., Михайленко Е. А., Шичалин О. О.</b> Получение методом искрового плазменного спекания образцов карбида вольфрама и наноструктурного твердого сплава и исследование их характеристик .....	163
<b>Дондуков С. Д., Демин К. А., Агнаев С. С., Хаглеев А. Н.</b> Исследование гидрофизических свойств лубяного волокна, модифицированного в низкотемпературной плазме атмосферного давления .....	170
<b>Каракчиева Н. И., Клопотов А. А., Абзаев Ю. А., Сачков В. И., Курзина И. А.</b> Порошковая технология для получения градиентных материалов на основе Ti-Al .....	172

<b>Чигрин П. Г., Гниденко А. А.</b> Структура и каталитические свойства в процессе горения углерода ортохромита иттрия, допированного ионами лития .....	174
<b>Секция «Общая и техническая физика. Оптика»</b>	
<b>Базылев П. В.</b> Применение емкостных преобразователей для измерений скорости продольных ультразвуковых волн в диэлектриках в широком диапазоне частот .....	176
<b>Голых А. Е., Сагеева А. Р., Фомин Д. В.</b> Спектральные характеристики имитатора транспортно-пускового контейнера, полученные при воздействии на него синусоидальной волны ...	183
<b>Зубко Е. И., Голых А. Е., Фомин Д. В.</b> Исследование виброустойчивости кварцевого резонатора прибора «Меридиан-Амур» .....	188
<b>Иванов В. И., Мяготин А. В.</b> Голографический метод диагностики наночастиц в жидкости .....	191
<b>Иванов В. И., Мяготин А. В.</b> Оптоволоконная схема диагностики прозрачных наносuspензий .....	194
<b>Константинов А. В., Римлянд В. И.</b> Программный комплекс фильтрации сигналов акустической эмиссии системы «PROGNOZ-ADS» .....	197
<b>Петкевич В. М., Петкевич А. М., Пячин С. А., Макиенко В. М.</b> Влияние конструктивных особенностей муфт на механические свойства сварных соединений полиэтиленовых труб .....	202
<b>Пошарникова К. С., Казарбин А. В., Драчёв К. А.</b> Применение программного комплекса регистрации и постобработки акустических сигналов информационно-измерительной системы .....	208
<b>Пошарникова К. С., Казарбин А. В., Драчёв К. А.</b> Расчет акустических полей армированных полимерных материалов методом конечных элементов .....	211
<b>Пячин С. А., Иванов В. И., Петкевич В. М.</b> Оценка эффективности метода лазерной сепарации дисперсных систем ....	214
<b>Рекунова Н. Н., Щербатюк А. И., Зиссер И. С., Иванов В. И., Пячин С. А.</b> Трансформация рельефа полимерной пленки при лазерном облучении .....	219
<b>Рябинкин К. С., Фролов В. И., Литвих Д. А., Пупатенко В. В.</b> Применение экспериментальной сейсмостанции «СейсмоПро» для изучения вулканической активности .....	223
<b>Сюй А. В., Гурин М. С., Лёуль Зевдие В., Мартынов И. В., Дюбо Д. В., Штарёв Д. С., Целиков Д. И., Целиков Г. И.</b> Фотонагрев с помощью наночастиц $Ti_2AlC:Y$ 0,2 вес.% для получения солнечного пара .....	229

<b>Фомин Д. В., Поляков А. В., Голых А. Е.</b> Устройство для автоматизации работы ЛАТРа .....	235
<b>Секция «Физическое образование (школьное и вузовское)»</b>	
<b>Горбанева Л. В., Горбанева Н. В.</b> Продленка с герценовским университетом как платформа для развития интересов школьников к изучению физики .....	239
<b>Ефимова О. В., Дубов В. Л.</b> Компьютерная игра «BALL IN BASKET» в обучении физике .....	243
<b>Казарбин А. В., Лунина Ю. В., Драчёв К. А., Пошарникова К. С.</b> Сетевая форма реализации образовательных программ как способ создания единого образовательного пространства .....	244
<b>Керимова Ю. А.</b> Организация дневных астрономических наблюдений в рамках внеурочной работы .....	248
<b>Копылова И. Б.</b> Первые шаги перехода на новую систему высшего образования .....	253
<b>Милинский А. Ю., Барышников С. В.</b> Тепловой приемник для проведения демонстрационного эксперимента .....	255
<b>Насыров В. В.</b> Разработка виртуальных лабораторных работ в сервисе Tinkercad .....	257
<b>Обыдённова П. А., Горбанева Л. В.</b> Задачи, в условиях которых мало данных или «ничего не дано» .....	261
<b>Пошарникова К. С., Казарбин А. В., Драчёв К. А.</b> Задачи развития инженерного мышления в вузе .....	264
<b>Стукалова А. С.</b> Силлабус как средство вовлеченности студентов в учебный процесс .....	268
<b>Шишкова А. А., Горбанева Л. В.</b> Экологическое воспитание на уроках физики .....	272

*Научное электронное издание*

**ФИЗИКА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ,  
ОБРАЗОВАНИЕ**

Материалы XXII Всероссийской научной конференции

(30 сентября – 4 октября 2024 г.)

Публикуется в авторском варианте

Компьютерная верстка *Е. А. Кулагиной*

Дизайнер обложки *А. О. Меньшикова*

Подписано к использованию 03.12.2024. Объем данных: 210 МБ.

Издательство Тихоокеанского государственного университета.  
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.  
Отдел электронных и печатных изданий РИОЦ ТОГУ.  
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.