

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

Саратовский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В. А. Котельникова РАН

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

# «НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»

Сборник трудов XIII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 4 – 6 сентября 2018 г.)

Саратов  
Издательство “Техно-Декор”  
2018

УДК 517.9, 531.1  
ББК 22.311я43  
Н25

**«Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»:**  
сборник трудов Н25 XIII Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов : Изда-  
тельство “Техно-Декор”, 2018. – 403 с. : ил.  
ISBN: 978-5-6041624-1-5

В сборнике опубликованы материалы XIII Всероссийской конференции молодых уче-ных «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Работы участников связаны с созданием метаматериалов, углеродных наноструктур, нанокompозитных материалов, фонон-ных, магнонных и плазмонных кристаллов и анализа их свойств, исследованием взаимодей-ствия электромагнитных волн с различными средами, изучением сложных, хаотических про-цессов в динамических системах, применением методов нелинейной динамики в физиологии, медицинской диагностике, информационных системах, радиофизике и электронике.

Для научных работников, преподавателей, аспирантов, студентов, специализирую-щихся в области радиофизики, электроники, оптики, физики магнитных явлений, акустоэлек-троники.

Редакционная коллегия:

доктор физ.- мат. наук *Е. П. Селезнев* (отв. редактор)  
кандидат физ.- мат. наук *А. А. Теплых* (отв. секретарь)  
инженер *И. Г. Мангушева*  
инженер *О.Ю. Кондратьева*

*Конференция организована при финансовой поддержке  
Российского фонда фундаментальных исследований,  
Президиума Российской академии наук,  
Саратовского отделения Института инженеров электроники и радиотехники  
(IEEE /MTT/ED/AP/CPMT Saratov–Penza Chapter)*

УДК 517.9, 531.1  
ББК 22.311я43

**ISBN 978-5-6041624-1-5**

© Саратовский филиал ИРЭ  
им. В. А. Котельникова РАН, 2018

**Почетный председатель конференции**

Ю. В. Гуляев, акад. РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия

**Председатель конференции**

С. А. Никитов, чл.-корр. РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия

**Зам. председателя конференции**

Ю. А. Филимонов, д-р физ.-мат. наук, Саратовский филиал  
ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Россия

**Председатель программного комитета**

Н. И. Сеницын, д-р физ.-мат. наук, Саратовский филиал  
ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Россия

**Программный комитет**

Безручко Б.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Вениг С.Б. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
Дмитриев А.С. – ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия  
Зайцев Б.Д. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Кузнецов А.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Кузнецов С.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Мельников Л.А. – СГТУ им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия  
Попов В.В. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Прохоров М.Д. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Селезнев Е.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Сергеев В.А. – УФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Ульяновск, Россия  
Смирнов В.М. – ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Фрязино, Россия  
Стальмахов А.В. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
Трубецков Д.И. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
Усанов Д.А. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
Ушаков Н.М. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия  
Шараевский Ю.П. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
Яфаров Р.К. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия



## ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ

**Бахтизин Р.З.** (д.ф.-м.н., Башкирский государственный университет, Уфа) «Особенности работы сканирующего туннельного микроскопа и интерпретация СТМ-изображений»

**Высоцкий С.Л.** (к.ф.-м.н., СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратов) «Магнетонные метаструктуры на основе пленок ЖИГ»

**Иванченко М.В.** (д.ф.-м.н., Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород) «Бифуркации в открытых квантовых системах: подходы и перспективы»

**Караваев А.С.** (к.ф.-м.н., СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратов) «Синхронизация элементов регуляции сердечно-сосудистой системы: анализ экспериментальных данных и математическое моделирование»

**Кузнецов С.П.** (д.ф.-м.н., СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратов) «Гиперболический и псевдогиперболический хаос в физически реализуемых системах»

**Купцов П.В.** (д.ф.-м.н., Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.) «Виды локальных показателей Ляпунова, их вычисление и использование на примере анализа псевдогиперболичности»

**Стародубов А.В.** (к.ф.-м.н., Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов) «Современные технологии изготовления планарных замедляющих структур для терагерцовых устройств вакуумной микроэлектроники»

**Фатеев Д.В.** (к.ф.-м.н., СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратов) «Детектирование терагерцового излучения в плазмонных структурах на основе графена»

## ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ RRAM НА ОСНОВЕ ОКСИДНЫХ НАНОСТРУКТУР ТИТАНА

**В. И. Авилов, В. А. Смирнов, Р. В. Томинов,  
Н. А. Шарапов, Н. А. Полупанов**

*Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники  
и приборостроения, Таганрог  
E-mail: Avir89@yandex.ru*

Развитие современных электронных устройств связано с применением новых методов нанотехнологий, позволяющих изготавливать компоненты вычислительной техники с высокой степенью интеграции на кристалле. Одними из таких элементов является мемристорные структуры, способные переключаться между состояниями с высоким (HRS) и низким (LRS) сопротивлением, которые могут быть использованы в перспективной резистивной памяти (RRAM), обладающей высоким быстродействием и низкой потребляемой энергией. При этом анализ литературы показал, что среди различных материалов, применяемых при формировании мемристорных структур наиболее предпочтителен оксид титана, поскольку структуры на его основе обладают высокими отношением сопротивлений в состояниях HRS и LRS и воспроизводимостью параметров. Среди различных методов формирования мемристорных структур на основе оксида титана выделяется метод локального анодного окисления, позволяющий прецизионно формировать структуры, не требующие электроформовки. Поэтому актуальной задачей является изготовление и исследование характеристик элементов RRAM на основе оксидных наноразмерных структур титана, полученных методом локального анодного окисления.

Для проведения экспериментальных исследований использовалась подложка структуры  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  с нанесенной на поверхность методом магнетронного распыления на многофункциональной установке Auto 500 (BOC Edwards, Англия) пленкой титана, толщиной около 20 нм (рисунок 1,а). Для изготовления макета элементов памяти RRAM проводилось травление пленки титана методом фокусированных ионных пучков на растровом электронном микроскопе с ионной колонной Nova NanoLab 600 (FEI, Нидерланды) с образованием изолированных друг от друга структур нижних электродов (рисунок 1,б). Затем проводилось локальное анодное окисление структур нижних электродов на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 Pro (НТ-МДТ, Россия) с образованием массива оксидных наноразмерных структур (рисунок 1,в). После этого методом ионно-стимулированного осаждения с помощью Nova NanoLab 600 были сформированы структуры верхних электродов (рис. 1,г).

Исследование электрических характеристик макета элемента памяти RRAM показал, что полученные структуры проявляют мемристорный эффект и переключаются между состояниями с высоким (11,2 ГОм) и низким (0,7 ГОм) сопротивлением (рис. 2).

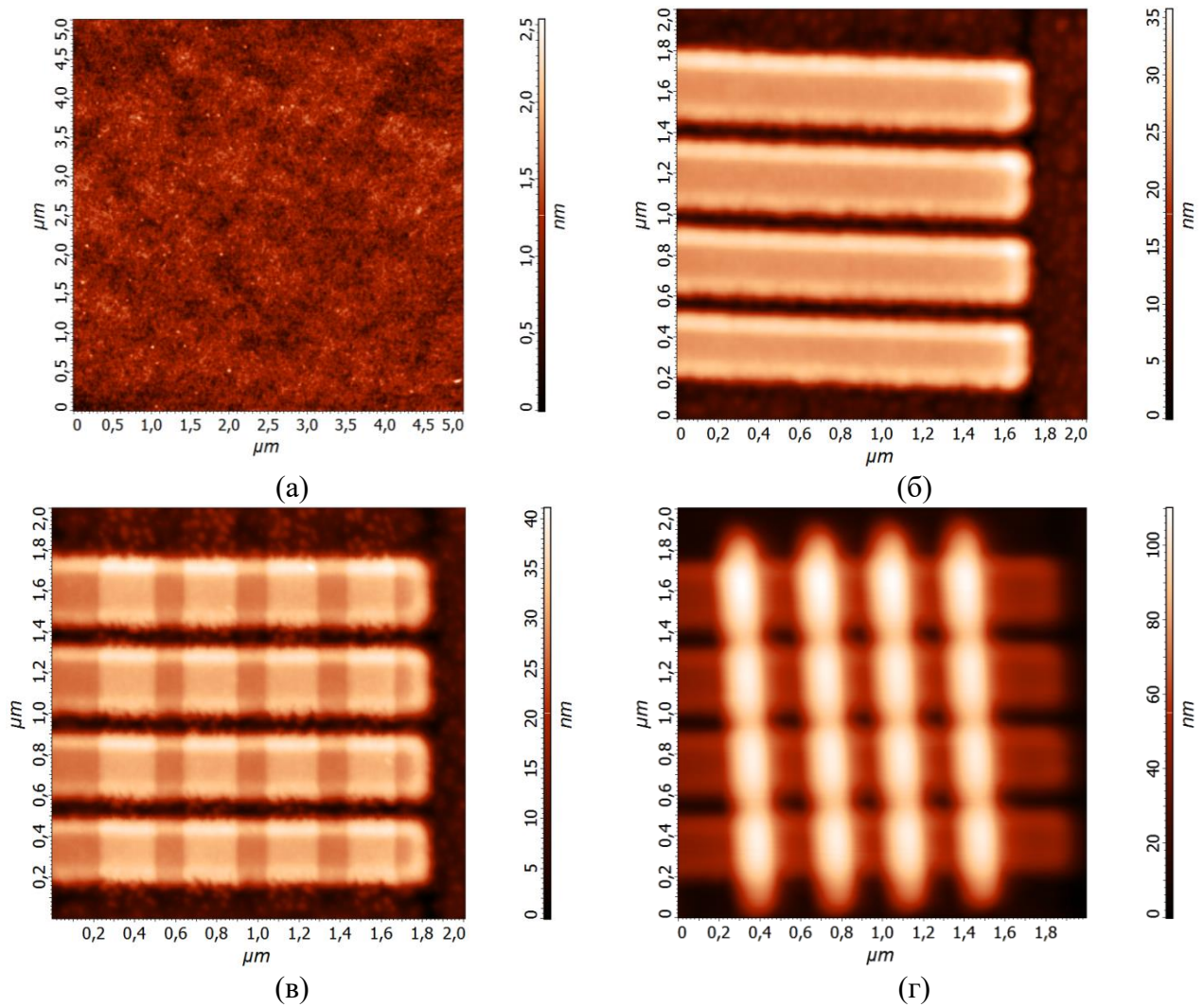


Рис. 1. АСМ-изображения этапов формирования макета памяти RRAM: (а) – пленка титана, (б) – структуры нижних контактов, (в) – массив оксидных наноразмерных структур титана, (г) – структуры верхних контактов

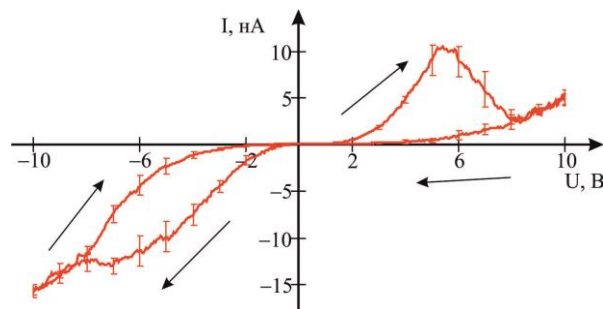


Рис. 2. Усредненная вольтамперная характеристика макета памяти RRAM

Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов изготовления элементов памяти на основе RRAM.

*Исследования выполнены при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ (проект № МК-2721.2018.8) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-37-00299).*

## ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХМОДОВЫХ ГИРОТРОНОВ В РЕЖИМЕ ЖЕСТКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В ЦЕПИ СВЯЗИ

А.Б. Адилова<sup>1</sup>, Н.М. Рыскин<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Саратовский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: AdilovaAB@info.sgu.ru

Исследование синхронизации связанных систем относится к числу основных направлений развития нелинейной динамики. В частности, взаимная синхронизация связанных сверхвысокочастотных (СВЧ) генераторов широко применяется в системах сложения мощностей. При этом принципиальную роль играет запаздывание, которое обусловлено конечным временем распространения сигнала от одного генератора к другому, а расстояние между ними может существенно превышать длину волны. В последнее время привлекла внимание задача о взаимной синхронизации мощных гиротронов [1], которые предполагается использовать для нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза.

В настоящей работе проводится изучение синхронизации двух связанных двухмодовых гиротронов. Моделирование проводится на основе известных уравнений нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой поля [2]. В рамках этой теории уравнения движения электронов имеют вид

$$\frac{dp}{d\zeta} + i(\Delta_H + |p|^2 - 1)p = i \sum_s A_s f_s(\zeta) \exp(i\psi_s) \quad (1)$$

Здесь  $p$  — безразмерный поперечный импульс электронов,  $A_s$  — безразмерные комплексные амплитуды поля мод,  $\zeta$  — безразмерная продольная координата  $\zeta = (\beta_{\perp}^2 / \beta_{\parallel}) (\omega_0 z / c)$ ,  $\omega_0$  — опорная частота,  $\beta_{\parallel} = v_{\parallel 0} / c$ ,  $\beta_{\perp} = v_{\perp 0} / c$ ,  $\Delta_H = 2(\omega_0 - \omega_H) / (\beta_{\perp}^2 \omega_0)$  — циклотронная расстройка. Функция  $f_s(\zeta)$  описывает распределение поля в резонаторе  $f_s(\zeta) = f_{s0}(\zeta) \exp(i\Delta_{s0}\zeta)$ , где  $f_{s0}(\zeta)$  — продольное распределение ВЧ-поля в «холодном» резонаторе,  $\Delta_{s0} = \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \frac{\omega_s - \omega_0}{\omega_0}$  —

безразмерная отстройка частоты  $\omega_s$   $s$ -й моды от частоты рабочей моды  $\omega_0$ . Если выбрать  $\omega_0$  равной собственной частоте рабочей моды, то для нее  $\Delta_{s0} = 0$ .

Амплитуды  $A_s$  подчиняются уравнениям возбуждения

$$\frac{dA_{j,s}}{dt} + i\frac{\Delta}{2}A_{j,s} + A_{j,s} = iI_s \int_0^{\mu} J_{j,s}(\zeta, t) f_s^*(\zeta) d\zeta + \delta_{s,0} \rho e^{-i\psi} A_{j,s}(t - \tau) \quad (2)$$

где  $\Delta$  — нормированная расстройка собственных частот гиротронов,  $\rho$  — параметр связи,  $\tau = \omega_0 t_d / 2Q$  — нормированное время задержки  $t_d$ ,  $\psi = \omega_0 t_d$  —



набег фазы сигнала за время прохождения по цепи связи,  $\delta_{s,0}$  — символ Кронекера,  $s = 0,1$  — номер соответствующей моды, индекс  $j = 1,2$  соответствует первому и второму соответственно. Будем считать, что воздействие одного гиротрона на другой проходит только на основной моде ( $s = 0$ ).

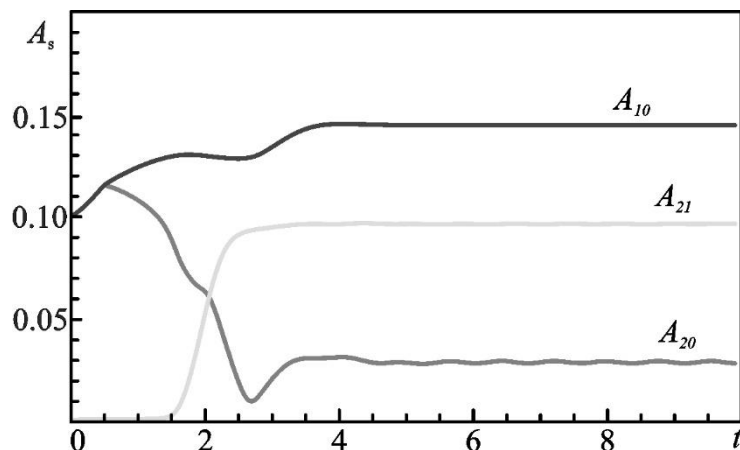


Рис. 1. Зависимость амплитуд 1 и 2 моды первого и второго гиротрона при  $\psi=1.0\pi$ ,  $\tau=5$ ,  $I_s=0.06$ ,  $\Delta_H=0.53$ ,  $\Delta_s=0.2$ ,  $\rho=0.5$

В работе [3] проведено исследование системы двух связанных гиротронов в случае одной моды ( $s = 0$ ). Были обнаружены нетривиальные режимы, а именно при определенном выборе начальных условий помимо режима синхронизации, возможно полное подавление колебаний обоих гиротронов. Однако, при моделировании двухмодовой системы, происходит подавление колебаний паразитной моды и устанавливается режим синхронизации на частоте основной моды.

Также было обнаружено, что взаимная связь между гиротронами может приводить, напротив, к возбуждению паразитной моды. Как видно из рис.1 режим синхронизации не устанавливается, а происходит установление колебаний основной моды первого гиротрона и паразитной моды второго гиротрона. Однако, колебания паразитной моды второго гиротрона не подавляются, а устанавливаются малой амплитуды.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-02-00839).*

#### Библиографический список

1. Rozental R. M., Ginzburg N. S., Glyavin, M. Yu., Sergeev A. S. and Zotova I. V. Mutual synchronization of weakly coupled gyrotrons // *Physics of Plasmas*. 2015, 22, 093118.
2. G.S. Nusinovich, Introduction to the Physics of Gyrotrons // Johns Hopkins University Press, Baltimore, 2004.
3. Adilova A.B., Gerasimova S.A., Melnikova M.M., Tyshkun A.V., Rozhnev A.G., Ryskin N.M. // Proc. SPIE 10717, Saratov Fall Meeting 2017: Laser Physics and Photonics XVIII; and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data IV, 107170A

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ СЕТЕЙ НЕЙРОПОДОБНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

**А. В. Андреев<sup>1</sup>, В. В. Макаров<sup>1</sup>, А. Н. Писарчик<sup>1, 2</sup>, А. Е. Храмов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский государственный технический университет имени Гагаина Ю.А.*

<sup>2</sup>*Центр биомедицинских технологий, Технический университет Мадрида*

*E-mail: andreevandreii1993@gmail.com*

Головной мозг является одним из самых сложных динамических систем. Для изучения динамики мозга применяются различные подходы, в том числе физиологические, биохимические и математические. Рассмотрение нейронной системы мозга как сети связанных динамических единиц является эффективным математическим способом моделирования сложного поведения реальной нейронной системы. Многочисленные исследования посвящены изучению структурных свойств таких нейронных сетей, которые могут помочь в лучшем понимании динамических свойств реальных синаптически связанных нейронных сетей [1].

В данной работе проводится исследование динамики многослойной сети глобально связанных нейронных осцилляторов со случайно распределенными силами связи при наличии шума в каждом из них. В качестве модельного нейрона мы выбирали отображение Рутькова [2,3]. Следует отметить, что модели нейронов на основе отображений очень эффективны для численного моделирования нейронной динамики и функциональности в нейробиологических сетях, поскольку они позволяют изучать взаимодействие между отдельными нейронами и колебаниями среднего поля, сформированными в крупномасштабных сетях. Они также могут быть использованы для реализации биологических нейронных механизмов, ответственных за обработку сенсорной информации, такой как визуальная, слуховая и тактильная, а также для создания синтетических нейробиологических контроллеров реального времени для биометрических роботов и нейронных протезов.

В моделировании значения параметров выбраны таким образом, чтобы каждый нейрон, будучи автономным, находился в режиме молчания. Связи между нейронами являлись химическими и представляли собой структуру «все со всеми», но сила связи выбиралась случайным образом из некоторого диапазона, при этом между нейронами разных слоев она была в 2 раза меньше, чем между нейронами внутри одного слоя. Внутри каждого слоя все связи являлись возбуждающими в то время, как между слоями часть связей была возбуждающей, а другая часть – ингибиторной. На часть нейронов в первом слое подавалось внешнее воздействие постоянной амплитуды, которое переводило их в возбужденное состояние, в котором они начинали непрерывно генерировать спайки. В зависимости от силы связи спайки в пресинаптическом нейроне приводили к генерации спайков и в постсинаптическом нейроне, на который при этом не подавалось никакого внешнего воздействия.

Была исследована динамика данной сети в зависимости от таких параметров,

как число стимулируемых нейронов и доля ингибиторных связей между слоями. Для этого были построены и проанализированы как двухпараметрические зависимости амплитуды колебаний мембранного потенциала каждого нейрона в зависимости от времени и номера нейрона, так и усредненные по всей сети и каждому слою временные зависимости мембранного потенциала для различных значений числа стимулируемых нейронов и доли ингибиторных связей между слоями. Также для проведения более полноценного анализа динамики исследуемой системы была рассчитана такая характеристика, как характерное время корреляции, которая является одной из мер когерентности сети [4]:

$$\tau_c = \sum_{n_0}^N C(\tau)^2 \quad (5)$$

где  $n_0$  – количество итераций переходного процесса,  $N$  – общее число итераций,  $C(\tau)$  - автокорреляционная функция, определяемая как:

$$C(\tau) = \frac{\langle (x(n) - \langle x \rangle)(x(n+\tau) - \langle x \rangle) \rangle}{\langle (x(n) - \langle x \rangle)^2 \rangle} \quad (6)$$

где  $x$  – усредненный сигнал,  $\langle x \rangle$  - усреднение по времени от  $n_0$  до  $N$ .

Был обнаружен эффект образования пространственно-временных структур, когда все нестимулируемые нейроны начинали несинхронизованно генерировать спайки в течение некоторого периода времени, затем все они переходили в режим «молчания», а после некоторого промежутка времени снова начинали генерировать спайки и т.д. При этом на усредненных по всем нейронам сигналах прослеживается возникновение высокочастотной активности. Были обнаружены области количества стимулируемых нейронов и доли ингибиторных связей между слоями, когда система находится в состоянии наибольшей когерентности, характеризующейся при этом максимальным значением характерного времени корреляции. В данном состоянии система способна воспринимать и обрабатывать входящие сигналы наиболее эффективно. На ряду с вышесказанным были обнаружены области данных параметров, при которых динамика в первом и втором слое кардинально отличается.

*Численное моделирование выполнено при поддержке Президента РФ (грант МК-5850.2018.2), анализ полученных данных осуществлен при поддержке Президента РФ (грант НШ-2737.2018.2).*

#### Библиографический список

1. O.V. Maslennikov, V.I. Nekorkin // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 694-704.
2. N.F. Rulkov, I. Timofeev, M. Buzhenov // J. Comp. Neuroscience. 2004. V. 17. P. 203-223.
3. F.A.S. Ferrari et al. // New J. Phys. 2015. V. 17. P. 055024.
4. A.S. Pikovsky, J. Kurths // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 775–778.

## ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ НИКЕЛЯ

Е.В. Аргунов<sup>1</sup>, О.А. Шинкаренко<sup>1</sup>, В.П. Севостьянов<sup>2</sup>, Е.Г. Глуховской<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт технологий органической, неорганической химии и биотехнологий

E-mail: efim.argunov@mail.ru

Наноразмерные частицы никеля находятся под пристальным вниманием исследователей благодаря сочетанию уникальных свойств – магнетным, механическим (повышенной твердостью), термической стойкости, высокой химической активности, полупроводниковой проводимости и др. Все это открывает широкие перспективы использования их в различных научных областях и отраслях промышленности. Успехи в получении и использовании наночастиц никеля в значительной мере зависят от возможностей методов синтеза – от того, позволяет ли выбранный метод получать стабильные наночастицы заданного размера, в течение длительного времени сохраняющие высокую химическую активность.

Целью данного исследования является получение наночастиц никеля методом химического восстановления [1] в водном растворе с использованием различных поверхностно-активных веществ и дальнейшее исследование.

Получение частиц осуществлялось путем реакции химического восстановления гидразин-гидратом. В качестве стабилизаторов для каждого из последующих синтезов использовали поверхностно-активные вещества: цетилтриметиламмония бромид (ЦТАБ)  $[(C_{16}H_{33})N(CH_3)_3]Br$ , цетилпиридиний хлорид (ЦПХ)  $[C_{21}H_{38}ClN]$ , додецилсульфат натрия (ДДСН)  $[C_{12}H_{25}SO_4Na]$ .

Присутствие наночастиц никеля в растворе подтверждалось методом спектрофотометрического анализа: на спектрах поглощения в диапазоне от 190 до 400 нм регистрировался характерный максимум на длине волны 262 нм (рис. 1), что согласно [2] в диапазоне 215 – 350 нм. Кроме основного пика характерного для наночастиц никеля (рисунок, б) можно увидеть появления пика около 263 нм [3], который наблюдается у выбранного нами ПАВ, ЦПХ.

Методом электронной микроскопии было обнаружено следующее. При синтезе наночастиц в мицеллах цетилтриметиламмония бромида их форма близка к сферической, а размеры составляют от 50 до 400 нм. Элементный анализ показал содержание никеля составляет около 9 %. При синтезе никеля в мицеллах цетилпиридиния хлорида образуются деформированные пластинчатые наночастицы с размерами от 50 нм и выше. При этом количество никеля почти в 2 раза больше, чем в предыдущем случае. Наночастицы никеля, синтезированные в мицеллах додецилсульфата натрия имеют форму пластин. Важной особенностью этой методики синтеза является то, что в результате него в полученном растворе содержится больше количество солей никеля и поверхностно-активного вещества. Эта методика может представлять определенный интерес, если целью является получение именно таких плоских наночастиц. Однако ее требуется дополнительно оптимизировать так, чтобы повысить выход требуемого материала и уменьшить

содержание поверхностно-активного вещества.

Таким образом, для получения в мицеллах сферических наночастиц наиболее предпочтительно использование цетилтриметиламмония бромида и цетилпиридиния хлорида в качестве ПАВ.

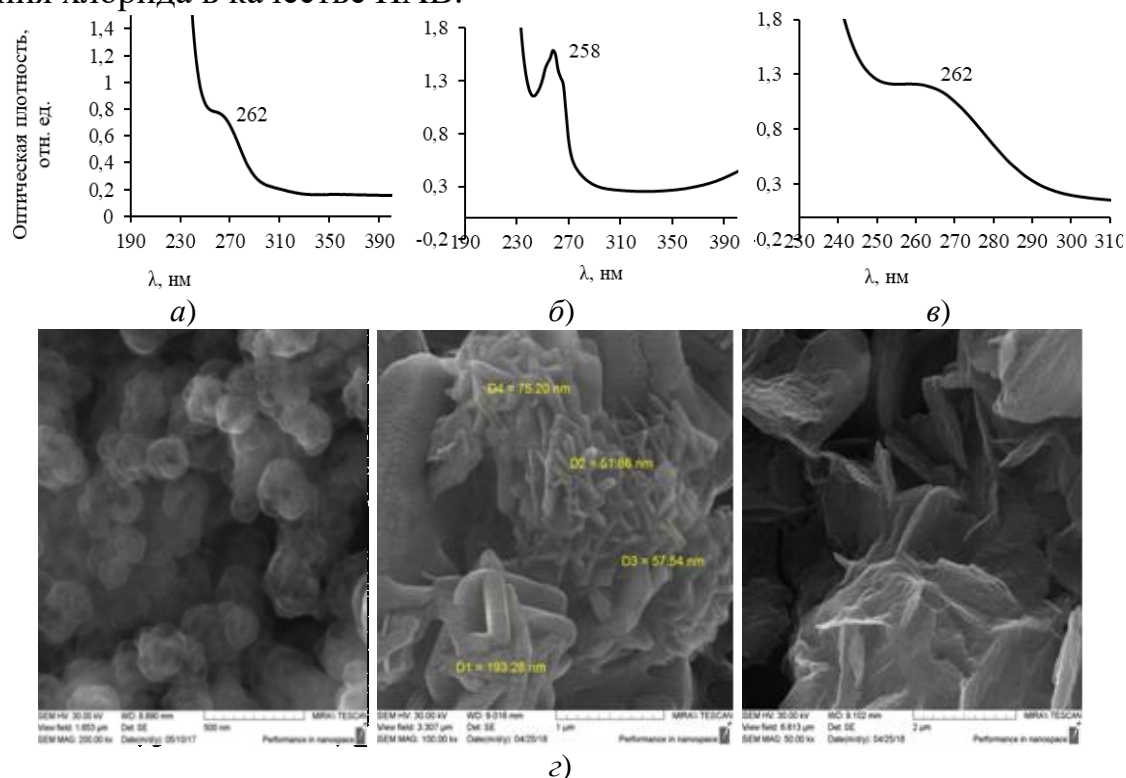


Рис. 1. а, б, в – Спектры поглощения наночастиц никеля, полученных при рН = 12,6 в мицеллах ЦТАБ, ЦПХ и ДДСН, соответственно; г – изображения наночастиц в электронном микроскопе

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-07-00407.

#### Библиографический список

1. Беглецова, Н.Н., Селифонова, Е.И., Захаревич, А.М., Чернова, Р.К., Глуховской, Е.Г. // Вестник Южно-Уральского государственного университета. 2017. № 4. С. 14.
2. Еришов, Б. Г. // Рос. хим. ж. (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). 2001. т. XLV, № 3. С. 22.
3. Симонян, Е.В., Ножкина, Н.Н., Хачатрян, М.А., Габитова, Д.М. // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2016. № 5. С. 437.

**КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ДВУХ ВИХРЕВЫХ РЕШЕТОК****Е. М. Артемова, А. А. Килин**

<sup>1</sup>Удмуртский государственный университет  
426034, Россия, г. Ижевск, ул. Университетская, д.1  
E-mail: liz-artemova2014@yandex.ru

В работе рассматривается движение двух ортогональных вихревых решеток, образующие которых равны между собой и равны  $2\pi$ , данная задача эквивалентна задаче о движении точечных вихрей на торе. Соответствующий системе гамильтониан (общий вид гамильтониана [1, 2]) имеет вид:

$$H = -\frac{1}{2\pi}\Gamma_1\Gamma_2\left(\sum_{m=-\infty}^{\infty}\ln\left(\frac{\operatorname{ch}(x_1-x_2-2\pi m)-\cos(y_1-y_2)}{\operatorname{ch}(2\pi m)}\right)-\frac{(x_1-x_2)^2}{2\pi}\right).$$

где  $(x_i, y_i)$  – координаты  $i$ -ой решетки. Тогда уравнения движения в явном виде, запишутся как:

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= -\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}\dot{x}_2 = -\frac{1}{2\pi}\Gamma_2\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{\sin(y_1-y_2)}{\operatorname{ch}(x_1-x_2-2m\pi)-\cos(y_1-y_2)}, \\ \dot{y}_1 &= -\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}\dot{y}_2 = \frac{1}{2\pi}\Gamma_2\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{\operatorname{sh}(x_1-x_2-2m\pi)}{\operatorname{ch}(x_1-x_2-2m\pi)-\cos(y_1-y_2)}-\frac{x_1-x_2}{\pi}.\end{aligned}$$

Следует отметить, что данная система уравнений, помимо интеграла энергии, допускает еще два первых интеграла движения  $Q, P$ . Для построения фазового портрета проведем редукцию уравнений движения по первым интегралам [3]. Выполним следующую замену переменных:

$$Q = \Gamma_1x_1 + \Gamma_2x_2, \quad P = \Gamma_1y_1 + \Gamma_2y_2, \quad \xi = x_1 - x_2, \quad \eta = y_1 - y_2,$$

тогда уравнения движения в новых переменных, на заданном уровне первых интегралов, примут вид:

$$\begin{aligned}\dot{\xi} &= -\frac{1}{2\pi}(\Gamma_2 + \Gamma_1)\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{\sin\eta}{\operatorname{ch}(\xi-2m\pi)-\cos\eta}, \\ \dot{\eta} &= \frac{1}{2\pi}(\Gamma_2 + \Gamma_1)\left(\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{\operatorname{sh}(\xi-2m\pi)}{\operatorname{ch}(\xi-2m\pi)-\cos\eta}-\frac{\xi}{\pi}\right).\end{aligned}$$

В дальнейшем будем называть эту систему приведенной системой, и считать, что она описывает движение точечных вихрей на торе (т.е. правые части уравнений являются  $2\pi$ -периодическими (см. рис. 1)). В этом случае, траектории в абсолютном пространстве становятся разрывными, а разным фрагментам траектории соответствуют разные части траектории разных вихрей одной и той же решетки. Для восстановления траектории одного вихря из конкретной вихревой решетки, необходимо рассматривать приведенную систему как систему на плоскости (без учета периодичности) (см. рис. 2), тогда траектории в абсолютном пространстве будут непрерывными.

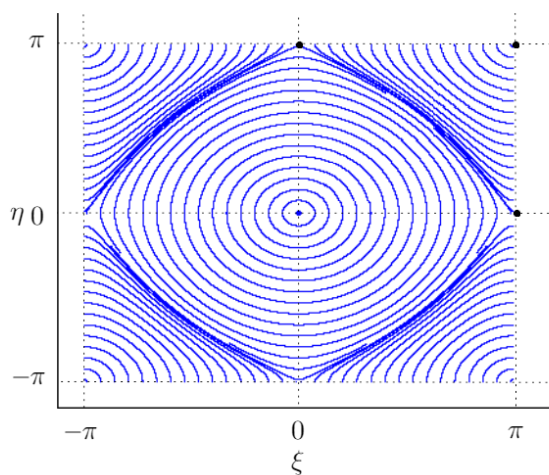


Рис. 1

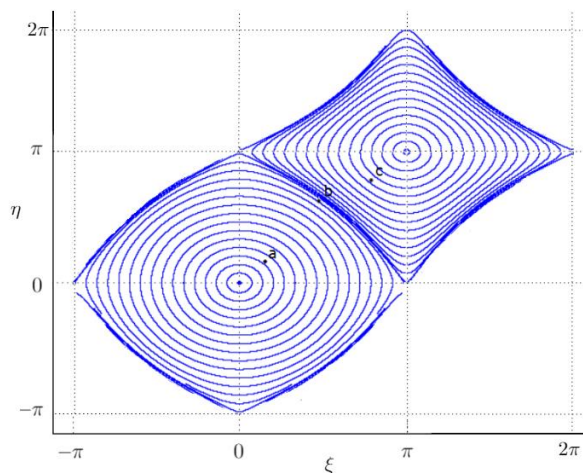


Рис. 2

На рис. 1 точками отмечены положения трех неподвижных точек: две неустойчивые и одна устойчивая, которые соответствуют стационарным конфигурациям вихрей. Из условия подобия траекторий приведенной системы траекториям в абсолютном пространстве, а также ограниченности траектории на фазовом портрете, следует ограниченность траектории вихрей. На рис. 3 и 4 представлены примеры траектории вихрей в абсолютном пространстве.

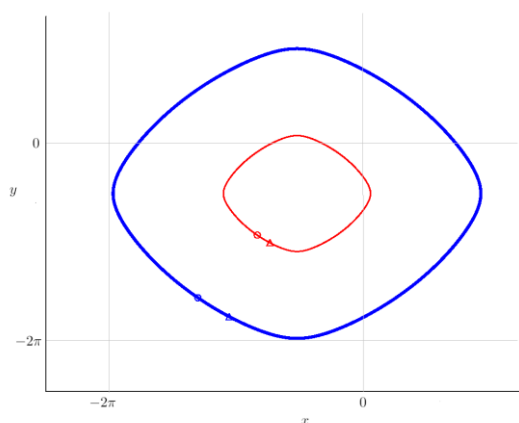


Рис. 3

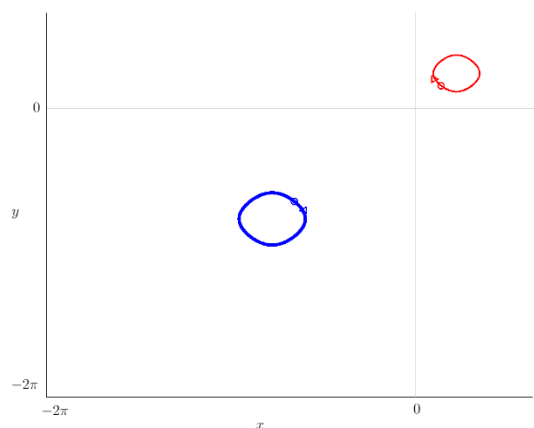


Рис. 4

*Работа поддержана грантом РФФИ 17-01-00846-а.*

#### Библиографический список

1. Борисов А. В., Мамаев И. С. Математические методы динамики вихревых структур. — Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2005. — 368 с.
2. O'Neil K. A. On the Hamiltonian dynamics of vortex lattices — J. Math. Phys. 1989. 30(6). P. 1373–1372.
3. Борисов А. В., Мамаев И. С. Математические методы динамики вихревых структур. — Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2005. — 194 с., 199 с.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МИОКАРДА СЕРДЦА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ РЁССЛЕРА

Е.Ю. Арутюнова<sup>1</sup>, Ю. А. Арутюнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ГБОУ лицей №1580 при МГТУ им. Баумана, г. Москва

<sup>2</sup>ФГБУ ФНКЦСМ ФМБА России

E-mail: double-spiral@yandex.ru

Известно открытие разворачивания миокарда сердца в полосу, сделанное в 2000 году коллективами кардиохирургов во главе с Торес Гампом (Испания) и Джералдом Бакбергом (США).

Это открытие послужило основанием для изготовления анатомически и морфологически подобных моделей миокарда сердца и проведения исследований физико-механических, электрофизических и магнитофизических характеристик.

По результатам этих исследований сделан вывод о том, что миокард сердца представляет из себя толстую, изогнуто-скрученную полосу Мёбиуса, топология которой является топологией замкнутой неориентированной поверхности. Для описания поверхности Мёбиуса используются аналитические зависимости в декартовой, полярной и цилиндрической системах координат.

Для описания электрофизических процессов в миокарде предлагается использовать уравнения аттрактора Рёсслера, топология которого совпадает с топологией листа Мёбиуса с вклеенным в него цилиндром (шайбой). Проведено исследование предложенной модели с помощью электрокардиограмм, полученных на первом, втором и третьем отведениях.

Для исследования устойчивости электрофизического состояния сердца вводятся три дополнительных электрокардиограммы (зеркальная, обратная, обратно-зеркальная), полученных путём преобразования исходной электрокардиограммы; эти четыре электрокардиограммы составляют матрицу ЭКГ.

Анализ устойчивости электрофизической системы миокарда осуществляется на основе бифуркационного портрета, определяемого аритмологическими и морфо-функциональными параметрами миокарда и интервалом времени  $t$  наблюдения за устойчивостью системы.



**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ  $K_{0.1}Cu_{1.9}S$ ,  $K_{0.15}Cu_{1.85}S$  и  $K_{0.2}Cu_{1.8}S$**

**Б.М. Ахметгалиев<sup>1</sup>, Р.Х. Ишембетов<sup>1</sup>, М.М. Кубенова<sup>1,2</sup>,  
К.А. Кутербекон<sup>2</sup>, М.Х. Балапанов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Башикийский государственный университет, г. Уфа, Россия

<sup>2</sup>Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г. Астана, Казахстан

E-mail: kof\_bsu@mail.ru

Суперионные полупроводниковые халькогениды являются перспективными полупроводниковыми материалами для использования в термоэлектрических генераторах, солнечных элементах, оптических устройствах [1-3]. В данной работе изучалось влияние допирования калием на электрофизические и тепловые свойства нанокристаллического сульфида меди в температурном интервале 20- 400 °С. К. Образцы  $K_{0.1}Cu_{1.9}S$ ,  $K_{0.15}Cu_{1.85}S$ ,  $K_{0.2}Cu_{1.8}S$  были получены в расплаве NaOH и KOH при температуре 165 °С. Размеры частиц синтезированного порошка находились от 30 до 300 нм.

В работе T. Ohtani et al. [4] описана кристаллическая структура и электрические свойства (удельное сопротивление, коэффициент Зеебека, магнитная восприимчивость) квазиодномерного канального проводника  $KCu_7S_4$  ( $K_{0.25}Cu_{1.75}S$ ) с тетрагональной структурой типа  $I4$  в интервале температур от 0 до 273 К. Ионы калия в этой структуре расположены внутри тетрагональных  $Cu_4S_4$  - цепочек. Также в литературе имеется работа Li et al. [5], в которой описывается образование клатратной структуры в нитевидных кристаллах  $KCu_{7-x}S_4$ , имеющих свойства фононного стекла и электронно-жидкого кристалла. В нашей работе были синтезированы нанокристаллиты, имеющие округлую форму с размерами в интервале 20-200 нм.

Рентгенофазовый анализ образцов проводился при комнатной температуре на дифрактометре D8 ADVANCE ECO фирмы Bruker с  $Cu K_{\alpha}$  -излучением. На рис.1. представлена порошковая дифрактограмма образца  $K_{0.2}Cu_{1.8}S$ .

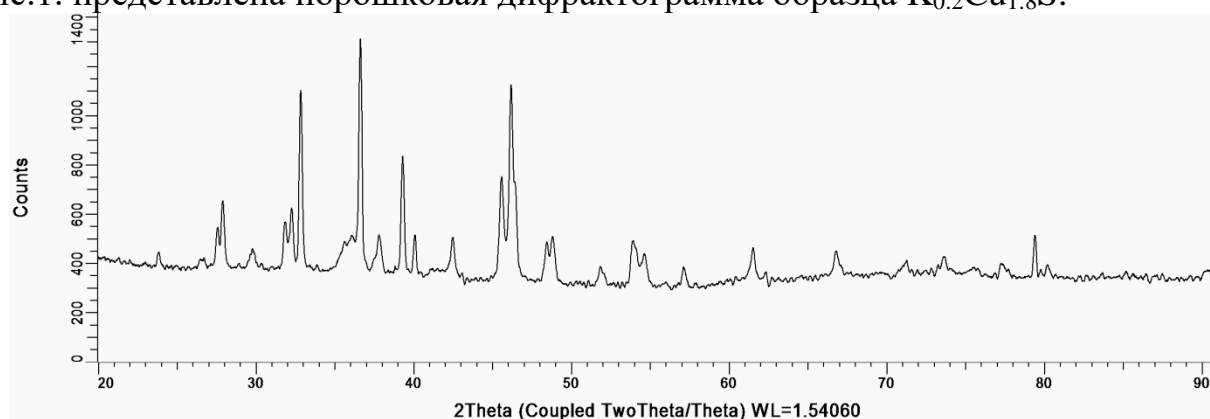


Рис.1. Дифрактограмма образца  $K_{0.2}Cu_{1.8}S$  при комнатной температуре.

По результатам рентгенофазового анализа образец представляет собой смесь различных фаз сульфида меди: кубической  $Cu_{1.84}S$ , кубической  $Cu_2S$ , ром-

боэдрической  $\text{Cu}_{17}\text{S}_9$  и тетрагональной  $\text{Cu}_2\text{S}$ . Кубическая фаза  $\text{Cu}_{1.84}\text{S}$  и сосуществующая с ней кубическая фаза  $\text{Cu}_2\text{S}$  составляют практически 70 % в общем раскладе фаз образца  $\text{K}_{0.2}\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ . Поскольку кубическая фаза  $\text{Cu}_2\text{S}$  обычно стабильна при температуре выше  $440^\circ\text{C}$  [6], мы считаем, что объяснить наблюдаемую фазу можно тем, что калий замещает атомы меди в кубической решетке  $\text{Cu}_2\text{S}$ , и оказывает стабилизирующее действие, делая решетку устойчивой при комнатной температуре.

В работе измерены электронная проводимость, коэффициенты электронной термо-э.д.с., теплопроводность в интервале температур  $20\text{--}400^\circ\text{C}$ . На рис. 1-2 представлены результаты измерений для состава  $\text{K}_{0.15}\text{Cu}_{1.85}\text{S}$ .

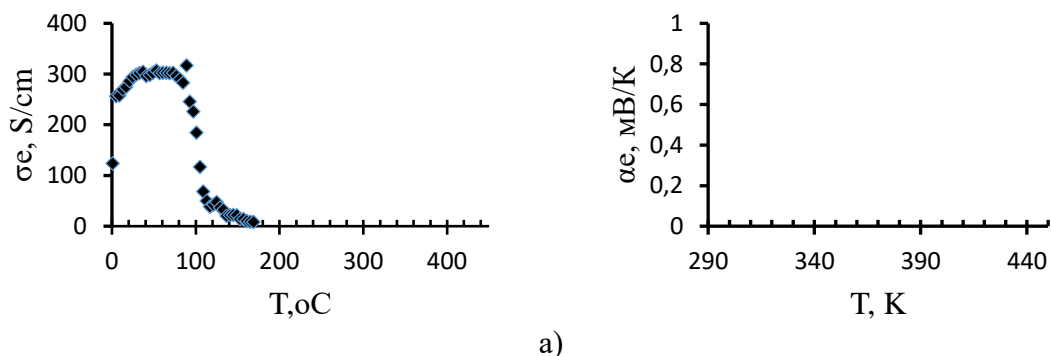


Рис.1. Температурные зависимости электронной проводимости (а) и коэффициента электронной термо-э.д.с. (б) сплава  $\text{K}_{0.15}\text{Cu}_{1.85}\text{S}$

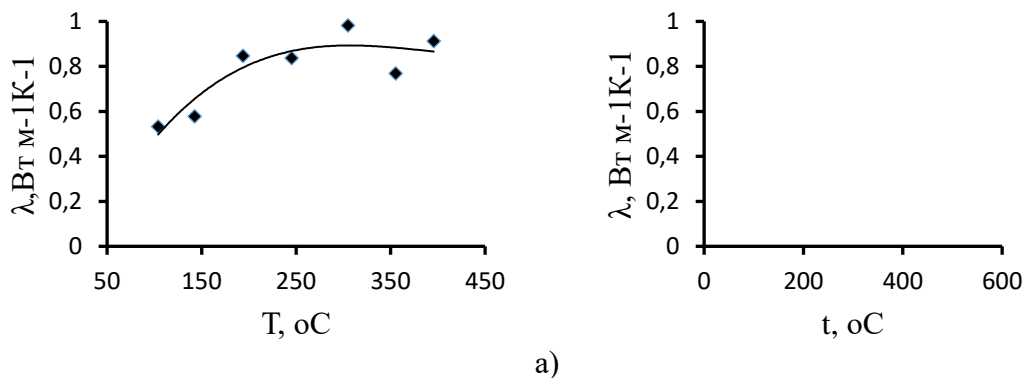


Рис.2. Температурные зависимости теплопроводности  $\text{K}_{0.1}\text{Cu}_{1.9}\text{S}$  (а),  $\text{K}_{0.15}\text{Cu}_{1.85}\text{S}$  (б)

Из исследованных материалов наиболее оптимальные свойства ( $ZT \sim 0.8$  при  $200^\circ\text{C}$ ) для термоэлектрических применений имеют сплавы состава  $\text{K}_{0.15}\text{Cu}_{1.85}\text{S}$ .

#### Библиографический список

1. Березин В.М., Вяткин Г.П. Суперионные полупроводниковые халькогениды. Челябинск.: Изд. Ю.УрГУ, 2001. 135 с.
2. Scheer R. and Schock H.-W. Chalcogenide Photovoltaics: Physics, Technologies, and Thin Film Devices. Ed. WILEY-VCH Verlag & Co, Germany. 2011. 386 p.
3. Balapanov M.K.; Ishembetov R.K.; Kuterbekov K.A.; Kubenova M.M.; Almukhametov R.F.; Yakshibaev R.A. // Ionics, 2018. V. 24. P. 1349.
4. Ohtani T., Ogura J., Yoshihara H. and Yokota Y. // J. Solid State Chem. 1995. V.115. P.379.
5. Li Xi., Hu Ch., Kang Xu., Len Q., Xi Yi, Zhanga K. and Liu H. // J. Mater. Chem. A, 2013. V.1. P.13721.
6. Абрикосов Н.Х., Банкина В.Ф., Порецкая Л.В., Скудная Е.В., Чижевская С.Н. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе. М.: Наука, 1975. 220 с.

## **ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ЭФФЕКТОВ В ИНТЕНСИВНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ НА ИХ ДИНАМИКУ**

**А.А. Бадарин<sup>1,2</sup>, С. А. Куркин<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский государственный технический университет имени Ю.А Гагарина*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: KurkinSA@gmail.com*

В рамках данной работы было проведено исследование влияния плазменных эффектов на процессы, происходящие в системах высокоомощной электроники, которое было выполнено с использованием электромагнитного РС-кода применительно к перспективному классу высокоомощных СВЧ устройств – релятивистским виркаторам (генераторам и усилителям на виртуальном катоде (ВК)) [1-3].

Выбор виркаторов в качестве объекта для исследований обусловлен несколькими причинами. Во-первых, они являются перспективными источниками СВЧ и суб-ТГц излучения с рекордными уровнями выходных мощностей. Также виркаторы отличаются простотой конструкции, возможностью работы без внешнего фокусирующего магнитного поля, простотой управления спектральными и энергетическими характеристиками генерации, широкой полосой частот генерируемых сигналов, низкой требовательностью к качеству электронного потока. Другой причиной интереса к виркаторам с точки зрения фундаментальных исследований является то, что плазменные эффекты в данном классе приборов развиваются интенсивно и существенно влияют на их работу вследствие крайне высоких плотностей пространственного заряда и низких скоростей электронов в области ВК. Таким образом, учет плазменных эффектов в виркаторах является принципиально необходимым.

Проводимые исследования важны как с практической точки зрения, т.к. позволяют уточнить известные результаты за счёт учета плазменных эффектов, провести более достоверную оптимизацию виркаторных схем, предложить способы подавления нежелательных явлений, связанных с образованием плазмы и ионов, и варианты использования обнаруженных эффектов (например, для импульсной генерации, ускорения ионов и т.п.), так и с фундаментальной, т.к. они позволяют выявить новые закономерности динамики интенсивных релятивистских электронных потоков (РЭП), в частности, при развитии в них различных типов неустойчивостей, с учетом плазменных эффектов и взаимодействия электронов пучка с заряженными частицами плазмы.

В рамках данной работы было исследовано поведение критического тока РЭП при изменении управляющих параметров системы. Остаточным газом был выбран водород.

При наличии в пространстве дрейфа остаточного газа происходит ионизация и, как следствие, образование ионного фона, компенсирующего в некоторой степени отрицательный пространственный заряд и, соответственно, уменьшающего силу торможения, действующую на пучок. Таким образом, в исследуемом

пространстве дрейфа сосуществуют два конкурирующих процесса: образование ионного фона, компенсирующего накопленный отрицательный пространственный заряд, и накопление отрицательного заряда. Заметим, что в процессе торможения электрона происходит увеличение вероятности ионизации нейтрального газа данным электроном. Из вышесказанного следует, что если скорость накопления отрицательного заряда в области минимума потенциала не будет превосходить скорость ионизации и накопления положительного заряда, то в таком случае ВК не сможет образоваться. Одновременно с этим, время образования ВК зависит от величины надкритичности инжектируемого тока, при этом наблюдается следующая тенденция: чем выше надкритичность, тем быстрее происходит провисание потенциала в системе и образование ВК. Таким образом, в случае наличия нейтрально газа в пространстве дрейфа на величину критического тока влияет соотношение между скоростями накопления отрицательного и положительного заряда, образующегося при ионизации газа.

Исследование влияния давления остаточных газов на критический ток показало, что при обычно используемом на практике уровне вакуума ( $10^{-3} - 10^{-6}$  Торр) критический ток остаётся практически постоянным. Тем не менее, при достижении давлением остаточных газов в камере дрейфа некоторого характерного значения, критический ток начинает значительно увеличиваться. Это связано с тем, что скорость ионизации существенно возрастает с увеличением давления ввиду повышения вероятности столкновений.

Заметим, что количество находящихся в системе ионов значительно возрастает со временем вследствие низкой скорости последних, в сравнении с пролетающими электронами. Ввиду этого становится важным вопрос об исследовании влияния формы импульса тока на критический ток. С этой целью была получена зависимость величины критического тока от скорости нарастания инжектируемого тока. Таким образом, показано, что величина критического тока существенно зависит от формы импульса пучка. Действительно, при уменьшении скорости нарастания импульса тока существенно возрастает критический ток в системе.

*Исследования выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ 3.6723.2017/8.9) и гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-1163.2017.2).*

#### Библиографический список

1. *Benford J.* High Power Microwaves, third edition/ J. Benford, J. A. Swegle, E. Schamiloglu – Series in Plasma Physics, CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016.
2. *Frolov N.S. et al.* Perspective sub-THz powerful microwave generator" nanovircator" for T-rays biomedical diagnostics //Saratov Fall Meeting 2015: Third International Symposium on Optics and Biophotonics and Seventh Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium (PALS). – International Society for Optics and Photonics, 2016. – Т. 9917. – С. 991721.
3. *Badarin A.A. et al.* Virtual cathode oscillator with elliptical resonator //Vacuum Electronics Conference (IVEC), 2017 Eighteenth International. – IEEE, 2017. – С. 1-2.

## ФОРМИРОВАНИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТИ В ГЕНЕРАТОРЕ С ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ НАГРУЗКИ: БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

М.И. Балакин<sup>1</sup>, Н.М. Рыскин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

<sup>2</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: balakinmaxim@gmail.com

Динамические системы с запаздыванием играют большую роль во многих областях науки и техники: радиофизике, механике, кибернетике, нелинейной оптике, биологии, медицине, экономике. Присутствие временное задержки приводит к возникновению нелинейных эффектов и явлений, например, хаоса [1], гибели колебаний [2], мультистабильных состояний [3], которые не наблюдаются в тех же системах без запаздывания.

В работе рассмотрен генератор ван дер Поля-Дуффинга с дополнительным слагаемым, описывающим запаздывающее отражение от нагрузки.

Проведено исследование особенностей формирования мультистабильности. Выявлено, что мультистабильные состояния формируются в результате последовательности суперкритических бифуркаций Андронова-Хопфа и седло-узловых бифуркаций для предельных циклов. При вариации параметров и выходе за границы области устойчивости происходит рождение устойчивого предельно цикла. Далее наблюдается либо появление устойчивого тора в фазовом пространстве системы в результате суперкритической бифуркации Неймарка-Сакера, либо исчезновение устойчивого предельного цикла в результате седло-узловой бифуркации. Выявлено влияние неизохронности на переходы к хаосу. При малых значениях неизохронности переход к хаосу происходит через разрушение тора. При больших значениях – через каскад бифуркаций удвоения тора (рис. 1).

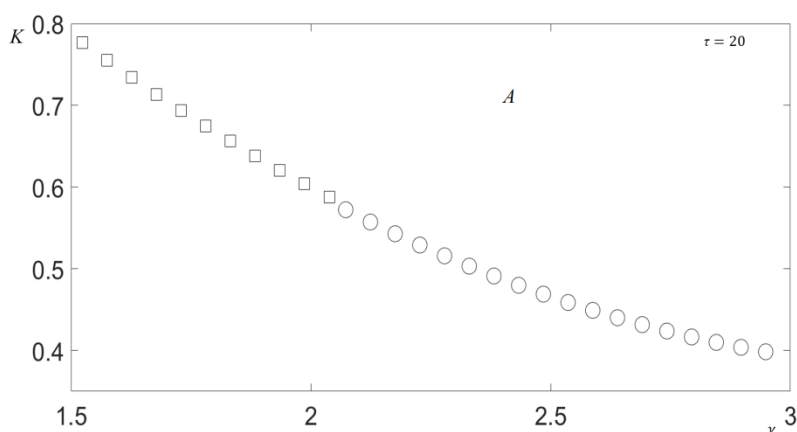


Рис. 1. Граница перехода к хаотическим колебаниям на плоскости параметров

### Библиографический список

1. *Khrustova N., Vesper G., Mikhailov A., and Imbihl R.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 3564.
2. *Fatihcan M. Atay* // Phys. Rev. Lett. Vol. 91. 2003. P. 094101.
3. *Балакин М.И., Рыскин Н.М.* // Нелинейная динамика. 2017. Т. 13, № 2. С. 151-164.

## ИЗУЧЕНИЕ ОДНОМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД В МЕТАЛЛАХ С ГЦК РЕШЕТКОЙ

Бачурина О.В.<sup>1</sup>, Мурзаев Р.Т.<sup>2</sup>, Дмитриев С.В.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия.

<sup>2</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия.

<sup>3</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия.

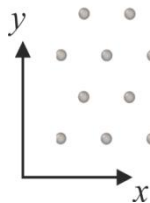
E-mail: obachurina@yahoo.com

Известно, что нелинейность межатомных взаимодействий может обеспечить существование пространственно локализованных колебательных мод или дискретных бризеров (ДБ) в кристаллической решетке.

До настоящего времени в чистых металлах исследовались только ДБ локализованные по всем трем координатным направлениям [1-8]. Однако существование делокализованных колебательных мод наталкивает на мысль о возможности существования в трехмерном кристалле ДБ, делокализованных в одном направлении и локализованных по двум другим направлениям. Основной задачей настоящей работы является исследование свойств одномерных нелинейных делокализованных колебательных мод нового типа в металлах с ГЦК решеткой при помощи методов молекулярной динамики.

Данная мода возбуждалась в трехмерной модели ГЦК Al, Cu, Ni в плотноупакованной цепочке вдоль направления [111], как показано на рис. 1.

Амплитуды начальных смещений атомов от узлов кристаллической решетки в данном плотноупакованном атомном ряду одинаковы, а знаки у четных и нечетных атомов противоположные. Начальная амплитуда варьировалась в интервале от 0.05 до 0.5 Å. Все остальные атомы в нулевой момент времени находятся в решеточных положениях и все атомы расчетной ячейки имеют нулевые начальные скорости. Возбуждаемая таким образом колебательная мода делокализована в направлении  $x$  и локализована в двух других координатных направлениях. Поэтому она может быть названа одномерным ДБ.



Расчеты, проведенные с помощью метода молекулярной динамики, показали, что одномерная локализованная колебательная мода, представляющая собой цепочку возбужденных атомов в одном плотноупакованном ряду, может существовать в металлах с ГЦК решеткой и имеет при этом жесткий тип нелинейности. Установившаяся амплитуда колебаний атомов  $a$  линейно зависит от начальной амплитуды  $A$  при значениях  $A > 0,3$  Å, в то время как при малых  $A$  имеются отклонения от линейной зависимости. Амплитуды колебания атомов соседних слоев незначительны по сравнению с атомами ДБ, что связано с малым рассеянием энергии на соседние атомы. Максимальное время

жизни исследованных цепочек ДБ составило более 15 пс при частотах колебаний 10 ТГц для алюминия и никеля и 8 ТГц для меди. Энергия колебательного движения оказалась равной 0,24 эВ на атом для никеля и меди, а для алюминия 0,16 эВ.

Полученные результаты открывают новое направление в исследовании пространственно-локализованных колебательных мод в кристаллах.

#### **Библиографический список**

1. *M. Haas, V. Hizhnyakov, A. Shelkan, M. Klopov, A.J. Sievers* // Phys. Rev. B **84** (2011) 144303.
2. *V. Hizhnyakov, M. Haas, A. Shelkan, M. Klopov* // Phys. Scripta **89** (2014) 044003.
3. *R.T. Murzaev, A.A. Kistanov, V.I. Dubinko, D.A. Terentyev, S.V. Dmitriev* // Comput. Mater. Sci. **98** (2015) 88.
4. *S.V. Dmitriev, A.P. Chetverikov, M.G. Velarde* // Phys. Status Solidi (b) **252** (2015) 1682.
5. *V. Hizhnyakov, M. Haas, A. Pishtshev, A. Shelkan, M. Klopov* // Nucl. Instrum. Meth. B **303** (2013) 91.
6. *R.T. Murzaev, R.I. Babicheva, K. Zhou, E.A. Korznikova, S.Y. Fomin, V.I. Dubinko, S.V. Dmitriev* // Eur. Phys. J. B **89** (2016) 1.
7. *I.P. Lobzenko, A.M. Bayazitov, A.P. Chetverikov, R.I. Mahmutova, A.A. Kistanov* // Letters on Materials **6** (2016) 304.
8. *D.A. Terentyev, A.V. Dubinko, V.I. Dubinko, S.V. Dmitriev, E.E. Zhurkin, M.V. Sorokin* // Model. Simul. Mater. Sci. **23** (2015) 085007.

**ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ  
НАНОЧАСТИЦ МЕДИ****Н. Н. Беглецова<sup>1</sup>, А. Ж. К. Аль-Алвани<sup>1,2</sup>,  
А. С. Чумаков<sup>1</sup>, Е. Г. Глуховской<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н. Г. Чернышевского*<sup>2</sup>*Вавилонский университет, Вавилон, Ирак  
E-mail: nadya-beg98@yandex.ru*

Производство приборов и устройств на основе пленок с высокой электрической проводимостью является важным направлением в электронной промышленности [1]. В качестве материала для формирования таких пленок можно использовать графен, проводящие полимеры, металлические наночастицы (НЧ) и др. Однако для каждого материала характерны некоторые ограничения. Например, для эпитаксиального графена наблюдается насыщение проводимости с ростом температуры [2]. Электропроводность проводящих полимеров меньше, чем у металлов [3]. Использование НЧ благородных металлов, в частности золота и серебра, является дорогостоящим. Однако альтернативой таким частицам выступают низкие по стоимости НЧ меди (Cu), которые имеют высокую тепло- и электропроводность. Для получения пленок с высокой электрической проводимостью на их основе необходимо защитить поверхность от окисления с помощью органического стабилизатора. Высокотемпературная обработка НЧ меди увеличивает их проводимость за счет разложения и испарения органики.

Методом сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) в режиме сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) на установке Nanoeducator II (NT-MDT, Россия) измеряли вольт-амперные характеристики (ВАХ) НЧ меди, покрытых поверхностно-активным веществом (ПАВ) — додецилсульфатом натрия  $C_{12}H_{25}NaO_4S$  при температуре отжига 200 °С подложки стекло с проводящими электродами в виде слоя ИТО (Indium Tin Oxide). Частицы меди получали по ранее отработанной методике [4] при кислотности среды  $pH = 11.0$  и мольном соотношении прекурсора ( $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ ) и восстановителя (гидразина) 1:150. Перед нанесением раствора с НЧ меди на твердые подложки стекло/ИТО проводилась пробоподготовка полученной суспензии с помощью центрифугирования и декантации раствора для удаления избытка ПАВ. С помощью механического дозатора ВЮНИТ Proline полученный раствор с НЧ меди, осажденными на дно эппендорфа, наносили на подложки стекло/ИТО. Высыхание образца осуществлялось при комнатной температуре в течение 16 часов под керамическим колпаком для предотвращения адсорбции на поверхности образца частиц пыли из окружающей среды.

Исследования темновой ВАХ подложки стекло/ИТО и типичного образца стекло/ИТО/НЧ меди в режиме СТМ при напряжении разверстки  $\pm 3$  В показывают, что после температурной обработки при 200 °С частицы меди проводят ток (рис. 1). Представленная ВАХ туннельного контакта нелинейна и практически симметрична. Возможно, что дальнейшее увеличение температурной обработки



будет приводить к росту проводимости туннельного контакта благодаря испарению органического слоя ПАВ, выступающего в роли изолятора и стабилизатора частиц меди.

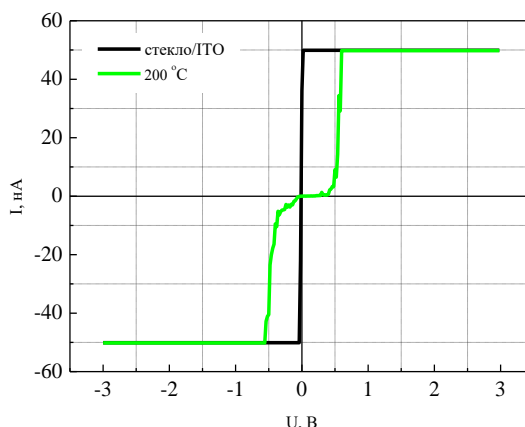


Рис. 1. ВАХ подложки стекло/ITO и типичного образца стекло/ITO/НЧ меди после температурной обработки при 200 °С

Анализ полученных туннельных спектров (рис. 2) показывает, что для типичного образца стекло/ITO/НЧ меди характерно наличие спектральных пиков, связанных с примесными состояниями внутри запрещенной зоны диэлектрика. Таким образом, в туннельном контакте туннелирование электронов из валентной зоны диэлектрика в зону проводимости осуществляется через дополнительные энергетические уровни в запрещенной зоне.

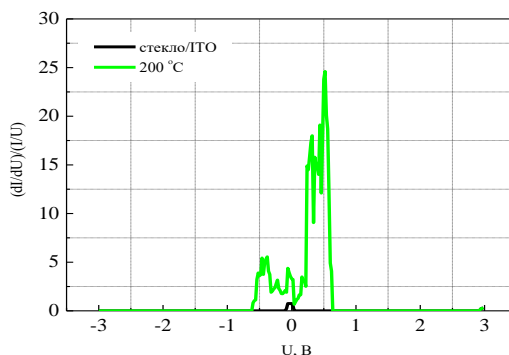


Рис. 2. СТМ спектр поверхности подложки стекло/ITO и типичного образца стекло/ITO/НЧ меди после температурной обработки при 200 °С

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-32-50137-мол\_нр.*

#### Библиографический список

1. Huang K. M., Tsukamoto H., Yong Y. [et. al] // RSC Adv. 2017. Vol. 7. P. 25095.
2. Alisultanov Z. Z., Meilanov R. P. // Semiconductors. 2014. Vol. 48. P. 924.
3. Gurunathan T., Rao C. R. K., Narayan R. [et. al] // J. Mater. Sci. 2013. Vol. 48, № 1. P. 67.
4. Begletsova N. N., Shinkarenko O. A., Selifonova E. I. [et al.] // Adv. Mat. Lett. 2017. Vol. 8, № 4. P. 404.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА АСМ ДЛЯ ОЦЕНКИ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ

**Н. Н. Беглецова, А. С. Чумаков, Е. Г. Глуховской**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: nadya-beg98@yandex.ru*

Исследование пленок различных материалов представляет собой важную и актуальную практическую задачу. В связи с перспективой дальнейшего их применения особое внимание уделяется изучению микрорельефа поверхности пленок, в частности таких параметров, как шероховатость, латеральный размер зерна и т.д. В качестве материала для формирования пленок могут выступать различные нанообъекты (квантовые точки, наночастицы, листы графена и др.). Использование наночастиц металлов связано с возможностью их применения в качестве высоко проводящего слоя в устройствах солнечных элементов и батарей [1, 2]. Благодаря физико-химическим и оптическим свойствам одним из широко используемых материалов для создания таких пленок являются наночастицы меди (НЧ меди) [3].

Методом сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ) на установке Nanoeducator II (NT-MDT, Россия) проводилось оценивание микрорельефа поверхности НЧ меди, покрытых поверхностно-активным веществом (ПАВ) — додецилсульфатом натрия  $C_{12}H_{25}NaO_4S$ . Частицы меди получали по ранее отработанной методике [4] при кислотности среды  $pH = 11.0$  и мольном соотношении прекурсора ( $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ ) и восстановителя (гидразина) 1:150. Перед нанесением раствора с НЧ меди на стеклянные подложки с ИТО (Indium Tin Oxide) электродом проводилась пробоподготовка полученной суспензии с помощью центрифугирования и декантации раствора для удаления избытка ПАВ. С помощью пипетки полученный раствор с НЧ меди, осажденными на дно эппендорфа, наносили на подложки стекло/ИТО. Высыхание образца осуществлялось при комнатной температуре в течение 16 часов.

На типичном АСМ-образе поверхности исследуемого образца представлены НЧ меди, покрытые слоем ПАВ (рисунок 1), равномерно распределенные по поверхности подложки. Присутствие остатка стабилизатора, плотно покрывающего исследуемые частицы меди, не позволил определить данным методом диаметр частиц. Цветовой контраст свидетельствует о наличии перепадов высот поверхности исследуемой пленки. Согласно извлеченному профилю поверхности вдоль линий 1-3 микрорельеф поверхности исследуемого образца характеризуется шероховатостью (рисунок 1 и рисунок 2). Профили поверхности по трем выделенным направлениям являются идентичными друг другу. Средние значения перепада высот находятся в диапазоне от 240 до 290 нм. Формирование шероховатой поверхности для данного случая может быть связано с агрегацией частиц меди на поверхности подложки стекло/ИТО при наличии ПАВ.

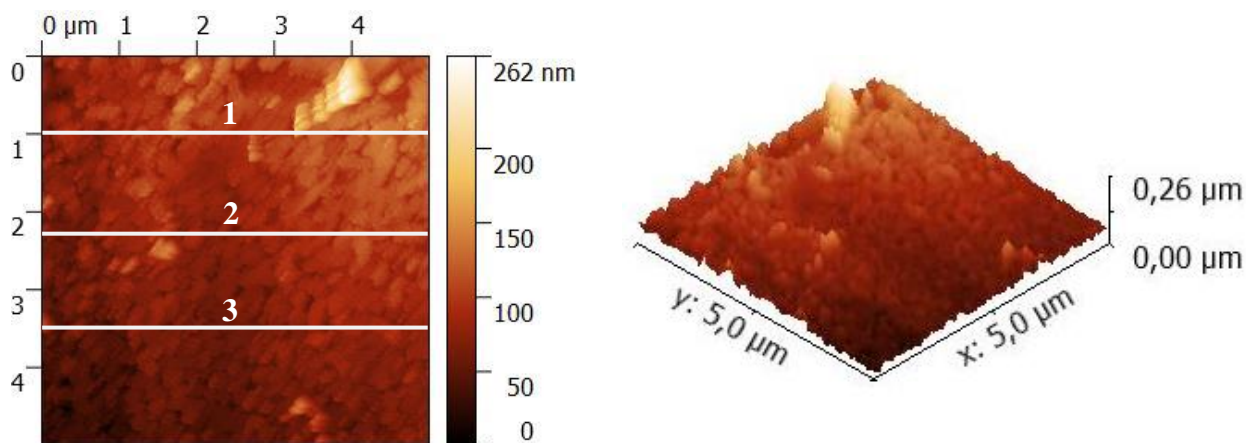


Рисунок 1. Типичный АСМ-образ поверхности образца с НЧ меди: 1, 2, 3 – линии извлечения профиля поверхности образца

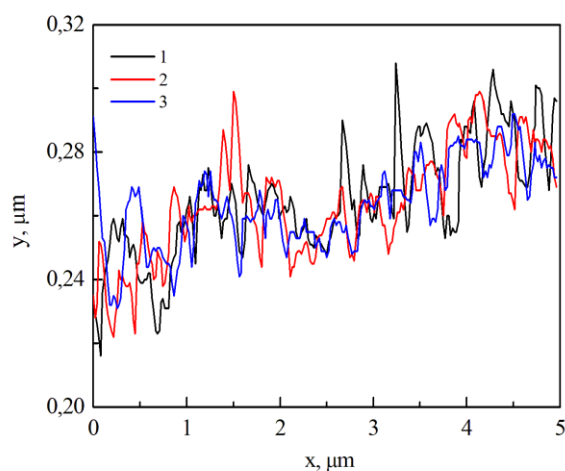


Рисунок 2. График зависимости профиля поверхности образца стекло/ITO/НЧ меди от направления в образце: 1, 2, 3 – профили поверхности образца

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-32-50137-мол\_нр.*

#### Библиографический список

1. Parveen F., Sannakki B., Mandke M. V. [et al.] // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2016. Vol. 144. P. 371.
2. Xu B., Zhou J., Ni Z. [et al.] // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2018. Vol. 179. P. 87.
3. Солдатенко Е. М. Сорбционные и биоцидные свойства композитов на основе глауконита, поливинилового спирта и мультидисперсных частиц меди : дис. канд. хим. наук : 02.00.04 : защищена 23.11.2015 : утв. 28.01.2016 / Елена Михайловна Солдатенко ; науч. рук. С. Ю. Доронин ; Ком. по высшему образованию РФ, Саратов. гос. ун-т. Саратов, 2015. 122 с.
4. Begletsova N. N., Chumakov A. S., Shinkarenko O. A. [et al.] // 4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint Petersburg OPEN 2017». Book of abstracts. Saint Petersburg. 2017. P. 609.

## О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ПОВЫШЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ КАНАЛА ИНВЕРСИИ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА КРЕМНИЙ-ОКИСЕЛ ПОСЛЕ ПОЛЕВОГО СТРЕССА

Д. А. Белорусов<sup>1</sup>, Е. И. Гольдман<sup>1</sup>, А. Набиев<sup>2</sup>,  
В. Г. Нарышкина<sup>1</sup>, Г. В. Чучева<sup>1</sup>

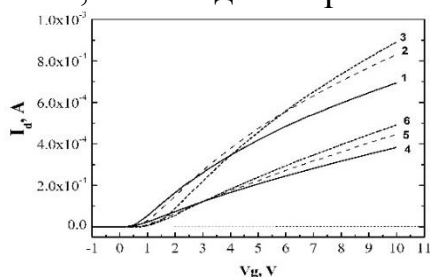
<sup>1</sup>Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

<sup>2</sup>Азербайджанский государственный педагогический университет

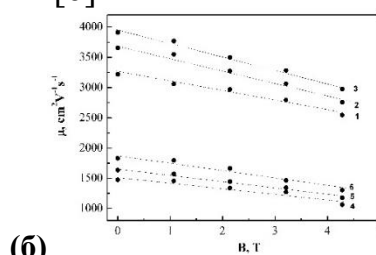
E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Ионная поляризация изолирующих слоев – это важный инструмент модификации электронных свойств границ раздела (ГР) в структурах металл-окисел-полупроводник (МОП). Следствиями поляризации являются не только сдвиги пороговых напряжений открытия каналов инверсии за счет накопления встроенного заряда, но и глубокие изменения зонной структуры проводящих путей в связи с образованием высокой концентрации примесных локализованных состояний у ГР полупроводник-диэлектрик, а также возможность создания регулярного распределения локализованного заряда с двумерным потенциальным рельефом, формирующим у поверхности полупроводника различные квантово-размерные наномасштабные области [1]. Ранее [2] было обнаружено, что ионная поляризация Si-МОП структур приводит к аномально высокому увеличению (в несколько раз) эффективной подвижности электронов в канале инверсии  $\mu$  у ГР Si-SiO<sub>2</sub>. При этом механизм повышения проводимости в цепи исток-сток после полевого воздействия на окисел кремния до сих пор оставался непонятным. Целью этой работы является прояснение природы данного явления на основе анализа большого объема экспериментальных данных о вольтамперных характеристиках (ВАХ) транзистора в состояниях после поляризации и деполяризации при различных температурах. Поляризация окисла проводилась при напряжениях на затворе  $V_g = 10$  V и на стоке  $V_d = 0.01$  V в течение одного часа при температуре  $T = 420$  K, деполяризация – при той же  $T$ , но при  $V_g = -10$  V. Поскольку при комнатных условиях в сильных электрических полях дрейф ионов может изменять состояние образцов, измерения ВАХ проводились при  $T \leq 200$  K. При поляризации в окисле перетекает не менее  $6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> ионов. Переход из деполяризованного в поляризованное состояние относительно слабо, по сравнению с протекающим ионным зарядом, сдвигает порог открытия канала – от 0.05 V для 200 K до 0.5 V для 100 K (рисунок, а). Данное обстоятельство подтверждает известный факт о высокой степени нейтрализации ионов у границы раздела кремний-окисел [3, 4]. Температурные зависимости  $\mu(T)$  для поляризованного и деполяризованного состояний сопровождаются увеличением эффективной подвижности, причем в интервале 100 – 200 K  $\mu \propto T^{-0.7}$ . При дальнейшем уменьшении температуры значение  $\mu$  проходит через максимум и далее падает резче, чем степенным образом. Такое поведение подвижности не соответствует проводимости свободных электронов в канале инверсии вдоль поверхности кремния [5]. На рисунке б представлены зависимости  $\mu$  от величины магнитного поля в диапазоне 100 –

200 К после поляризации и деполяризации. Наблюдается отрицательная магнетопроводимость: величина  $\mu$  уменьшается с ростом магнитной индукции от 1.07 до 4.28 Т как после поляризации, так и после деполяризации в среднем в 1.3 раза. Данный факт свидетельствует о прыжковом характере проводимости как в поляризованном, так и в деполяризованном состояниях [6].



(а)



(б)

а). Омические токи в канале инверсии транзистора после ионной поляризации (кривые 1 – 3) и деполяризации (кривые 4 – 6). Номера кривых: 1 – 200 К, 2 – 150 К, 3 – 100 К, 4 – 200 К, 5 – 150 К, 6 – 100 К.  $V_d = 0.01$  В.

б). Зависимости значения эффективной подвижности  $\mu$  от величины магнитного поля В. После поляризации: кривые 1 – 200 К, 2 – 150 К, 3 – 100 К; после деполяризации: 4 – 200 К, 5 – 150 К, 6 – 100 К.

Группой Пеппера [7] обнаружено, что сосредоточение у ГР Si-SiO<sub>2</sub> относительно небольших концентраций ионов натрия порядка  $3.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  приводит к образованию верхней и нижней примесных зон Хаббарда. В наших опытах после поляризации у ГР Si-SiO<sub>2</sub> оказывается минимум на два порядка больше примесных центров, чем в образцах, исследованных в [7]. Это означает, что примесные зоны Хаббарда существенно уширены и перекрыты как между собой, так и с зоной проводимости канала инверсии у поверхности кремния. Резко увеличивающиеся в результате поляризации плотность состояний и, соответственно, проводимость по делокализованным состояниям, в итоге и объясняют возрастание  $\mu$ .

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-07-00666 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».*

#### Библиографический список

1. Гольдман Е. И., Гуляев Ю. В., Ждан А. Г., Чучева Г. В. // Микроэлектроника. 2001. Т.30, вып. 5. С. 364.
2. Гуляев Ю. В., Ждан А. Г., Чучева Г. В. // ФТП. 2007. Т. 41, вып. 3. С. 368.
3. DiMaria D. J. J. // Appl. Phys. 1981. Vol. 52, № 12. P. 7251.
4. Goldman E. I., Zhdan A. G., Chucheva G. V. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89, № 1. P. 130.
5. Добровольский В. Н., Литовченко В. Г. // Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. (Киев: Наукова Думка, 1985).
6. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // Электронные свойства легированных полупроводников. (М.: Наука ФМ, 1979).
7. Ferrus T., George R., Barnes C. H. W., Lumpkin N., Paul D. J., Pepper M. Phys. Rev. B. 2006. V. 73, № 4. Rapid Communication 041304.

## ГЕНЕРАЦИЯ СПИН-ВОЛНОВЫХ МНОГОСОЛИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ В АКТИВНОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

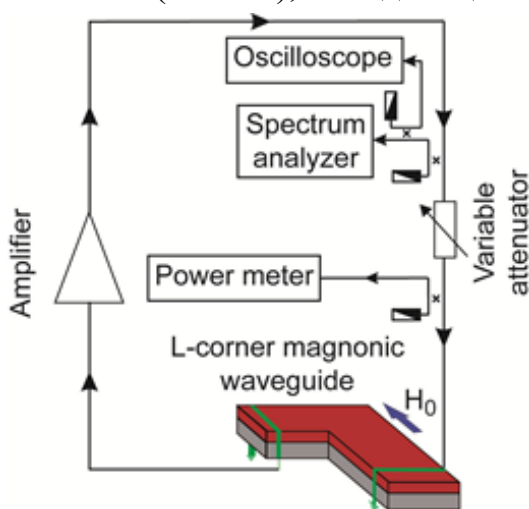
А. С. Бир, С. В. Гришин

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: bir.evstegneeva.1997@gmail.com*

На протяжении последних двух десятилетий внимание исследователей приковано к проблеме, связанной с формированием многосолитонных комплексов (МСК) в кольцевых лазерных резонаторах. Такие диссипативные структуры являются привлекательными для систем передачи информации, в которых они могут использоваться в качестве расширенных информационных битов [1]. МСК в оптике формируются либо за счет конкурирующих квадратичной и кубической нелинейностей, либо за счет конкуренции между нормальной и аномальной дисперсиями. В последнем случае речь идет о получении многосолитонных комплексов за счет управляемой дисперсии кольцевого резонатора, в цепи обратной связи которого содержатся отрезки оптоволокна с нормальной и аномальной дисперсиями.

В микроволновом диапазоне генерация солитонов огибающей была впервые получена в активных кольцевых резонаторах, содержащих в цепи внешней положительной обратной связи нелинейную спин-волновую линию передачи. До настоящего времени в таких автоколебательных системах наблюдалась генерация только одиночных светлых [2] или темных [3] солитоноподобных импульсов за один проход сигнала по кольцу. В настоящей работе экспериментально демонстрируется возможность генерации МСК в активном кольцевом резонаторе с ферромагнитным микроволноводом, в котором распространяются магнитостатические волны (МСВ) с различными видами дисперсий: нормальной и аномальной. В качестве такого волновода предлагается использовать Г-образный микроволновод, в котором возможно одновременное распространение поверхностной МСВ (ПМСВ), обладающей нормальной дисперсией, и обратной объемной МСВ (ОМСВ), которая, в свою очередь, обладает аномальной дисперсией.



*Рис.1. Схема кольцевого автогенератора.*

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки кольцевого генератора, в цепи внешней положительной обратной связи которой содержится Г – образный ферромагнитный микроволновод. Микроволновод выполнен на основе пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 10 мкм, шириной 1 мм, и намагниченностью насыщения 1750 Гс. В «ножке» данного волновода входным микрополосковым преобразователем возбуждается ОМСВ, а в «плече» – ПМСВ.

На рис.2 приведены фрагменты временной реализации, полученной при значении коэффициента усиления кольца  $G=9.85$  дБ ( $G=K-A$ , где  $K$  – коэффициент усиления усилителя,  $A$  – общие потери сигнала в кольце). В этом случае средняя мощность сигнала на входе спин-волновой линии передачи имеет значение  $P=+18$  дБмВт, при котором в пленке ЖИГ развиваются четырехволновые процессы взаимодействия спиновых волн. В спектре сигнала генерируется сетка частот вблизи нулевых значений средней дисперсии групповой скорости МСВ. Во временной области наблюдаются периодические последовательности кластеров темных солитонов, в каждом из которых находятся четыре солитонных «кристалла», содержащих порядка десяти темных солитонов. Период следования кластеров имеет значение  $T_{r0}=2.088$  мкс, а периоды следования солитонных кристаллов в кластере:  $T_{r1}=409$  нс,  $T_{r2}=539$  нс и  $T_{r3}=400$  нс. Генерируемые темные солитоны представляют собой достаточно короткие импульсы с длительностью порядка 2 нс. Представленный в левом столбце солитонный кристалл состоит только из серых солитонов, пиковые значения которых являются отличными от нуля, а фаза внутри солитонов имеет «скачок» отличный от  $\pi$ . В тоже время, представленный в правом столбце солитонный кристалл, помимо серых солитонов, содержит расположенный в центре кристалла черный солитон, амплитуда которого спадает до нуля, а фаза изменяется на  $\pi$ . Амплитуда темных солитонов хаотическим образом изменяется от одного кристалла к другому, что обуславливает частичную хаотизацию спектра сигнала.

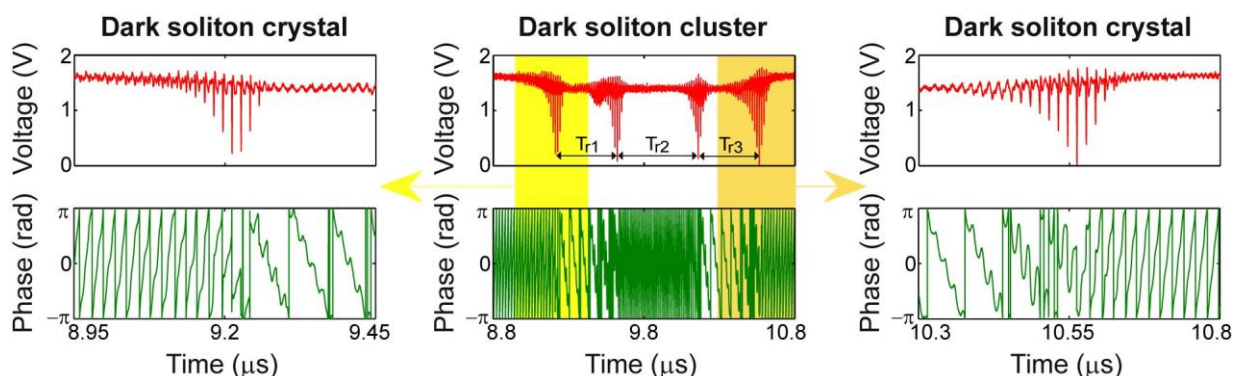


Рис.2. Фрагмент временной реализации, содержащей многосолитонные комплексы, состоящие из темных спин-волновых солитонов.

В заключении отметим, что полученные результаты представляют определенный научный интерес, связанный с использованием нелинейных устройств магноники для создания генераторов ультракоротких импульсов. Последние могут найти применение в системах связи и передачи информации.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00666)*

#### Библиографический список

1. Grelu P. and Akhmediev N. // Nature Phot. 2012. Vol. 6. P. 84.
2. Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Patton C.E. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80, No 19. P. 4301.
3. Kalinikos B.A., Scott M.M., Patton C.E. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84, No 20. P. 4697.

## РЕГУЛЯРНАЯ И ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

А. В. Борисов<sup>1</sup>, Е. В. Ветчанин<sup>1,2</sup>, И. С. Мамаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Удмуртский государственный университет, Ижевск

<sup>2</sup>Ижевский государственный технический университет им. М. Т. Калашникова

E-mail: veugene186@gmail.com

В данной работе рассматривается движение эллиптического профиля в вязкой жидкости. Тело несет внутри себя подвижную массу  $m_p$  совершающую колебания параллельно одной из геометрических осей по закону  $\rho(t) = (a, b \cos \Omega t)$ .

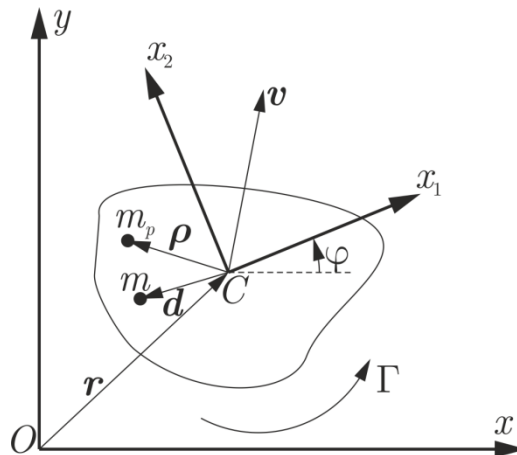


Рис. 1 – Системы координат.  $Oxy$  – неподвижная,  $Cx_1x_2$  – подвижная

Для описания движения тела мы вводим две системы координат: неподвижную  $Oxy$  и подвижную  $Cx_1x_2$  жестко связанную с телом (см. рис. 1). Положение тела в системе координат  $Oxy$  будем определять с помощью радиус-вектора  $r = (x, y)$  точки  $C$ , а ориентацию с помощью угла  $\varphi$  между положительными направлениями осей  $Ox$  и  $Cx_1$ . Справедливы следующие кинематические соотношения

$$\begin{aligned} \dot{x} &= v_1 \cos \varphi - v_2 \sin \varphi, \\ \dot{y} &= v_1 \sin \varphi + v_2 \cos \varphi \\ \dot{\varphi} &= \omega \end{aligned} \quad (1)$$

где  $v_1, v_2$  – проекции вектора поступательной скорости тела на оси подвижной системы координат,  $\omega$  – угловая скорость тела.

Уравнения движения тела имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{p}_1 &= p_2 \omega - \Gamma v_2 - \mu_1 v_1, \\ \dot{p}_2 &= -p_1 \omega + \Gamma v_1 - \mu_2 v_2, \\ \dot{M} &= p_1 v_2 - p_2 v_1 - \mu_3 \omega \end{aligned} \quad (2)$$

где проекции импульса  $p_1, p_2$  и момент импульса  $M$  определяются следующими выражениями

$$\begin{aligned} p_1 &= Av_1 - c_2(t) + \dot{c}_1(t) \\ p_2 &= Bv_2 + c_1(t) + \dot{c}_2(t) \\ M &= -c_2(t)v_1 + c_1(t)v_2 + I(t)\omega + k(t) \end{aligned} \quad (3)$$

Функции  $c_1(t), c_2(t), I(t), k(t)$  в выражении (3) определяются законом движения внутренней массы и параметрами рассматриваемой системы.



В предельном случае  $\mu_1 = 0$ ,  $\mu_3 = 0$ ,  $\mu_2 \rightarrow \infty$  система уравнений (2) приводится к уравнениям движения саней Чаплыгина с параметрическим возбуждением, рассмотренным в работе [1].

Поскольку система (2) состоит из трех неавтономных уравнений с периодической правой частью, для ее исследования используется отображение Пуанкаре. В зависимости от значений параметров в фазовом пространстве системы (2) наблюдаются: предельные циклы (неподвижные точки на отображении), притягивающие торы (инвариантные кривые на отображении), странные аттрактор. Примеры отображений Пуанкаре системы (2) приведены на рис. 2.

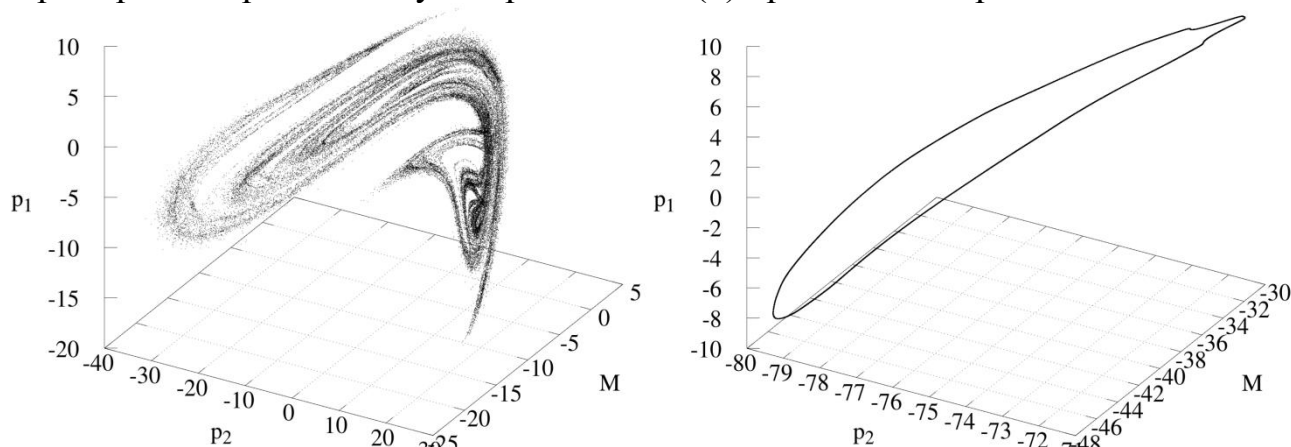


Рис. 2 – Странный аттрактор (слева), инвариантная кривая (справа)

Бифуркационный анализ системы показал, что инвариантные кривые на отображении Пуанкаре рождаются в результате бифуркации Неймарка-Сакера. Также в рассмотренной системе были обнаружены бифуркации удвоения периода. Однако не удалось обнаружить каскады таких бифуркаций, приводящие к универсальности Фейгенбаума.

*Авторы выражают благодарности С.П. Кузнецову и И.А. Бизяеву за интерес, проявленный к данной работе, и обсуждение результатов.*

*Работа А.В. Борисова выполнена в рамках государственного задания УдГУ 1.2404.2017/4.6. Работа Е.В. Ветчанина и И.С. Мамаева выполнена в рамках государственного задания ИжГТУ 1.2405.2017/4.6 и поддержана грантом РФФИ 18-08-00995-а.*

#### Библиографический список

1. *Bizyaev I. A., Borisov A. V., Mamaev I. S. The Chaplygin Sleigh with Parametric Excitation // Chaotic Dynamics and Nonholonomic Acceleration, Regular and Chaotic Dynamics, 2017, vol. 22, no. 8, pp. 955–975*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД В МНОГОКОНТУРНОМ ГЕНЕРАТОРЕ

**В.В. Бурашников<sup>1</sup>, Н.В. Станкевич<sup>1,2</sup>, Е.П. Селезнев<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

<sup>2</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

<sup>3</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: stankevichnv@mail.ru*

Одним из перспективных направлений практического использования радиофизических генераторов сложных колебательных режимов является их применение в системах скрытой передачи данных [1-3].

В рамках данной работы проводится исследование возбуждений колебательных мод и развития сложной хаотической динамики в пятиконтурном генераторе с общей схемой управления. Систему дифференциальных уравнений, описывающую многоконтурный генератор, можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (\lambda k_1 - x^2)\dot{x} + \omega_{12}x + k_0(k_2\dot{y} + k_3\dot{z} + k_4\dot{v} + k_5\dot{w}) &= 0, \\ \ddot{y} - (\lambda k_2 - y^2)\dot{y} + \omega_{22}y + k_0(k_1\dot{x} + k_3\dot{z} + k_4\dot{v} + k_5\dot{w}) &= 0, \\ \ddot{z} - (\lambda k_3 - z^2)\dot{z} + \omega_{32}z + k_0(k_1\dot{x} + k_2\dot{y} + k_4\dot{v} + k_5\dot{w}) &= 0, \\ \ddot{v} - (\lambda k_4 - v^2)\dot{v} + \omega_{42}v + k_0(k_1\dot{x} + k_2\dot{y} + k_3\dot{z} + k_5\dot{w}) &= 0, \\ \ddot{w} - (\lambda k_5 - w^2)\dot{w} + \omega_{52}w + k_0(k_1\dot{x} + k_2\dot{y} + k_3\dot{z} + k_4\dot{v}) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $x, y, z, v, w$  – динамические переменные;  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5$  – частоты собственных автоколебательных мод;  $k_1, k_2, k_3, k_4, k_5$  – коэффициенты возбуждения колебательных мод в каждом автогенераторе.

Для возможности возникновения многомодовых автоколебаний частоты были разнесены следующим образом:  $\omega_1 = 6.65$  кГц,  $\omega_2 = 11.53$  кГц,  $\omega_3 = 21.38$  кГц,  $\omega_4 = 41.88$  кГц,  $\omega_5 = 82.24$  кГц. Из системы уравнений понятно, что управляющими параметрами системы являются коэффициенты усиления активных элементов.

В рамках данной работы было проведено схемотехническое моделирование динамики такого автогенератора в среде Multisim. В работе мы будем изменять регулирующие параметры  $k_1, k_2, k_3, k_4, k_5$  для того, чтобы в системе возникали разные автоколебательные моды. Диагностировать их будем с помощью спектра Фурье. При возбуждении разного количества автоколебательных мод в системе будут устанавливаться различные динамические режимы, включая многочастотные квазипериодические и хаотические. Их графическое представление в виде фазовых портретов будет также представлено в работе.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 17-12-01008.*

### Библиографический список

1. *Дмитриев А.С., Панас А.И.* Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002. 252с.
2. *Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е.* // УФН. 2009. Т. 179. В. 12. С. 1281—1310.
3. *Караваев А.С., Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В.1, С.3-11.

## АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И СОСТАВА РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ФРАКТАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

А. А. Бурцев<sup>1,2</sup>, Е. М. Притоцкий<sup>1,2</sup>, О. Я. Бутковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

<sup>2</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»

E-mail: murrkiss2009@yandex.ru

В предыдущих работах авторами исследовалось образование фрактальных кристаллов на поверхности нержавеющей стали [1]. Была рассмотрена модель, описывающая рост кластера DLA (диффузионно-локальная агрегация) при варьировании начальной концентрации и вероятности слипания частиц в рамках двумерного клеточного автомата окрестности фон Неймана [2]. В данной модели блуждающая частица прилипает к покоящейся частице и становится покоящейся. Такой принцип позволяет моделировать классическое броуновское движение и фракталы типа стохастический дендрит. Введение величины вероятности прилипания блуждающей частицы к покоящейся позволяет получить различные модельные картины, качественно отвечающие экспериментальным результатам по получению фрактальных кристаллов [3].

В ряде работ указывалось, что образующиеся на поверхности металлов фрактальные кристаллы имеют вытянутую игольчатую форму и морфологически заметно отличаются от описанных авторами стохастических дендритов [4]. Поэтому для проверки воспроизводимости результатов были проведены эксперименты с различными значениями энергии и длительности импульсов, но при одинаковой плотности мощности на сталях марок AISI304 и AISI201. Экспериментальные результаты показывают, что при более длительном нагреве на периферийных областях возникает большее количество устойчивых центров кристаллизации: тем больше центров, чем больше энергия и длительность импульса при неизменной плотности мощности. При этом фрактальная структура свидетельствует о неравномерном характере распределении температуры при фазовом переходе. Образовавшиеся кристаллы отличаются по форме: на самом краю области воздействия заметны «игольчатые» образования (т.н. сферолиты), ближе к центру кристаллы обретают форму, аналогичную классическому стохастическому фракталу.

Был проведен химический анализ образцов после лазерного воздействия методом растровой электронной микроскопии. Точками на изображениях указаны области, на которых проводился данный анализ. В области формирования дендритных кристаллов на стали AISI304 (рис.1, слева) заметно более высокое преобладание хрома и кислорода и уменьшение доли железа (сравнение областей 1, 2, 3 с областью 4). Наличие высокой доли кислорода может свидетельствовать о том, что кристаллы формируются в поверхностном слое после деструкции пленки окисла [5, 6].

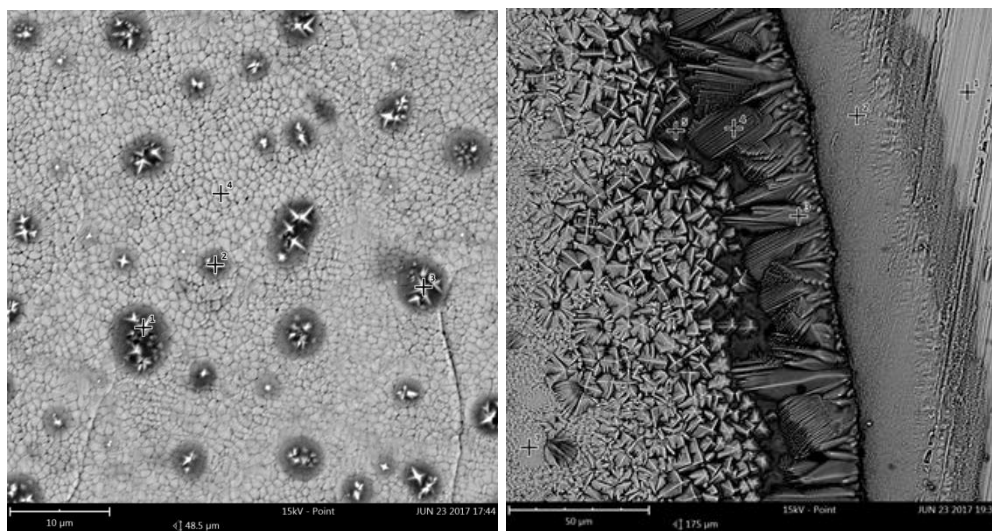


Рис.1. Модифицированная поверхность стали AISI304 (слева) и AISI201 (справа) с указанием рассматриваемых точек.

Для образцов с более плотным образованием кристаллов (рис.1, справа) также был проведен химический анализ. Наибольший интерес вызывал вопрос, будут ли кристаллы разной формы заметно отличаться и по своему химическому составу. Точки 3, 4 и 5 соответствуют областям образования игольчатых кристаллов. В области 6 кристаллы и внешне, и по химическому составу аналогичны структурам, полученным ранее (классический дендрит). В области игольчатых кристаллов доли хрома и кислорода даже выше, чем доля железа.

Полученные данные позволяют сделать вывод, что разные виды кристаллов различаются по химическому составу. Для обоих случаев вполне вероятным является формирование фрактальных структур из оксидной пленки, поверхностное образование которой предшествовало плавлению и расплескиванию расплава. С помощью контроля параметров излучения можно достигнуть получения кластеров нужной формы и свойств [7].

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.*

#### Библиографический список

1. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. – 2016. – V. 86. – №.1. – с.110-115.
2. Бурцев А.А., Бутковский О.Я., Сагитова А.В., Мешков Г.Б., Яминский И.В. // Тезисы доклада XII Всероссийской конференции «Наноэлектроника, нанопотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2017. – с. 22-24.
3. Безносюк С.А., Лерх Я.В., Жуковская Т.М. // Ползуновский вестник. – 2005. - №4-1 с.143-151.
4. Галенко П.К., Харанжевский Е.В., Данилов Д.А. // ЖТФ. - 2002. V. 72.- № 5. - с. 48–55.
5. А.В. Волков, Н.Л. Казанский, О.Ю. Моисеев, С.Д. Полетаев. // ЖТФ, 2015, V 85, №2 – с. 107-111.
6. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. – 2014. – V. 84. – №.10. – с.83-86.
7. Хакен Г. Синергетика: Принципы и основы. Перспективы и приложения. Ч.2: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. Изд. 2-е – М.: УРСС: ЛЕНАНД, 2015. – 432 с.

**ОСОБЕННОСТИ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ  
ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ  
ЭХО-ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ**

**С.О. Васецкий, С.В. Заварин, В.Н. Лоскутова, Е.Л. Никишин**

*Саратовский государственный технический университет имени*

*Гагарина Ю.А., Саратов, Россия*

*E-mail: vasetskiyso@yandex.ru*

Одним из простых и доступных методов оценки работоспособности пьезоэлектрических преобразователей акустоэлектронных приборов является эхо-импульсный метод [1]. При этом важнейшим вопросом является оценка свойств материала пьезоэлектрического слоя по выполнению функции электроакустического преобразования. Целью настоящей работы является исследование особенностей оценки с помощью эхо-импульсного метода пьезоактивных свойств тонких пленок оксида цинка (ZnO), напыленных методом ионно-плазменного магнетронного распыления.

Среди основных факторов, определяющих эффективность пьезоэлектрического преобразователя, является качество пьезоэлектрического слоя преобразователя, которое можно количественно выразить внесенной проводимостью электроакустическим преобразователя  $g_{ea}$ . Согласно работе [2], внесенная проводимость  $g_{ea}$  определяется соотношением:

$$g_{ea} = \frac{4K^2CV_{зв}}{h} \cdot f_{ea} \quad (1)$$

где  $K$  – коэффициент электромеханической связи пьезоэлектрика;  $V_{зв}$  – скорость ультразвуковой волны в пьезоэлектрическом слое;  $h$  – толщина этого слоя;  $f_{ea}$  – функция, отражающая частотную зависимость внесенной проводимости;  $C$  – электрическая емкость излучающего элемента. Величина функции  $f_{ea}$  на резонансной частоте обычно близка к единице или чуть больше.

Таким образом, сравнивая экспериментальные данные преобразователей, имеющих одинаковые геометрические параметры и выполненных с использованием одинаковых материалов (и, следовательно, имеющих одинаковые значения физических величин, входящих в формулу для  $g_{ea}$  кроме коэффициента электромеханической связи  $K$ ) можно провести оценку изменения коэффициента электромеханической связи для преобразователей, изготовленных при различных режимах нанесения пленки оксида цинка.

Основными факторами, определяющими амплитуду отраженных эхо-импульсов наряду с коэффициентом электромеханической связи пьезослоя являются: КСВН преобразователя, затухание акустических волн в звукопроводе, а, следовательно, его длина, непараллельность противоположных торцов звукопровода, поперечные размеры преобразователя и частота акустических волн.

В результате серии проведенных экспериментов на звукопроводах из кристаллов АИГ по оценке пьезоэффективности эхо-импульсным методом были получены следующие средние значения разности амплитуд зондирующего сигнала

и первого отраженного эхо-импульса  $\Delta A_{cp}$  для преобразователей, возбуждающих продольные и сдвиговые волны. Для продольных волн  $\overline{\Delta A_L} = 42,45 \pm 2,59$  дБ, а для сдвиговых волн  $\overline{\Delta A_S} = 33,64 \pm 1,87$  дБ. При измерениях было зафиксировано малое количество отраженных эхо-импульсов, что говорит о непараллельности торцов звукопровода, которое можно измерить на гониометре ГС-5 и учесть в процессе оценки пьезоэффективности плёнок. Относительно малое ослабление первого отраженного эхо-импульса по сравнению с зондирующим сигналом говорит о высоком качестве пьезоэффективности плёнок. На рис. 1 показаны осциллограммы зондирующего сигнала и эхо-импульсов при исследовании преобразователей продольных (рис. 1,а) и сдвиговых (рис. 1,б) волн.

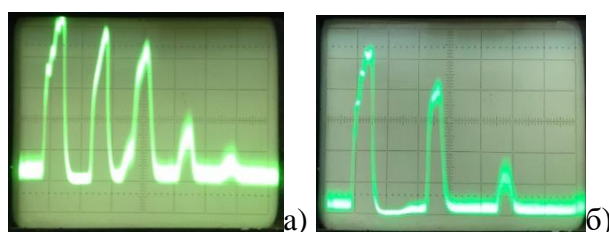


Рис. 1. Осциллограммы зондирующего сигнала и отраженных эхо-импульсов для преобразователей: а – продольных волн, б – сдвиговых волн

В качестве косвенного подтверждения справедливости выводов об относительно высоком качестве пьезоактивных свойств плёнок ZnO служат фотографии плёнок, представленные на рис. 2, полученные с помощью растровых электронных микроскопов Quanta 650 FEG и ZEISS AURIGA CrossBeam.

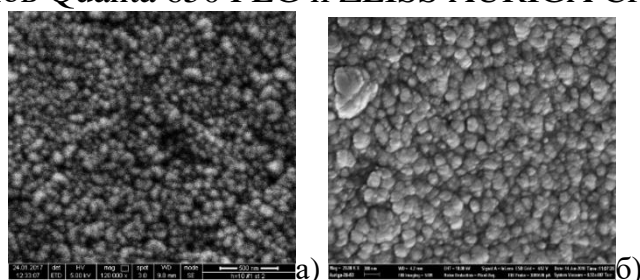


Рис. 2. Фотографии поверхности пленок ZnO толщиной 1,1 мкм, нанесенных на кристаллы АИГ, возбуждающие : а – продольные волны; б – сдвиговые волны

На снимках представлены ростовые поверхности плёнок. Исследуемые плёнки были поликристаллические, текстурированные.

В настоящей работе было определено, что для более достоверной оценки пьезоактивности тонких пьезоэлектрических пленок ZnO эхо-импульсным методом необходимо контролировать параллельность торцов звукопровода и учитывать затухание акустических волн в нём.

#### Библиографический список

1. Григорьев М. А., Навроцкая Ю. Н. // Акустический журнал. 1996. Т.42. №2. С. 276-278.
2. Зюрюкин Ю. А., Наянов В. И., Полотнягин В. А. // Радиотехника и электроника. 1970. Т.15. №5. С. 1059-1067.

**ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВОДОРОДА С  
ПОВЕРХНОСТИ КАТОДОВ НА ОСНОВЕ НАНОТРУБОК ДИОКСИДА  
ТИТАНА, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДИОКСИДОМ РУТЕНИЯ,  
МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОГО ФУРЬЕ-АНАЛИЗА**

**М. Ю. Васильков<sup>1,2</sup>, Ф. С. Федоров<sup>3</sup>, Н. М. Ушаков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

<sup>3</sup>*Сколковский институт науки и технологий, Москва*

*E-mail: vasilk.mikhail@yandex.ru*

Одной из актуальных научных задач является разработка композиционных наноматериалов функционального назначения и изучение их свойств [1,2]. Ранее было показано, что катоды на основе упорядоченных нанотрубок (НТ)  $\text{TiO}_2$ , модифицированных диоксидом рутения, проявляют высокие каталитические свойства в процессе электролитической генерации водорода, при этом активность электродов зависит от количества  $\text{RuO}_2$  и геометрических параметров тубулярной матрицы [3]. Если при увеличении содержания модификатора наблюдалось резкое возрастание каталитической активности таких систем, то однозначного заключения о влиянии геометрических параметров НТ на их активность сделано не было. Целью данного исследования явилось установление влияния морфологии поверхности композитных катодов  $\text{TiO}_2\text{-RuO}_2$  на их каталитические свойства.

Для этого с разрешением 200 Гц в ходе гальваностатического электролиза при плотности тока  $-400 \text{ мА/см}^2$  в 0,1 М растворе  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  были получены потенциал-временные зависимости для данных катодов, которые затем были проанализированы спектральным методом Фурье-анализа. Исходные сигналы и соответствующие им Фурье-образы представлены на рис. 1.

В зависимости от геометрических параметров НТ, которые определялись напряжением анодирования, на частотных спектрах удалось выделить основные несущие частоты (обозначены \*), по которым были рассчитаны параметры газообразования.

Было найдено, что с увеличением внутреннего диаметра трубок (высокое напряжение анодирования) уменьшалась частота генерации пузырьков водорода, что приводило к росту среднего критического объема отрывающегося пузырька  $\text{H}_2$  и степени блокировки всей поверхности катода. Аналогичное поведение наблюдалось и при уменьшении загрузки диоксида рутения.

Были предложены линейные уравнения аппроксимации для найденных зависимостей, из которых удалось получить кинетические параметры, которые хорошо согласовывались с данными, полученными на модельных системах [4].

Таким образом, можно сделать вывод, что для достижения максимальной эффективности электролиза на катодах на основе НТ  $\text{TiO}_2$ , модифицированных  $\text{RuO}_2$ , размеры НТ должны иметь минимальный размер, поскольку данные структуры характеризуются максимальной газофобностью по отношению к водороду,

при которой степени экранировки поверхности электрода оказывается минимальной.

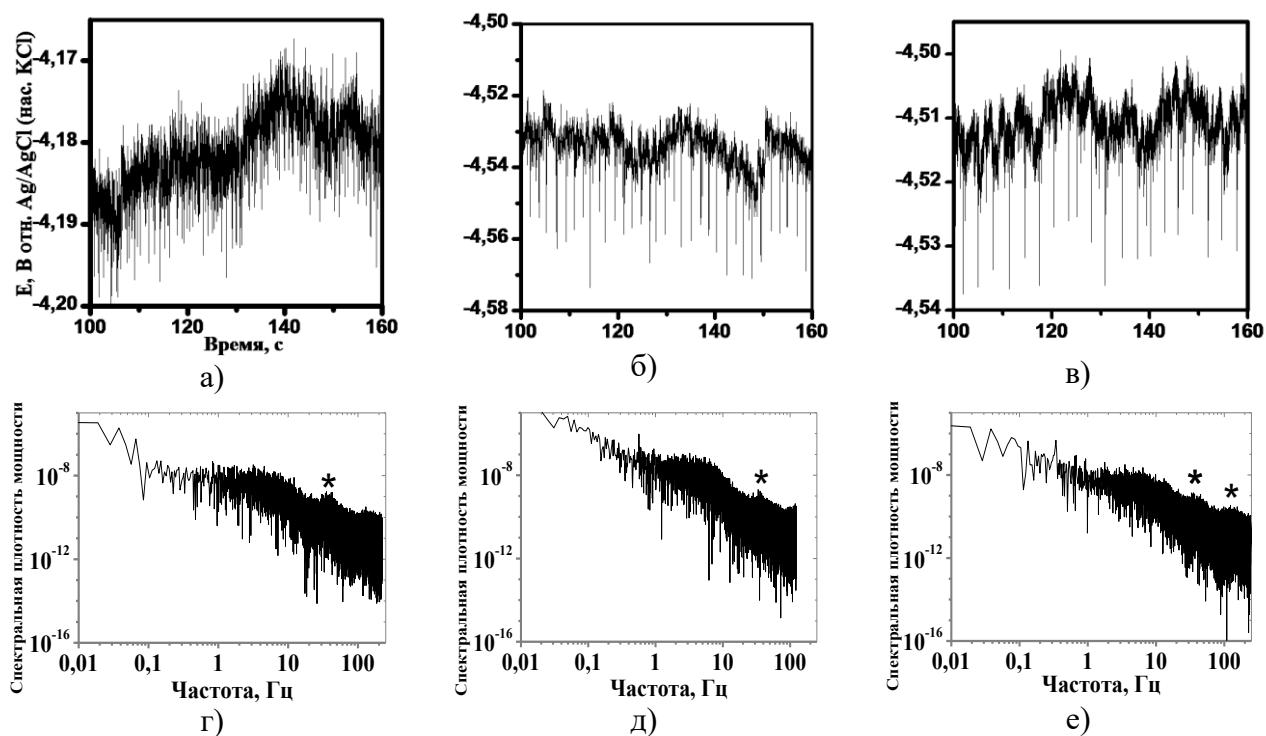


Рис. 1. Потенциал-временные зависимости катодов на основе НТ  $\text{TiO}_2$ , полученных при напряжении 10 (а), 20 (б) и 30 В (в) и модифицированных диоксидом рутения, в ходе гальваностатического электролиза при плотности тока  $-400 \text{ mA/cm}^2$  в 0,1 М растворе  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ . Частотные спектры плотности мощности, рассчитанные методом Фурье-анализа, для соответствующих потенциал-временных зависимостей

#### Библиографический список

1. *Fendler J. H.* // Chemistry of materials, 1996. V. 8. №. 8. P. 1616-1624.
2. *Gleiter H.* // Acta materialia, 2000. V. 48. №. 1. P. 1-29.
3. *Васильков М.Ю. и др.* // НННФ. 2016. С. 22–23.
4. *Gabrielli C. et al.* // Journal of applied electrochemistry, 1989. V. 19. №. 5. P. 683-696.



## БИПОЛЯРНАЯ ИНЖЕКЦИЯ В СПИНОВЫХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ, СОДЕРЖАЩИХ СЛОИ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ InFeSb

М. В. Ведь, М. В. Дорохин, В. П. Лесников, П. Б. Дёмина,

А. В. Здравейцев, Ю. А. Данилов, А. В. Кудрин

НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород

E-mail: [turok.89rus@rambler.ru](mailto:turok.89rus@rambler.ru)

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) – полупроводниковые ферромагнитные материалы, легированные атомами переходных элементов – считаются перспективными как элементы приборов спинтроники [1]. Данная работа посвящена созданию и исследованию работы спинового светоизлучающего диода (ССИД) на основе структур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и ферромагнитным инжектором (In,Fe)Sb.

Исследуемые образцы были выращены на подложках n-GaAs комбинированным методом, совмещающим МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное осаждение [2]. Были проведены измерения вольтамперных характеристик (ВАХ), электролюминесценции (ЭЛ), а также степени циркулярной поляризации полученных структур. Типичные графики ВАХ приведены на рисунке 1.

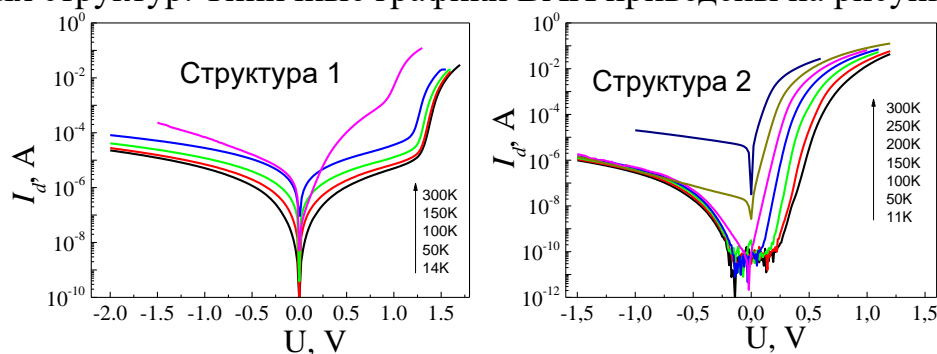


Рис. 1. ВАХ исследуемых структур.

Вольтамперная характеристика структуры 1 характеризуется точкой перегиба при  $\sim 1,25$  В и высоким значением коэффициента неидеальности ( $n \sim 2$ ). Такой вид ВАХ свидетельствует о биполярной инжекции в гетеропереходе (In,Fe)Sb/n<sup>++</sup>-GaAs. Биполярная инжекция подтверждается наличием излучения ЭЛ. В отличие от структуры 1, для структуры 2 точка перегиба на ВАХ не зарегистрирована, а коэффициент неидеальности близок к 1. Следовательно, для гетероперехода (In,Fe)Sb/n-GaAs характерна униполярная инжекция, что подтверждается отсутствием сигнала электролюминесценции.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание GaAs структур. Работа выполнена в рамках гос. задания Минобрнауки РФ (8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (18-37-00358), стипендии президента РФ (СП-2450.2018.5).

### Библиографический список

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V.40. P.R179.
2. Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П. и др. // Труды XXII Международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». 2018. Т. 1. С.184.

## **АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛООВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ**

**А. А. Гавриков, В. И. Смирнов**

*Ульяновский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: a.gavrikoff@gmail.com*

Перспективные энергетические технологии постепенно входят в нашу жизнь и в будущем доля «зелёной» энергии будет только расти.

Как известно, КПД солнечных батарей пока не превышает 15-20%, а значит более 80% падающей на него солнечной энергии преобразуется в тепло [1]. С каждым градусом нагрева номинальная мощность батареи снижается примерно на 0,4%, в результате чего падение мощности может достигать 25% [2]. К тому же высокая температура ускоряет деградацию солнечных модулей.

Качество теплоотвода солнечной батареи в основном зависит ее конструкции, материала подложки и от качества теплового контакта между полупроводником и подложкой, которое определяется тепловым сопротивлением.

Несмотря на важность измерения теплового сопротивления солнечных батарей, стандарты по его измерению пока отсутствуют, а количество публикаций минимально.

В одной из зарубежных работ было предложено рассматривать солнечный модуль как совокупность соединённых последовательно диодов, что позволяет использовать метод JESD 51-14 [3], основанный на пропускании через объект ступенчато изменяющейся мощности и измерении отклика – температуры перехода относительно начальной температуры. Поскольку температура в процессе измерения должна поддерживаться постоянной, то измерение проводилось с использованием двух «холодных плит» - с обеих сторон исследуемого объекта при стабилизированной температуре 25 С.

У солнечных батарей мощностью десятки и сотни ватт размеры существенно превышают размеры выпускающихся «холодных» плит, что делает метод неприменимым для мощных панелей.

Нами использовался модуляционный метод [4], который использует мощность модулированную по гармоническому закону и определяет переменную составляющую температуры, что позволяет проводить измерения без использования «холодных» плит и исключить влияние температурного тренда на результаты измерения.

Целью исследований было измерение компонент теплового сопротивления мощного солнечного модуля с большой площадью поверхности. Объектом исследований являлся солнечный модуль из поликристаллического кремния, состоящий из 36 поликристаллических солнечных элементов площадью 125 × 125 мм каждый. Общая площадь поверхности модуля составляет 700 × 550 mm, суммарная мощность равна 50 W, напряжение холостого хода 23.6 V, ток при работе на нагрузку 2.55 A.

Зависимость теплового импеданса от частоты представлена на верхнем графике, с помощью его дифференцирования можно выявить компоненты теплового сопротивления элементов конструкции солнечной батареи. Для исследуемого солнечного модуля отчетливо наблюдаются три пика, соответствующие трем компонентам:  $R_{T1} = 0.0115$  К/Вт,  $R_{T2} = 0.055$  К/Вт и  $R_{T3} = 0.121$  К/Вт. Компонента  $R_{T2}$  соответствует тепловому сопротивлению «переход-корпус» солнечного модуля и проявляется на частоте модуляции 0.5 Hz, компонента  $R_{T3}$  – тепловому сопротивлению «переход-каркас» модуля и проявляется на частоте модуляции 0.01 Hz.

Измерения теплового сопротивления солнечных модулей выявило отличительную особенность, связанную с большой площадью p-n-перехода. В отличие от обычных полупроводниковых приборов типа диодов, транзисторов и тиристоров увеличение греющего тока в модулях не приводит к увеличению температуры p-n-перехода. Это объясняется неоднородным распределением тока через переход и образованием локальных областей разогрева материала полупроводника – current crowding [5]. Образование локальных областей разогрева подтверждается экспериментально обнаруженной компонентой  $R_{T1}$ , которая обусловлена разностью температур между локальными областями разогрева и остальной частью полупроводникового материала. Подтверждением образования локальных областей разогрева является и нелинейный характер зависимости компонент теплового сопротивления от величины греющего тока  $I_h$ . С увеличением  $I_h$  за счет увеличения размеров локальных областей разогрева степень неоднородности распределения тока уменьшается, и тепловое сопротивление перестает зависеть от  $I_h$ .

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-48-730018 p\_a).*

#### Библиографический список

1. *B. Siegal.* Solar Photovoltaic Cell thermal measurement issues // 26th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (SEMI-THERM). 2010, pp.132-135
2. *O. Dupré, R. Vaillon, M.A. Green.* Thermal Behavior of Photovoltaic Devices. Physics and Engineering. 2015.
3. JEDEC standard JESD51 1-14, „Methodology for the thermal measurement of component packages (single semiconductor device),” JEDEC Solid State Technology Association, 2005-2010
4. *V. Smirnov, V. Sergeev, A. Gavrikov.* Apparatus for Measurement of Thermal Impedance of High-Power Light-Emitting Diodes and LED Assemblies // IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 63, NO. 6, JUNE 2016
5. *S.M. Sze, K.K. Ng.* Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, 2006, ISBN: 0-470-06830-2.

## ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ $\text{NPs-}\alpha\text{Si}$ ПРИ ИХ МОДИФИКАЦИИ

И.В. Галушка<sup>1</sup>, Д.В. Терин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского

<sup>2</sup>Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: igor.galushka.90@mail.ru

Особый интерес в материаловедении и медико-биологическом направлении представляют эффекты, построенные на квантоворазмерных пористых кремниевых системах. Практическое исследование таких систем требует комплекс дорогостоящего прецизионного оборудования и экономически не целесообразно. В связи с этим исследование проводилось посредством квантово-химические методы, которые в последние годы существенно расширили область своего применения и стали важнейшим инструментом физико-химического исследования. Цель исследования заключается в анализе эволюции спектров пропускания  $\text{NPs-}\alpha\text{Si}$  при их модификации. Результаты получены при помощи квантово-химического расчета в программном комплексе Atomistix Toolkit ATK v.12.8.2 [1, 2]. Параметры расчета: метод согласно теории функционала плотности (ATK-DFT Device); приближения локальной плотности LDA; функция Perdew-Zunger (PZ); расчетная сетка k-point  $1 \times 1 \times 100$ ; диапазон энергий от 0 до 3 эВ с разбиением 101 для Transmission Spectrum и Device Density Of States; температура 300 К.

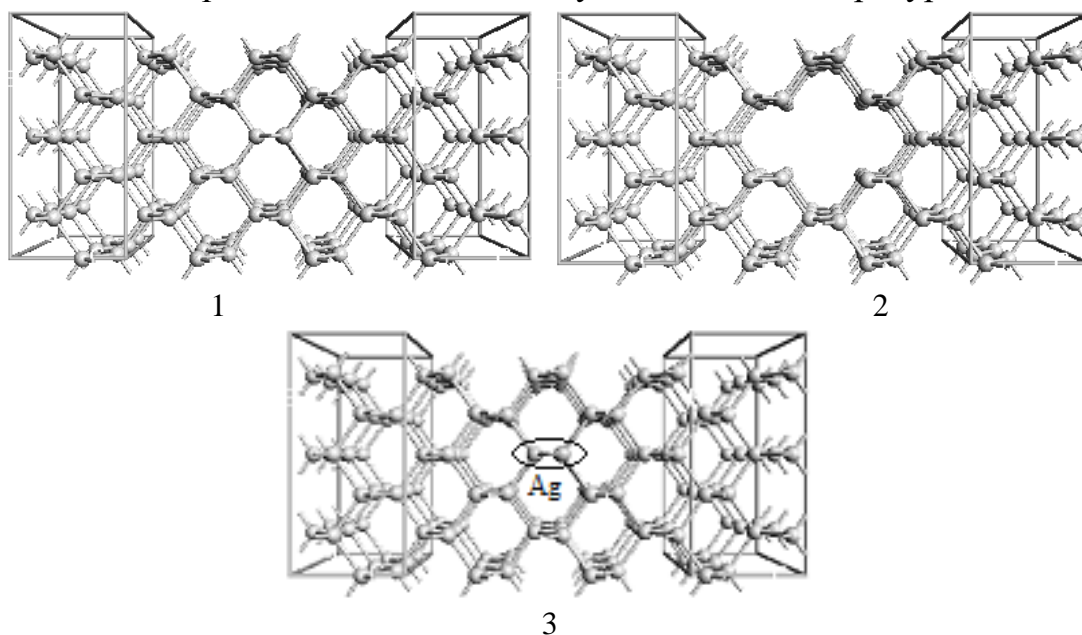


Рис. 1. Модификации кремниевых систем

1 – кремниевый кристалл; 2 – кремниевый кристалл с порой; 3 – кремниевый кристалл с порой, заполненной серебром

Модификации (модели) кремниевых устройств построены на основе кристалла кремния с кристаллографической ориентацией (100), правый и левый электрод имеет размер 5,43 ангстрем, рабочее устройство 16,29 ангстрем (рис.1)

[1,2]. ВАХ прибора, возможно, вычислить путем интегрирования спектра пропускания с нулевым смещением (спектр пропускания зависит от смещения). [3-5] Спектры пропускания и плотности электронных состояний устройств имеют нулевое смещение, представлены на рис. 2.

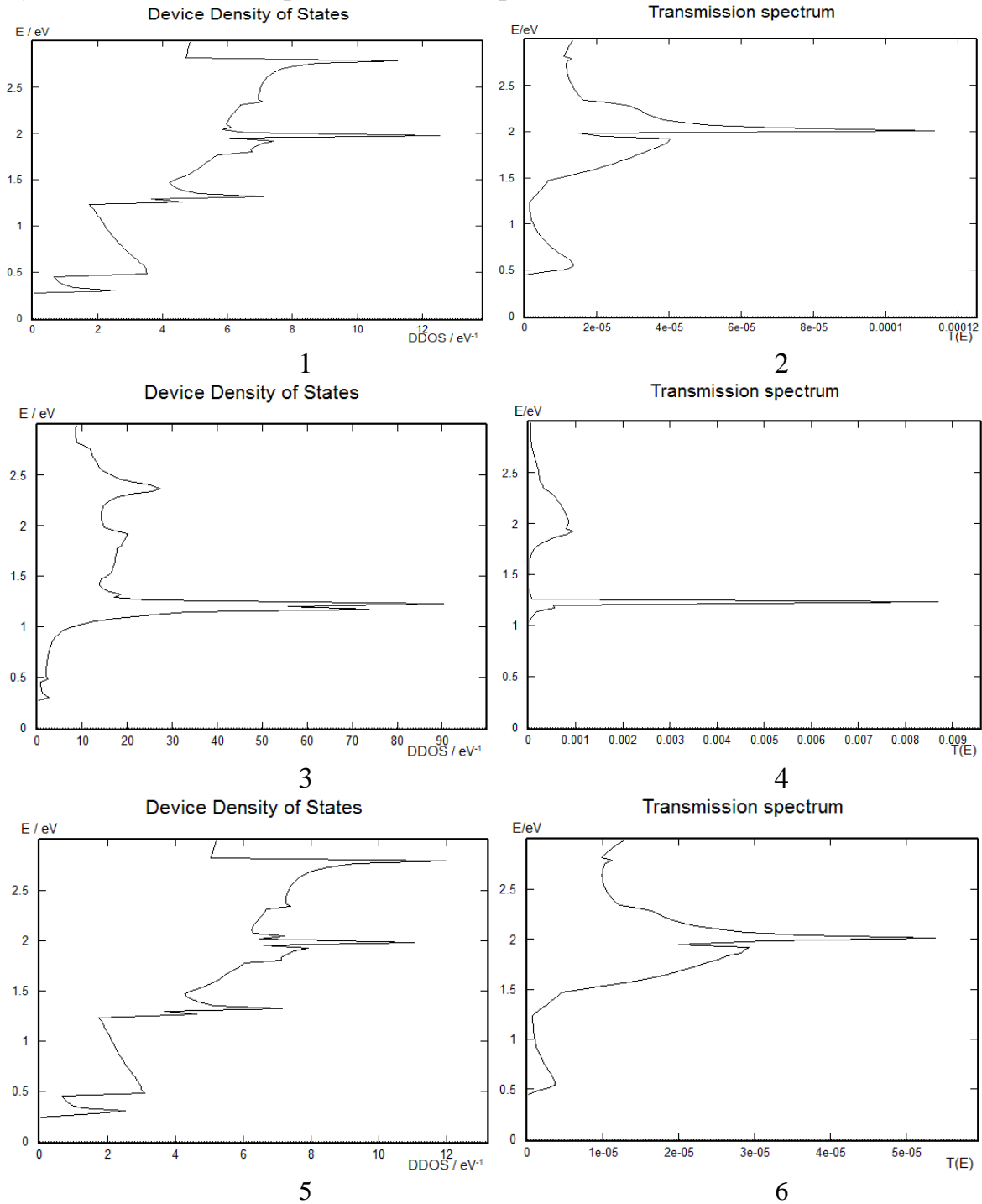


Рис. 2. Характеристики устройства

1 – плотность электронных состояний (модель 1); 2 – спектр пропускания (модель 1); 3 – плотность электронных состояний (модель 2); 4 – спектр пропускания (модель 2); 5 – плотность электронных состояний (модель 3); 6 – спектр пропускания (модель 3).

Характеристики устройства (рисунок 2) в соответствии с моделями (рисунок 1) позволяют качественно и количественно оценить процессы переноса заряда в кремниевых пористых устройствах. Сходство в структуре плотности электронных состояний устройства и его спектра пропускания указывает на четкое соответствие между уровнями энергии в структуре и спектром пропускания устройства. [6]

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № №18-07-00752.*

#### **Библиографический список**

1. *K. Stokbro, J. Taylor, M. Brandbyge, J.-L. Mozos, and P. Ordejón.* Theoretical study of the nonlinear conductance of di-thiol benzene coupled to Au(1 1 1) surfaces via thiol and thiolate bonds. *Computational Materials Science*, 27(1–2):151 – 160, 2003.
2. *Wei Liu, Victor G Ruiz, Guo-Xu Zhang, Biswajit Santra, Xinguo Ren, Matthias Scheffler, and Alexandre Tkatchenko.* Structure and energetics of benzene adsorbed on transition-metal surfaces: density-functional theory with van der Waals interactions including collective substrate response. *New Journal of Physics*, 15(5):53046, 2013.
3. *K.S. Thygesen and K.W. Jacobsen.* Molecular transport calculations with wannier functions. *Chemical Physics*, 319(1–3):111 – 125, 2005. doi:10.1016/j.chemphys.2005.05.032.
4. *A.J. Stone and D.J. Wales.* Theoretical studies of icosahedral c60 and some related species. *Chemical Physics Letters*, 128(5–6):501 – 503, 1986.
5. *P. Thrower.* The study of defects in graphite by transmission electron microscopy. *Chemistry and Physics of Carbon*, 5:217–320, 1969.
6. *K. Stokbro, J. Taylor, M. Brandbyge, J.-L. Mozos, and P. Ordejón.* Theoretical study of the nonlinear conductance of di-thiol benzene coupled to Au(1 1 1) surfaces via thiol and thiolate bonds. *Computational Materials Science*, 27(1–2):151 – 160, 2003.

## ДИНАМИКА ТОРОИДАЛЬНЫХ ТЕЛ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Е. В. Ветчанин<sup>1,2</sup>, Е. С. Гладков<sup>1</sup><sup>1</sup>Удмуртский государственный университет, Ижевск<sup>2</sup>Ижевский государственный технический университет им. М. Т. Калашиникова

E-mail: veugene186@gmail.com

В данной работе рассматривается движение тороидального тела в вязкой жидкости. Ранее в работе [1] были представлены результаты PIV измерений поля скорости жидкости вблизи падающей монетки с отверстием. Было показано, что при этом образуются два кольцевых вихря, благодаря которым монетка движется в положении близком к горизонтальному. Математическое описание движения неодносвязных тел было дано Ламбом [2] для случая идеальной жидкости.

Для описания движения тела мы вводим две системы координат: неподвижную  $Oxuz$  и подвижную  $O_b e_1 e_2 e_3$  жестко связанную с телом. Справедливы следующие кинематические соотношения:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= \alpha \times \omega, \quad \dot{\beta} = \beta \times \omega, \quad \dot{\gamma} = \gamma \times \omega, \\ \dot{x} &= (\alpha, v), \quad \dot{y} = (\beta, v), \quad \dot{z} = (\gamma, v). \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma$  – единичные векторы, направленные вдоль осей неподвижной системы координат,  $x, y, z$  – координаты радиус-вектора  $r$  начала подвижной системы координат в неподвижной системе координат.

На основе уравнений Ламба мы строим уравнения движения неодносвязного тела в вязкой жидкости:

$$\begin{aligned} C\dot{v} &= (Cv + a) \times \omega - \mu\gamma - F, \\ I\dot{\omega} &= (I\omega + b) \times \omega + (Cv + a) \times v - G, \\ F_i &= f_i v_i |v_i|, \quad G_i = g_i \omega_i |\omega_i| \end{aligned} \quad (2)$$

где  $v$  – вектор поступательной скорости тела,  $\omega$  – вектор угловой скорости тела,  $a, b$  – постоянные векторы, учитывающие циркуляционное движение жидкости через отверстие в теле,  $F$  – вектор вязкой силы,  $G$  – вектор вязкого момента,  $C$  – матрица, учитывающая присоединенные массы,  $I$  – матрица, учитывающая присоединенные моменты инерции,  $\mu$  – вес тела в жидкости,  $f_i, g_i$  – коэффициенты сопротивления.

Уравнения (2) содержат 10 неизвестных параметров, которые могут быть определены, в частности, на основе экспериментальных данных по трекингу объекта. В таком эксперименте были определены положение тела  $r$  и векторы  $\alpha, \beta, \gamma$ , задающие его ориентацию. Для вычисления параметров  $a, b, f_i, g_i$  строится функционал качества решения  $L$  и решается задача минимизации:

$$\begin{aligned} L &= \sum_i \sqrt{\Delta r_i^2 + \Delta \alpha_i^2 + \Delta \beta_i^2 + \Delta \gamma_i^2} \rightarrow \min \\ \Delta r_i &= r(t_i) - r(t_{i-1}), \quad \Delta \alpha_i = \alpha(t_i) - \alpha(t_{i-1}), \\ \Delta \beta_i &= \beta(t_i) - \beta(t_{i-1}), \quad \Delta \gamma_i = \gamma(t_i) - \gamma(t_{i-1}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь величины  $r, \alpha, \beta, \gamma$  – определяются из численного решения уравнений (1), (2). Для решения задачи (3) мы используем генетический алгоритм с вещественным кодированием [3].

На рисунке 1 показан, использованный в экспериментах тор.



Рис. 1 – Тор с маркерами. Внешний диаметр 10 см, толщина 3 см.

На рисунке 2 показаны проекции на координатные плоскости траекторий движения тора, полученные численно и в эксперименте.

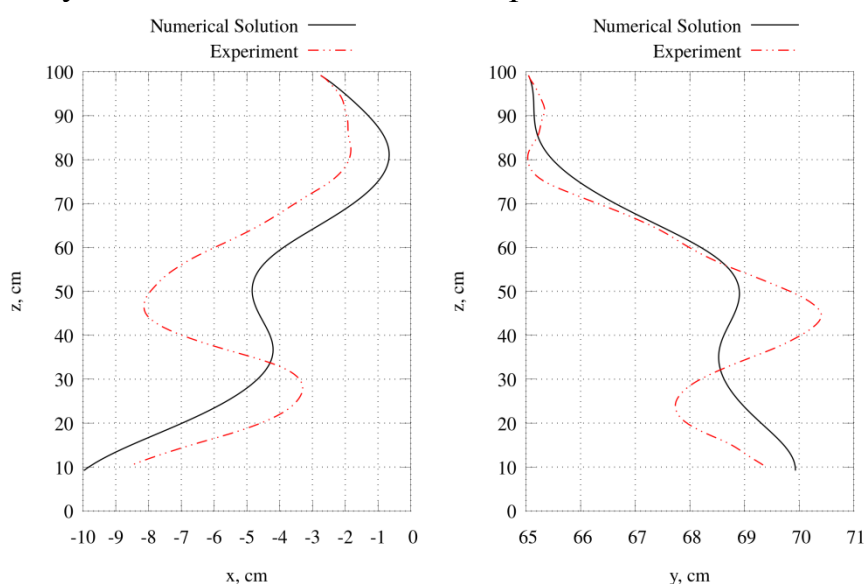


Рис. 2 – Проекция на координатные плоскости траекторий тела, полученные численно и экспериментально

Расчетная траектория отклоняется от экспериментальной не более, чем на 3 см. Более подробное описание эксперимента и результатов приведено в работе [4].

*Работа выполнена в рамках государственного задания ИжГТУ 1.2405.2017/4.6 и поддержана грантом РФФИ 18-08-00995-а*

#### Библиографический список

1. Heisinger L., Newton P., Kanso E. Coins falling in water // J. Fluid Mech., 2014, vol. 742, pp. 243–253.
2. Ламб Г. Гидродинамика. Москва – Ленинград: ОГИЗ, 1947. 929 с.
3. Yakimovich V. A., Tenenkov V. A. Genetic algorithms in system simulation – Izhevsk: IzhGTU, 2010
4. Ветчанин Е.В., Гладков Е.С. Идентификация параметров модели движения тороидального тела на основе экспериментальных данных // Нелинейная динамика, 2018, т. 14, № 1, с. 99-121



**ДИНАМИКА ОСЦИЛЛЯТОРА ВАН ДЕР ПОЛЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ  
ФУНКЦИИ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ  
ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ОТ КООРДИНАТЫ**

**А.В. Голоколенов, Д.В. Савин**

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: allexx-13@mail.ru*

Известно, что в консервативных системах, так же, как и в диссипативных, возможен переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода, которая сходится к гамильтоновой критической точке [1]. Такого рода критическое поведение может также встречаться и в диссипативных системах, в частности, в модели на базе осциллятора Ван дер Поля под внешним импульсным воздействием

$$\ddot{x} - (\gamma - \mu x^2)\dot{x} + \omega_0 x = \sum_{m=-\infty}^{\infty} F(x)\delta(t - nT), \quad (1)$$

при этом функция  $F(x)$  выбирается квадратичной [2, 3]. С другой стороны, аналогичная (1) система при выборе вида функции  $F(x) = \lambda \cos x$  рассматривалась ранее [4] как возмущение предложенной Заславским [5] системы, вырожденной в смысле КАМ-теоремы и демонстрирующей наличие в фазовом пространстве стохастической паутины, при введении в неё малой диссипации автоколебательного типа. Интересно изучить трансформации устройства фазового пространства и пространства параметров такой системы при изменении вида функции внешнего воздействия, обеспечивающем переход от одного предельного случая к другому.

В настоящей работе проводится исследование системы (1) и полученного для такой системы приближенного стробоскопического отображения для различных видов функций внешнего воздействия, а именно функции  $\cos x$  и последовательных разложений косинуса в ряд Тейлора  $\cos x = 1 - x^2/2! + x^4/4! - \dots$ . Были получены карты динамических режимов и карты ляпуновских показателей (рис. 1). В случае квадратичного внешнего воздействия в системе наблюдается два сценария перехода к хаосу: через каскад бифуркаций удвоения периода при увеличении параметра  $\lambda$  в области отрицательных значений  $\gamma$  и через разрушение инвариантных торов при выходе из полосы квазипериодической динамики вдоль линии  $\lambda=0$  в области  $\gamma>0$ . Две эти области разделены, и на их границе находится критическая точка Н-типа. При усложнении функции внешнего воздействия усложняется структура плоскости параметров. В частности, видно, что происходит расширение хаотической и квазипериодической областей, трансформируются языки синхронизации, часть языков переходит в окна периодичности. Разделённые ранее области хаоса, возникшего двумя разными путями, теперь оказываются соединены, а в случае косинусоидального внешнего воздействия на картах для потоковой системы исчезает присутствовавшая ранее область убегания траекторий на бесконечность.

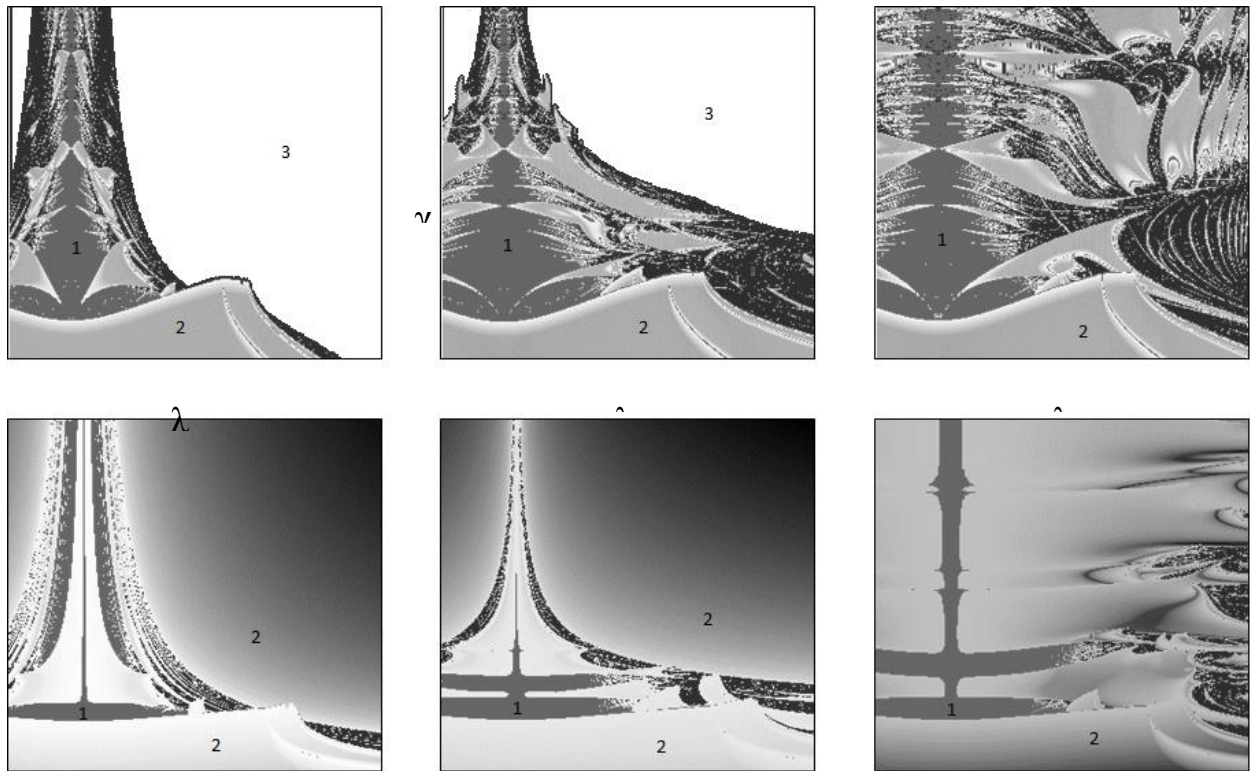


Рис. 1. а), б) и в) — карты ляпуновских показателей для системы (1) при функциях внешнего воздействия  $F(x)=\lambda(1-x^2/2)$ ,  $F(x)=\lambda(1-x^2/2+x^4/24)$  и  $F(x)=\lambda\cos(x)$  соответственно; г), д) и у) — карты ляпуновских показателей для приближенного стробоскопического отображения с параметрами  $B=\exp[\gamma T/2]$ ,  $C=\mu(\exp[\gamma T]-1)/(4\gamma T)$ . Область 1, закрашенная на рисунках темно-серым, соответствует квазипериодическому режиму, область 2, закрашенная градиацией серого цвета — периодическому режиму, область 3, закрашенная белым — убеганию на бесконечность, черным показана хаотическая область.  $\mu=0.5$ ,  $\omega=4$ ,  $C=0.1$

Для исследования структуры фазового пространства были также построены фазовые портреты в стробоскопическом сечении при разных функциях внешнего воздействия и разных значениях параметра нелинейной диссипации  $\mu$ .

#### Библиографический список

1. Райхл Л.Е. Переход к хаосу в консервативных классических и квантовых системах. М., Ижевск: РХД, 2008. 756 с.
2. Kuznetsov S.P., Kuznetsov A.P., Sataev I.R. //J. Stat. Phys. 2005. Vol. 121, № 5-6. P. 697.
3. Savin D.V., Savin A.V., Kuznetsov A.P. et al //Dynam. Syst. 2012. Vol. 27, № 1. P. 117.
4. Felk E.V., Kuznetsov A.P., Savin A.V. //Phys. A. 2014. Vol. 410, P. 561.
5. Заславский Г.М. Физика хаоса в гамильтоновых системах. М., Ижевск: ИКИ, 2004. 288 с.

## СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ЖИГ

А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский

Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stig133@gmail.com

Использование многослойных магнитных микроструктур на основе плёнок железо-иттриевого граната представляется важным для разработки элементов межсоединений в планарных топологиях магнонных сетей [1,2]. Управление перестройкой частоты с помощью магнитного поля для устройств магноники происходит медленно и требует большого расхода энергии. В отличие от этого, управление характеристиками спиновых волн с помощью электрического поля более перспективно. Использование пьезоэлектрических слоёв позволяет существенно расширить функциональность латеральных микроструктур за счет дополнительной возможности двойного управления их характеристиками [3]. В данной работе с помощью численного моделирования основанного на методе конечных элементов и с помощью микромагнитного моделирования исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в магнонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем. На рис. 1 схематически показана рассматриваемая структура, состоящая из гофрированного магнонного кристалла (МК), полученного с помощью метода лазерной резки из плёнки ЖИГ, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. На магнонном кристалле расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца. Экспериментально и в численном моделировании показана возможность управлять частотным положением и глубиной запрещенной зоны МК.

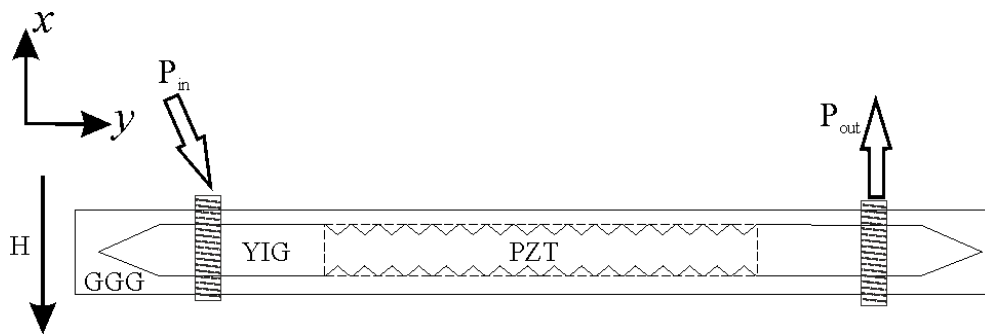


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№16-29-14021, 18-37-00482) и стипендии (СП-2819.2018.5) и гранта (МК-3650.2018.9) Президента РФ.

### Библиографический список

1. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, V.A. Gubanov, S.A. Odintsov, A.A. Martyshkin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, and S.A. Nikitov // Appl. Phys. Lett. 112, 142402 (2018).
2. A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin, A.A. Grachev, V.A. Gubanov, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov // JETP Letters, 2018, Vol. 107, No. 1, pp. 25–29.
3. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov // Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018)

## ЭПИЛЕПТИЧЕСКИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ НА СИГНАЛАХ ЭЭГ МЫШЕЙ ПОСЛЕ ВЫЗВАННОГО ИНСУЛЬТА

**В. В. Грубов, Н. С. Фролов, В. А. Максименко, А. Е. Храмов**

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*

*E-mail: vvgrubov@gmail.com*

В настоящее время большой интерес для исследователей представляют аномальные отклонения от нормального поведения в нелинейной динамической системе – так называемые экстремальные события [1], которые проявляют себя в системах самой различной природы [2-4]. Большое разнообразие экстремальных событий позволяет предположить их существование в живых системах, например, в нейронной сети головного мозга. В действительности, внезапное формирование эпилептических приступов, вызванное синхронизацией большого количества нейронов, демонстрирует динамику, близкую по свойствам к экстремальным событиям [5].

В настоящей работе был рассмотрен особый вид экстремальных событий, возникающий в мозгу мышей после вызванного инсульта, был проведен анализ сигналов ЭЭГ с экстремальными событиями, а также проведена оценка экстремального поведения при помощи статистических методов.

В работе были исследованы электроэнцефалограммы (ЭЭГ) пяти мышей линии CD-1, у которых искусственным образом был вызван инсульт головного мозга. Экспериментальная процедура включала в себя следующие шаги:

1. Установка животным хирургическим путем электродов для снятия сигналов ЭЭГ во фронтальной и париетальной коре головного мозга.
2. Недельный период реабилитации мышей
3. Запись сигналов ЭЭГ в течение 48 часов для получения нормальных (т.е. без экстремальных событий) ЭЭГ-данных.
4. Проведение операции по формированию ишемического инсульта в правом полушарии мозга.
5. Запись сигналов ЭЭГ из левого полушария (без инфаркта) в течение 48 часов для получения постинсультных записей ЭЭГ с рассматриваемыми экстремальными событиями.

Известно, что ишемический инсульт приводит к возникновению спонтанных синхронных паттернов на сигнале ЭЭГ, которые обычно связывают с другим типом патологической активности – эпилептическими приступами.

В работе для частотно-временного анализа сигналов ЭЭГ был использован непрерывный вейвлетный анализ [6]. Для всего сигнала ЭЭГ  $X(t)$  был рассчитан спектр вейвлетной энергии  $M(f,t) = |E(f,t)|^2$  в частотном диапазоне (1,30) Гц. Здесь  $E(f,t)$  – комплексные вейвлетные коэффициенты, рассчитанные через свертку исследуемого сигнала  $X(t)$  и набора базисных функций  $\psi(f,t)$ , получаемых из материнского вейвлета.

В работе в качестве материнского вейвлета был использован Морле-вейвлет,

который хорошо зарекомендовал себя при анализе нейрофизиологических сигналов [6].

Для каждой спектральной компоненты  $f = f^*$  было рассмотрено нормированное значение вейвлетной энергии  $W(f^*, t) = M(f^*, t)/M_{max}$ . Здесь  $M_{max}$  – максимальное значение вейвлетной энергии на всем диапазоне (1,30) Гц. Распределение нормированной энергии  $W(f^*, t)$  было рассмотрено отдельно для каждого животного и каждого значения частоты. В ходе анализа были определены все максимумы на распределении вейвлетной энергии  $W(f^*, t)$ , а затем были построены распределения амплитуд этих максимумов.

В ходе работы были построены функции распределения вероятности для заданной амплитуды вейвлетной энергии  $F(W)$  в виде гистограмм. Было обнаружено, что в области нормальной активности без экстремальных событий распределение  $F(W)$  с высокой точностью аппроксимируется распределением Вейбулла, в то время как, согласно теории экстремальных значений [7], «хвосты» на распределениях  $F(W)$  в области, где  $W$  превышает пороговое значение  $W_\delta$ , аппроксимируются обобщенным распределением Парето. Пороговое значение  $W_\delta$  определяется как значение  $W$  в точке пересечения кривых распределений Вейбулла и Парето.

Для оценки экстремального поведения в мозгу животных была введена специальная величина  $H$  – мера экстремального поведения на сигнале ЭЭГ:  $H$  определяется разницей между экспериментально полученным распределением  $F(W)$  и распределением Вейбулла. Значение величины  $H$  в общем случае близко к 0 в области нормальной динамики и возрастает в области, где присутствуют экстремальных событий. Расчет и сравнение значений  $H$  для различных частот позволяет локализовать экстремальные события.

Можно ожидать, что локализация экстремальных событий, соответствующих патологической активности головного мозга, поможет улучшить методы ранней диагностики патологий головного мозга, например, эпилепсии [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ в рамках государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-2737.2018.2).

#### Библиографический список

1. *Coulibaly S., Clerc M.G., Selmi F., Barbay S.* // Phys. Rev. A. 2017. 95. P. 023816
2. *Albeverio S., Jentsch V., Kantz H.* // Extreme Events in Nature and Society. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
3. *Yeom D.I., Eggleton B.J.* // Nature. 2007. 450. P. 953.
4. *Piccolia P., Chaudhury M., Souza A.* // Research in International Business and Finance. 2017. 42. P. 275.
5. *Hramov A.E., Koronovskii A.A., Midzyanovskaya I.S., Sitnikova E., Rijn C.M.* // Chaos. 2006. 16. P. 043111.
6. *Pavlov A.N., Hramov A.E., Koronovskii A.A., Sitnikova Y.E., Makarov V.A., Ovchinnikov A.A.* // Physics-Uspekhi. 2012. 55. P. 845.
7. *Balkema A.A., De Haan L.* // The Annals of Probability. 1974. 2. P. 792.
8. *Luijtelaar van G., Luttjohann A., Makarov V.V., Maksimenko V.A., Koronovskii A.A., Hramov A.E.* // Journal of Neuroscience Methods. 2016. 260. P. 144.

## УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ СПИНОВЫХ ВОЛН В РЕКОНФИГУРИРУЕМОМ МАГНИТНОМ МИКРОВОЛНОВОДЕ С НАРУШЕННОЙ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ СИММЕТРИЕЙ

**В.А. Губанов, А.В. Садовников**

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: vladmeen@gmail.com*

Планарная топология магнитных сетей создается, например, с помощью структурированных магнитных материалов [1]. Микроструктуры на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут использоваться в задачах обработки спин-волновых сигналов ввиду низкого затухания. Для управления свойствами распространяющихся спиновых волн (СВ) может быть использован метод структурирования ЖИГ пленок и создания нерегулярных микро- и наноразмерных волноводов, в том числе структур с нарушенной трансляционной симметрией [2].

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования режимов распространения спиновых волн в магнитном U-образном волноводе (рис. 1, а). Структура представляет собой нерегулярный ЖИГ микроволновод на подложке галлий гадолиниевый граната (ГГГ). Было проведено микромагнитное моделирование для демонстрации эффективного распространения спиновых волн в U-образной структуре. Показано, что управление характеристиками распространения спиновых волн оказывается возможным благодаря неоднородной конфигурации внутреннего магнитного поля вдоль направления распространения СВ (рис. 1,б). Также выявлены основные режимы работы предлагаемой структуры при локальной модуляции свойств среды (намагниченности и внутреннего магнитного поля) [3].

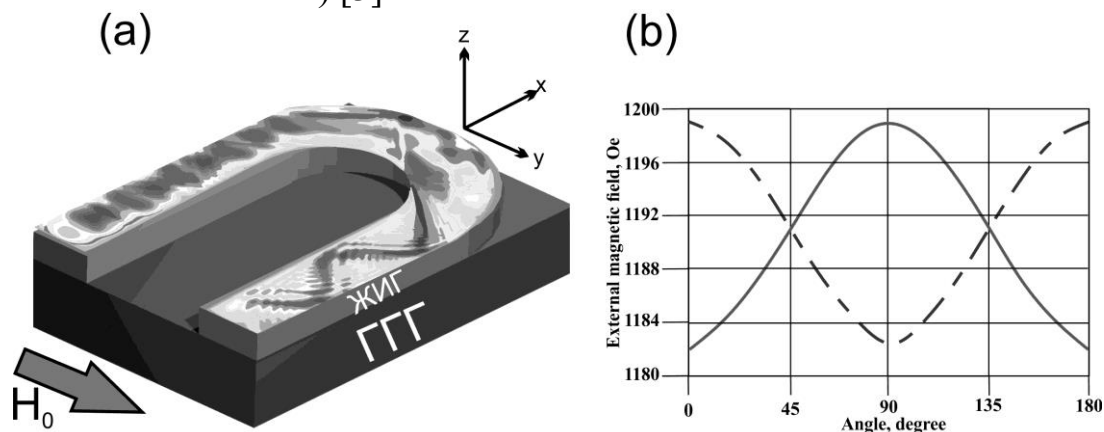


Рис.1: (а) Схема U-образного волновода; (б) Зависимость внешнего магнитного поля по пути распространения спиновой волны для случая поверхностной магнитостатической волны (сплошная линия) и обратно-объемной магнитостатической волны (пунктирная линия).

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №18-79-00198.*

### Библиографический список

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler. //J. of Phys. D: Applied Physics, **43**, 260301 (2010)
2. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, et al // Phys. Rev. B, **96**, 060401(R) (2017).
3. M. Vogel, A.V. Chumak, E.H.Waller et al. // Nature Physics, **11**, 487 (2015).

## АМПЛИТУДНО-ФАЗОВАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ДВУМОДОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

**А. П. Гулай, С. В. Астахов**

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*

*E-mail: gulai.artem@gmail.com*

Внимание исследователей в области теории колебаний и нелинейной динамики приковано к ансамблям взаимодействующих автоколебательных систем. При этом динамика таких систем определяется, главным образом, не свойствами парциального осциллятора, а типом и топологией связи между ними [1]. Ранее была рассмотрена система, состоящая из двух связанных двумодовых генераторов, которую также можно интерпретировать как два генератора, взаимодействующие посредством пассивной колебательной системы [2]. Было показано, что динамика системы характеризуется развитой мультистабильностью, формирование которой сопряжено с последовательностью бифуркаций Неймарка–Сакера.

В данной работе рассматривается амплитудно-фазовая модель системы связанных двумодовых генераторов, полученная с помощью метода медленно-меняющихся амплитуд. Уравнения исходной системы записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= (\varepsilon - x_1^2)\dot{x}_1 - \omega_1^2 x_1 + \gamma_1 \dot{x}_2, \dot{x}_2 = -2\beta_2 \dot{x}_2 - (p_2 \omega_1)^2 x_2 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \gamma_2 \dot{x}_3, \dot{x}_3 \\ &= -2\beta_3 \dot{x}_3 - (p_3 \omega_4)^2 x_3 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \gamma_3 \dot{x}_4, \dot{x}_4 = (\varepsilon - x_4^2)\dot{x}_4 - \omega_4^2 x_4 + \gamma_3 \dot{x}_3. \end{aligned}$$

В данной работе на примере укороченной модели исследуется явление синхронизация автоколебательных режимов как через захват, так и через подавление. Поскольку в данной системе реализуется явление мультистабильности, особый интерес представляет механизм возникновения сосуществующих устойчивых режимов. Показано, что этот механизм основан на последовательности субкритических и суперкритических бифуркаций Андронова–Хопфа, а седловые торы, рождающиеся при этом, играют важную роль в разграничении бассейнов притяжения устойчивых предельных множеств.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-2737.2018.2).*

### Библиографический список

1. *S.H. Strogatz. Exploring complex networks// Nature. 2001. Vol. 410, № 6825. P. 268.*
2. *А.П. Гулай, С.В. Астахов. Динамика двух связанных двумодовых генераторов// «Нанолектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. XII Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2017.*

## ОСОБЕННОСТИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СРЕД

**М.М. Долматова**

*Башкирский государственный университет, Уфа*

*E-mail: milana.1992@mail.ru*

Существуют сложные молекулярные системы, которые представляют собой смеси большого количества молекул. Их описание с позиции традиционной спектроскопии достаточно затруднено. К таким веществам относятся смеси высокомолекулярных соединений природного и технического происхождения, а также многокомпонентные материалы, полимерные смолы и др. Эти вещества характеризуются хаосом распределения химического состава и, следовательно, плотности функции распределения поглощения электромагнитного излучения в оптической области. Физической особенностью оптических сред – сильная электронная корреляция и обменное взаимодействие молекул. Были проведены исследования по изучению параметров сигнала в сильно коррелированных молекулярных средах. В том числе обнаружены взаимосвязи потенциала ионизации и средства к электрону молекул с феноменологическими параметрами автокорреляционных функций [1,2].

Цель данной работы – исследование особенностей интегральных автокорреляционных функций (ИАКФ) непрерывного и оптического поглощения электронных спектров углеводородных смесей в видимой области.

Ранее установлено, что функции распределения энергии взаимодействия электромагнитного излучения с электронными состояниями молекул исследуемых веществ по длинам волн в многокомпонентной системе с хаосом химического состава хорошо аппроксимируются экспоненциальным уравнением [2,3]:

$$F(\lambda) = ae^{-b\lambda}F(\lambda) = ae^{-b\lambda}, \quad (1)$$

где  $F(\lambda)$  – функция распределения интенсивности поглощения электромагнитного поглощения в оптической области спектра;  $\lambda$  – длина волны в нм;  $a$  и  $b$  – эмпирические коэффициенты, зависящие от природы вещества.

Для оценки и описания динамических свойств использована автокорреляционная функция. Так как процесс эргодический, то для вычисления автокорреляционной функции используем усреднение по интервалу:

$$I_A = \frac{a^2}{\lambda_n - \lambda_0} \int_{\lambda_0}^{\lambda_n} e^{-b\lambda} e^{-b(\lambda + \Delta\lambda)} d\lambda = \frac{a^2}{-2b(\lambda_n - \lambda_0)} e^{-b\Delta\lambda} (e^{-2b\lambda_n} - e^{-2b\lambda_0}),$$

$$I_A = \frac{a^2}{\lambda_n - \lambda_0} \int_{\lambda_0}^{\lambda_n} e^{-b\lambda} e^{-b(\lambda + \Delta\lambda)} d\lambda = \frac{a^2}{-2b(\lambda_n - \lambda_0)} e^{-b\Delta\lambda} (e^{-2b\lambda_n} - e^{-2b\lambda_0}), \quad (2)$$

где  $\lambda$  и  $\lambda + \Delta\lambda$  – два различных сечения процесса с шагом  $\Delta\lambda$ ;  $\lambda_n - \lambda_0$  – интервал усреднения.

Были исследованы спектры поглощения нефтей Западно-Сибирского месторождения, которые отобраны из разных скважин и близки по химической при-



роде. В таблице 1 приведены значения физико-химических свойств и интегральных параметров автокорреляционной функции для данных образцов нефтей.

Таблица 1 – Физико-химические свойства и интегральные автокорреляционные функции оптических спектров нефтей

№ образца	Относительная плотность	Средняя молекулярная масса	$I_A$
1	0.9289	421	0.173
2	0.9278	407	0.112
3	0.9291	419	0.099
4	0.9271	410	0.090
5	0.9298	425	0.151
6	0.9243	392	0.063
7	0.9264	408	0.074
8	0.9247	401	0.080
9	0.9262	399	0.084
10	0.9242	399	0.069

Как следует из данных таблицы 1, рассчитанные автокорреляционные характеристики сигналов различаются для нефтей близкого состава и свойств. На основании индивидуальности рассматриваемых параметров существует возможность идентификации объектов исследования. ИАКФ являются своеобразными ‘отпечатками пальцами’ сложных веществ.

Применение автокорреляционной функции позволяет идентифицировать близкие по химическому составу вещества.

#### Библиографический список

1. *Kovaleva E. A., Dolomatov M. Yu.* // J. Electromagnetic Waves and Electronic Systems. 2016. Vol. 24. №9. P. 887-893.
2. *Доломатов М.Ю.* // Neftegaz.ru. 2018. №3. С. 26-32.
3. *Доломатов М.Ю., Ярмухаметова Г.У., Доломатова М.М.* // Прикладная спектроскопия. 2017. Т. 84. №1. С. 132-137.

## АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ВАН ДЕР ПОЛЯ, ФУНКЦИОНИРУЮЩИХ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

**В. М. Дорошенко**

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: [dorvalentina9@gmail.com](mailto:dorvalentina9@gmail.com)*

Предлагается модель системы, в которой может быть реализован гиперболический хаос, составленная из двух связанных осцилляторов ван дер Поля, функционирующих с возбуждением релаксационных автоколебаний.

Рассмотренная система, состоит из двух одинаковых осцилляторов ван дер Поля, между которыми введена слабая связь, у которых управляющий параметр медленно меняется во времени.

$$\begin{aligned} \ddot{x} - \left( f\left(\frac{t}{T} + \frac{1}{4}\right) - x^2 \right) \dot{x} + x &= \varepsilon(y - x) \\ \ddot{y} - \left( f\left(\frac{t}{T} - \frac{1}{4}\right) - y^2 \right) \dot{y} + y &= \varepsilon(x - y) \end{aligned} \quad (1)$$

На стадии возбуждения управляющий параметр  $a$  растет до максимального значения ( $a=9.86$ ) и в течение некоторого времени остается постоянным, затем он убывает до отрицательной величины ( $-c$ ), далее он вновь медленно нарастает, достигая максимального значения  $a$ . Это обеспечивается заданием функции  $f(\tau)$ , имеющей период 1 по своему аргументу:

$$f(\tau) = \begin{cases} a, & 0 < \tau \leq \tau_1 \\ \frac{(a-c)\tau + c\tau_1 - a\tau_2}{\tau_1 - \tau_2}, & \tau_1 < \tau \leq \tau_2, \quad f(\tau + 1) = f(\tau) \\ \frac{(c-a)\tau + a\tau_2 - c}{\tau_2 - 1}, & \tau_2 < \tau \leq 1 \end{cases}$$

Такое изменение параметра в одном и другом осцилляторе обеспечивает попеременное возбуждение и затухание колебаний в обеих подсистемах.

Полный цикл, отвечающий периоду модуляции параметров  $T$ , сопровождается умножением исходной фазы колебательного процесса на фактор 9, т.е. для нее реализуется девятикратно растягивающее отображение окружности.

В результате численного анализа системы были вычислены показатели Ляпунова, построены портреты аттракторов и карта динамических режимов. Получены спектры плотности мощности сигналов, которые так же свидетельствуют о наличии хаотической динамики в системе.

Проведена численная проверка гиперболичности с использованием метода построения гистограмм для распределений углов между устойчивыми и неустойчивыми многообразиями траекторий аттрактора в стробоскопическом сечении Пуанкаре. Все проведенные исследования подтверждают наличие в данной системе аттрактора типа Смейла-Вильямса.

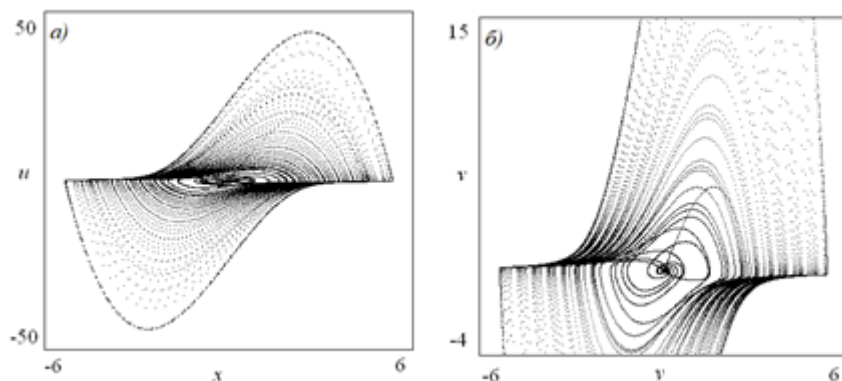


Рис. 1. Портреты аттрактора стробоскопического отображения в проекциях на плоскости а)  $(x;u)$ , б)  $(y;v)$ .

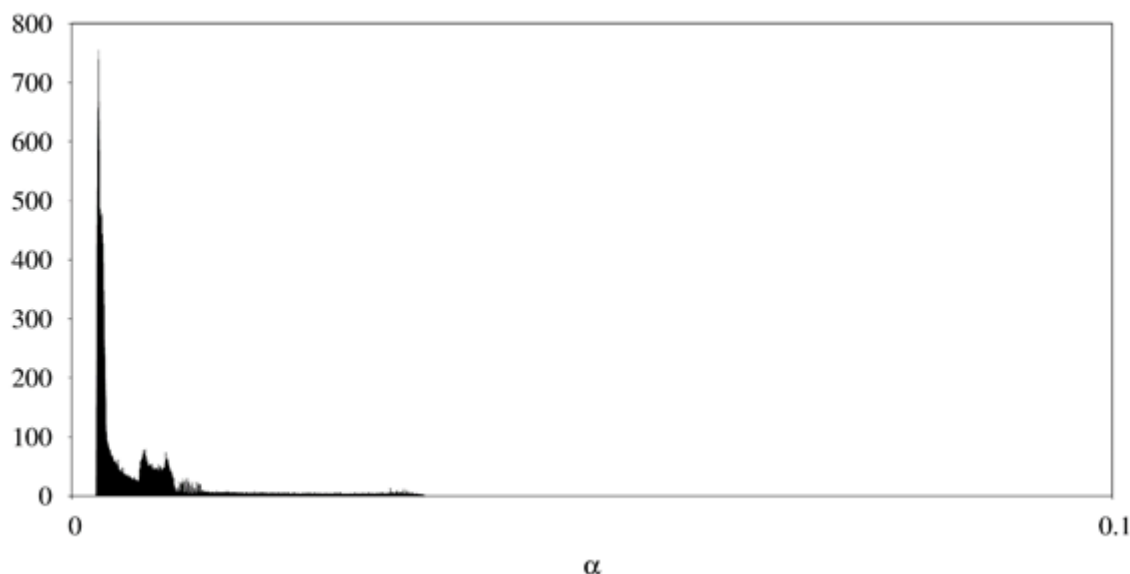


Рис. 2. Гистограммы распределений углов между многообразиями аттрактора стробоскопического отображения системы.

### Библиографический список

1. Кузнецов А. П., Кузнецов С. П., Пиковский А. С., Тюрюкина Л. В. Хаотическая динамика в системах связанных неавтономных осцилляторов с резонансным и нерезонансным механизмом передачи возбуждения // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2007, т.15, №6, 75-85.
2. Kruglov V. P., Kuznetsov S. P. An autonomous system with attractor of Smale–Williams type with resonance transfer of excitation in a ring array of van der Pol oscillators // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 2011, vol. 16, no. 8, 3219-3223.
3. Кузнецов А. С., Кузнецов С. П., Сатаев И. Р. Параметрический генератор гиперболического хаоса на основе двух связанных осцилляторов с нелинейной диссипацией // Журнал технической физики, 2010, Т. 80, №. 12, С. 1-9.
4. Kuznetsov S. P., Pikovsky A., Rosenblum M. Collective phase chaos in the dynamics of interacting oscillator ensembles // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science, 2010, vol. 20, no. 4, 043134.

## ПЕРЕМЕЖАЮЩАЯСЯ ОБОБЩЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ В ДВУХ СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

**Е. В. Евстифеев**

*ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»  
E-mail: evstifeev@mail.ru*

Хаотическая синхронизация – это одно из фундаментальных явлений радиопизики [1]. Выделяют несколько режимов хаотической синхронизации: фазовая, лаг-, полная и обобщенная. Интерес к исследованию обобщенной синхронизации обуславливается ее применением для решения широкого круга задач. Например, это явление используется для построения систем связи, скрытой передачи информации [2,3], изучения взаимодействия между химическими, биологическими и физическими системами [4]. Наиболее перспективным направлением является разработка новых нелинейных антенн гига- и терагерцового диапазонов [5]. Для глубокого понимания природы хаотической синхронизации необходимо рассмотреть процессы, возникающие при переходе от асинхронного режима к синхронному. В потоковых системах рост значения параметра связи приводит к процессу установления синхронного режима, сопровождаемого перемежаемостью [6]. Известно, что при однонаправленной связи наблюдается перемежаемость on-off типа.

С целью определения характеристик перемежаемости, возникающей на границе обобщенной синхронизации, были разработаны методы выделения характерных фаз поведения по временным рядам. В случае однонаправленной связи наиболее часто реализуется метод вспомогательной системы [7, 8]. При таком подходе в каждый момент времени рассматривается разность между состояниями ведомой и вспомогательной систем (рисунок 1). Асинхронному режиму соответствуют большие значения этой разности, а синхронному – малые.

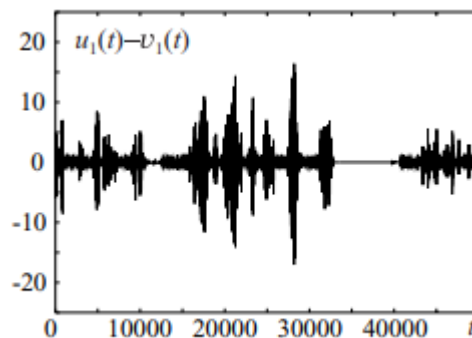


Рис. 1. Зависимость разницы между состояниями ведомой и вспомогательной систем от времени ( $u_1(t)$  и  $v_1(t)$ , соответственно). Значения, близкие к нулю, соответствуют обобщенной синхронизации, а сильные отклонения – асинхронному режиму. Рисунок взят из работы [8]

Недостаток такого подхода заключается в невозможности его использования для систем с взаимной связью. В связи с этим появляется необходимость в разработке новых или улучшении имеющихся методов диагностики обобщенной синхронизации, которые можно было бы применять для обоих видов связи.

Для получения характеристик перемежаемости была использована модификация метода фазовых трубок [9]. Данный подход заключается в том, что фазовое пространство ведущей системы покрывается опорными точками, для которых определяются ближайшие состояния. Для отличия ламинарных фаз от турбулентных используется среднее расстояние между ближайшими соседними и опорными точками. Для корректной работы данного метода требуются такие ближайшие состояния, чтобы на протяжении всей длины предыстории расстояние оставалось малым. Далее, рассматриваются образы состояний в фазовом пространстве ведомой системы. Если они близки, то присутствует режим обобщенной синхронизации. Таким образом, при наличии достаточно большого числа опорных точек данный метод может быть использован для определения характеристик перемежаемости.

В данной работе в качестве исследуемой модели были взяты две однонаправленно связанные системы Ресслера [10, 11]. Параметры систем были подобраны таким образом, чтобы после переходного процесса режим обобщенной синхронизации возникал при любых начальных условиях. Далее, при помощи модифицированного метода фазовых трубок были определены основные характеристики перемежаемости, а именно распределение длительностей фаз синхронного поведения при фиксированном значении параметра связи и зависимость средней длительности ламинарных фаз от параметра надкритичности. Полученное распределение длительностей соответствует степенному закону с показателем  $-3/2$ , что говорит о работоспособности предложенного метода в случае однонаправленной связи. Однако, данный метод все еще нуждается в доработке для применения к взаимосвязанным системам.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00224).*

#### Библиографический список

1. *Boccaletti S., Kurths J., Osipov G. V., Valladares D. L., Zhou C. S.* // Physics Reports. 2002. V. 366. P. 1.
2. *Miliou A. N., Antoniadis L. P., Stavrinos S. G.* // Nonlinear Analysis Real World Applications. 2007. V. 8, № 3. P. 1003.
3. *Moskalenko O. I., Koronovskii A. A., Hramov A. E.* // Phys. Lett. A. V. 374, Issue 39. 2010. P. 2925.
4. *Rosenblum M. G., Pikovsky A. S., Kurths J.* // Fluct. Noise Lett. 2004. V. 4, № 1. P. L53.
5. *Meadows B.K. et al.* // Proc. IEEE. 2002. V. 90. P. 882.
6. *Pyragas K.* // Phys. Rev. 1997. V. 56, № 5. P. 5183.
7. *Abarbanel H. D. I., Rulkov N. F., Sushchik M. M.* // Phys Rev E. 1996. Vol. 53, № 5. P. 4528.
8. *Hramov A. E., Koronovskii A. A.* // Europhysics Letters. 2005. Vol. 70, Issue 2. P. 169
9. *Koronovskii A. A., Moskalenko O. I., Hramov A. E.* // Phys. Rev. E. 2011. V. 84, № 3, P. 037201.
10. *Eroglu D., Lamb J. S. W., Pereira T.* // Contemporary Physics. 2017. V. 58, № 3. P. 207.
11. *Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 1–9.

## **СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕДЛЕННЫХ РИТМОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА В СОСТОЯНИИ КОМЫ**

**Д.М. Ежов<sup>2</sup>, Д.В. Садчиков<sup>3</sup>, Б.П. Безручко<sup>1,2</sup>, Р.С. Хамбеков<sup>3</sup>,  
Е.В. Навроцкая<sup>1,2</sup>, Е.Е. Зеулина<sup>3</sup>**

*<sup>1</sup>Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН*

*<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

*<sup>3</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского*

*E-mail: sidakev@gmail.com*

Медленные ритмы (с частотой менее 0.5 Гц) сердечнососудистой системы человека отражают процессы её вегетативной и гуморальной регуляции. В [1] выделяется три основных низкочастотных диапазона: VLF (до 0.05 Гц, соответствует ритмам гуморальной регуляции ССС), LF (0.05-0.15 Гц, симпатическая система регуляции ССС), HF (около 0.3 Гц, парасимпатическая система регуляции ССС). По выраженности пиков с данных диапазонов в спектре сигнала кардиоинтервалограммы можно судить о состоянии ССС и о наличии тех или иных ее патологий [1-3]. Во время коматозного состояния характер регулирования функций сердечнососудистой системы становится иным и сегодня малоизучен, что затрудняется своевременную диагностику развивающихся патологий.

Данная работа посвящена спектральному анализу ритмов сердечнососудистой системы пациентов, находящихся в состоянии комы, развившейся на фоне острого нарушения мозгового кровообращения. Данные от пациентов в коме были получены на базе клинических больниц г. Саратова (Первая городская больница) и г. Энгельса (Вторая городская больница). Во время эксперимента регистрировались сигналы одноканальной ЭКГ во II стандартном отведении и двух каналов фотоплетизмограммы, (с мочки правого уха и с безымянного пальца правой руки) характеризующих изменение тонуса сосудов. Длительность записи составляла 120 минут. Ряды ЭКГ пересчитывались в ряды RR-интервалов – кардиоинтервалограммы (КИГ). Для сравнения на базе кафедры динамического моделирования и биомедицинской инженерии СГУ имени Н.Г. Чернышевского аналогичные сигналы также регистрировались от здоровых испытуемых в положении лежа.

Для обработки сигналов использовались стандартные методы оценки спектра Фурье и вейвлет-спектра. Для пяти пациентов, находящихся в состоянии комы и пяти здоровых испытуемых были получены оценки спектров КИГ и фотоплетизмограммы (ФПГ). Для всех пяти здоровых испытуемых показано наличие в спектрах сигналов КИГ и ФПГ выраженных пиков в области частот LF и HF диапазона. Во время коматозного состояния у некоторых пациентов наблюдается выраженный пик в области частот LF диапазона, однако у большинства пациентов с более глубокой степенью комы 0.1 Гц составляющие выражены слабо как в сигнале КИГ, так и в обоих сигналах ФПГ. Полученные результаты позволяют разделить пациентов в коме на группы с разной степенью нарушения функций сердечнососудистой системы, при этом такое разделение совпадает с

разделением на группы по критерию уровня глубины комы. Установленная особенность ритмов вегетативной регуляции сердечнососудистой системы человека во время комы в дальнейшем может иметь не только диагностическое, но и прогностическое значение при оценке состояния системы кровообращения при остром нарушении мозгового кровообращения.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00291).*

#### **Библиографический список**

1. *Баевский Р.М., Иванов Г.Г., Чирейкин Л.В. и др.*// Вестник аритмологии. 2001; 24: 65–87
2. *Киселев А.Р., Гриднев В.И., Посненкова О.М., Беспятов А.Б., Довгалецкий П.Я., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Котельникова Е.В.* // Терапевтический архив. 2007. Т. 79, № 4. С. 23–31.
3. *И.В. Нейфельд, А.Р. Киселев, А.С. Караваев, М.Д. Прохоров, И.В. Бобылева, В.И. Гриднев, В.Ф. Киричук, И.Е. Рогожина*// Анналы аритмологии. 2014. Т.11. №2. С. 98-108.

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА ДЫРОК В КВАНТОВЫЕ ЯМЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР n-AlGaAs/GaAs

М. А. Елисеев<sup>1,2</sup>, Н.Г. Яременко<sup>1</sup>, М.В. Карачевцева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Филиал РТУ МИРЭА в г. Фрязино

E-mail: maks00771@gmail.com

Процесс захвата неравновесных носителей заряда в квантовую яму (КЯ) играет решающую роль в работе многих оптоэлектронных приборов на основе полупроводниковых гетероструктур. Одной из особенностей этого процесса является осциллирующая зависимость скорости захвата от ширины КЯ, содержащая максимумы при совпадении высшего квантового уровня с высотой барьера [1]. Этот эффект важно учитывать при разработке приборов, а также при использовании фотолюминесцентной спектроскопии, которая широко применяется для диагностики гетероструктур [2]. Немонотонное изменение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) с шириной КЯ, вызванное резонансным захватом дырок в структурах  $n\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ , впервые наблюдалось в работе [3]. В данной работе исследовано влияние осцилляций захвата дырок на температурную зависимость ФЛ этих структур.

На рис. 1 представлены зависимости интегральной интенсивности ФЛ (приведенной к единице ширины ямы) от ширины ямы  $L$  при температуре 77 К. Вертикальными штриховыми линиями показаны расчетные значения ширин ям, соответствующих резонансному захвату и дырок. В структуре №1 с шириной КЯ  $L = 18$  нм согласно расчету выполняется условие резонансного захвата на 4-ый дырочный уровень; в структуре №3 с  $L = 13,5$  нм скорость захвата минимальна. На рис. 2 приведены зависимости интенсивности ФЛ от обратной температуры для трех структур с разной эффективностью захвата. Видно, что интенсивности в максимуме и минимуме осцилляций различаются не только по величине (на полтора порядка), но по характеру температурной зависимости. На низкотемпературном участке ( $T < 140\text{К}$ ) в резонансных структурах гашение ФЛ происходит быстрее, чем в структурах со слабым захватом.



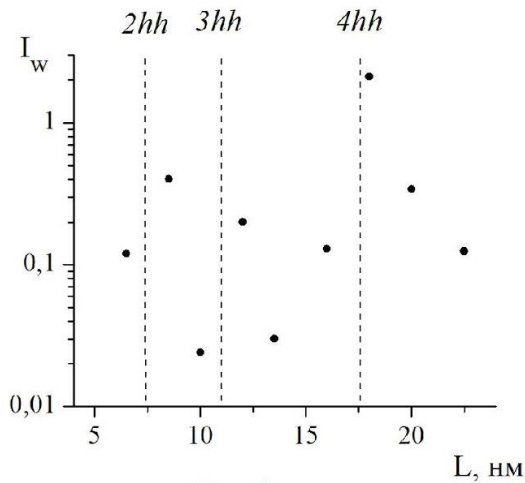


Рис. 1

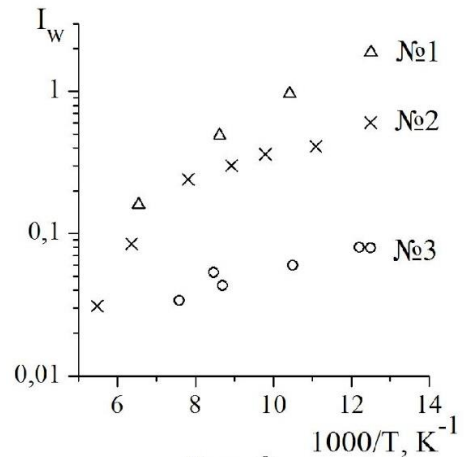


Рис. 2

Интенсивность ФЛ при слабом возбуждении и низких температурах, когда процессы теплового выброса подавлены, описывается выражением [4]:

$$I_w = \beta L_b G \frac{\tau_b}{\tau_b + \tau_{\downarrow}}, \quad (1)$$

где  $\beta$  - квантовый выход излучательной рекомбинации в КЯ,  $L_b$  - толщина барьерного слоя,  $G$  - скорость генерации,  $\tau_b$  - время жизни дырок в барьере,  $\tau_{\downarrow}$  - время захвата дырок в яму. Характер температурной зависимости ФЛ обусловлен температурным поведением параметров, входящих в (1). В резонансных структурах  $\tau_{\downarrow} \rightarrow 0$ , и выражение (1) приобретает вид:

$$I_w^r = \beta L_b G \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что в резонансной структуре №1 спад интенсивности ФЛ, наблюдаемый на низкотемпературном участке, может быть обусловлен только уменьшением квантового выхода  $\beta$ , поскольку остальные параметры от температуры не зависят.

В структуре №3 со слабым захватом на зависимость  $I_w(1/T)$  также влияет температурное изменение времен  $\tau_b$  и  $\tau_{\downarrow}$ . Ослабление скорости гашения (по сравнению с резонансной структурой №1) говорит о том, что в этой структуре время локального захвата  $\tau_{\downarrow}$  падает с температурой быстрее, чем время жизни в барьере. Рост скорости захвата частично компенсирует уменьшение квантового выхода  $\beta$ , в результате чего в нерезонансной структуре температурное гашение происходит медленнее, чем в резонансной.

#### Библиографический список

1. Козырев С.В., Шик А.Я. // ФТП. 1985. Т. 19, № 9. С. 1667.
2. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. // Изв. вузов. Электроника. 2012. № 1 (93). С. 3.
3. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. // Доклады АН. 2011. Т. 437, № 3. С. 321.
4. Козырев С.В., Шик А.Я. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 105.

## ФРАКТАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ДИНАМИКЕ НЕОДНОЗНАЧНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ

А. А. Елистратов, Д. В. Савин

*СГУ им. Н. Г. Чернышевского, факультет нелинейных процессов*

*E-mail: elistratovaa@info.sgu.ru*

Известно, что динамика комплексно-аналитических дискретных отображений обладает рядом характерных особенностей. В частности, такие отображения обладают сложно устроенными отталкивающими множествами, являющимися границами бассейнов притяжения устойчивых траекторий — множествами Жюлиа [1]. Такого рода множества возникают, например, при определении границ глобальной области сходимости корней кубического уравнения в комплексных числах вида  $f(z) = z^3 + c$  при решении его методом Ньютона (т.н. проблема Кэли) [2]. Итерационное уравнение при этом имеет вид

$$z_{n+1} = z_n - \frac{f(z_n)}{f'(z_n)}, \quad (1)$$

а для нахождения множества Жюлиа его нужно решать в обратном времени, выбирая на каждом шаге один корень кубического уравнения случайным образом (таким образом, уравнение (1) можно рассматривать как систему итерируемых функций с равными вероятностями выбора функций). Получаемый в результате объект (рис. 1 а), часто называемый фракталом Ньютона-Кэли, широко известен. Целью данной работы является изучение трансформаций множества Жюлиа отображения (1) при переходе к т. н. ослабленному метода Ньютона [2]

$$z_{n+1} = z_n - h \frac{f(z_n)}{f'(z_n)}, \quad (2)$$

где  $h$  — некоторая произвольная величина. В частности, при  $h = -1$  легко видеть, что итерации отображения (2) в обратном времени можно рассматривать как итерационное отображение для решения неявным методом Эйлера дифференциального уравнения вида  $\dot{z} = -f(z)/f'(z)$  в прямом времени. В этом случае результатом применения СИФ является структура, напоминающая салфетку Серпинского (рис. 1 б). Меняя значение переменной  $h$  в интервале  $[-1; 1]$ , можно исследовать процесс перехода этой структуры в фрактал Ньютона-Кэли. В настоящей работе производится исследование динамики отображения (2) при различных значениях параметра  $h$  в обратном (построение множеств Жюлиа, рис. 1) и в прямом (построение аттракторов и бифуркационных деревьев, рис. 2) времени. Для множества Жюлиа производится расчет фрактальной размерности (ёмкости, рис. 3) как количественной меры, позволяющей оценить изменения его структуры. Показано, что значение фрактальной размерности совершает скачок при переходе значения параметра  $h$  через точку 0, т. е. можно вести речь о фазовом переходе. При  $h = 3$ , что соответствует вырождению отображения (2) в квадратичное, множество Жюлиа вырождается в окружность, а при  $h > 7$  — в «пыль», что соответствует исчезновению аттракторов.

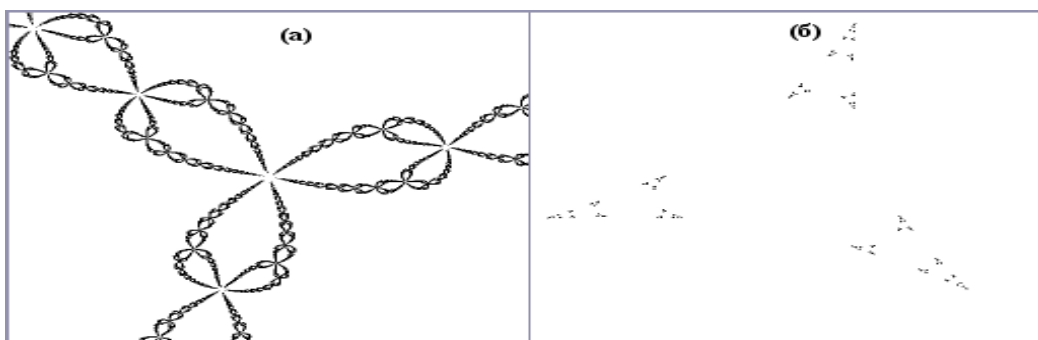


Рис. 1. Множества Жюлиа отображения (2): при  $h = 1$  (а) и  $h = -1$  (б).

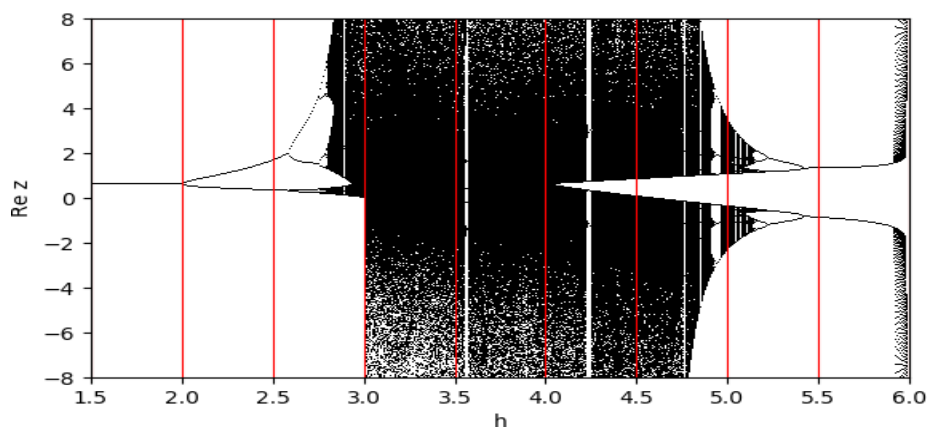


Рис. 2. Бифуркационное дерево отображения (2) в прямом времени при  $1,5 < h < 6$ .

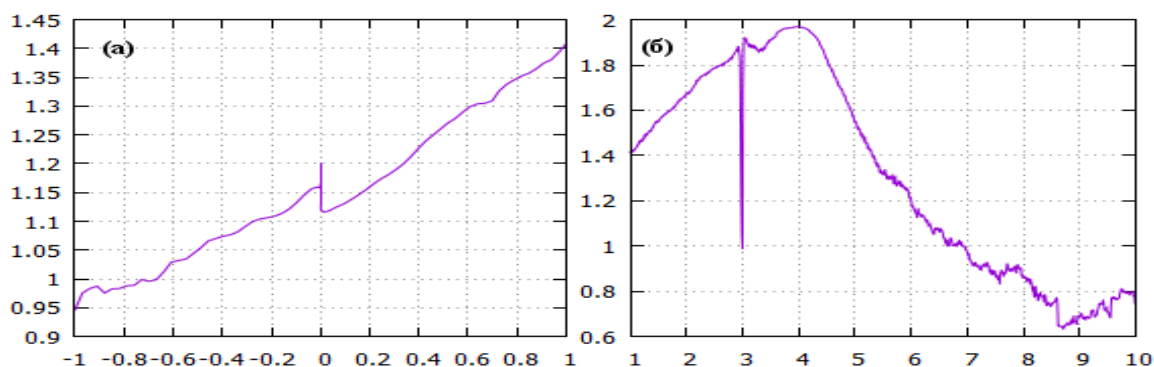


Рис. 3. Графики зависимостей фрактальной размерности множества Жюлиа отображения (2) от параметра  $h$ : а)  $-1 < h < 1$ , б)  $h > 1$ .

В заключение отметим, что использование модификаций метода Эйлера позволяет легко перейти от рассматриваемого отображения (2) к неявному отображению, оператор эволюции которого будет неоднозначным как в прямом, так и в обратном времени. Изучение динамики такого рода систем вызывает в последнее время определённый интерес [3, 4] и представляется перспективной задачей.

#### Библиографический список

1. Кронвер Р. М. Фракталы и хаос в динамических системах. Основы теории. М.: Постмаркет, 2000. 352 с.
2. Пайтген Х.-О., Рихтер П. Х. Красота фракталов: Образы комплексных динамических систем. М.: Мир, 1993. 175 с.
3. Bullett Sh. R., Osbaldestin A. H., Percival I. C. //Phys. D. 1986. Vol. 19, № 2. P. 290.
4. Исаева О. Б., Обычев М. А., Савин Д. В. //Нелин. динам. 2017. Т. 13. № 3. С. 331.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ ШУМОМ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ В МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ПОТОКОВЫМ ВРЕМЕНЕМ**

**М.О. Журавлев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: zhuravlevmo@gmail.com*

Изучение явления мультистабильности является одной из фундаментальных физических задач, в первую очередь это связано с тем, что данное явление можно наблюдать почти во всех областях науки и техники, в том числе в электронике [1], оптике [2], механике [3] и биологии [4]. При этом, впервые термин «мультистабильность» был введен в работе, посвященной изучению зрительному восприятию [5]. Для диссипативных систем мультистабильность означает одновременное существование нескольких возможных конечных устойчивых состояний (аттракторов) при фиксированном наборе значений параметров системы. Устойчивое состояние, к которому стремится система, зависит от начальных условий, т.е. долгосрочная динамика системы, соответствующая одному из устойчивых состояний, определяется ее начальными условиями. При этом бассейны притяжения аттракторов мультистабильных систем могут иметь достаточно сложную геометрическую структуру, иногда даже фрактальную [6].

Следует отметить, что область сосуществования многих устойчивых состояний является критической, потому что малый шум или любое другое внешнее возмущение может приводить к переключению системы из одного устойчивого состояния в другое, что в свою очередь приводит к возникновению перемежающегося поведения, индуцированного шумом. Стоит подчеркнуть, что мультистабильные состояния являются вполне характерными для широкого круга реальных систем [5, 7]. При этом достаточно часто встречается ситуация, когда реальные системы подвержены влиянию шумов и флуктуаций, которые могут быть как неотъемлемой составляющей динамики изучаемых систем, так и обусловленными внешними воздействиями [8]. Таким образом, наличие мультистабильности в таких системах в сочетании с флуктуациями и шумами может приводить к тому, что мультистабильные системы могут стать метастабильными, поскольку шумы будут постоянно переводить систему из одного сосуществующего состояния в другое. Такое индуцированное шумом переключение между аттракторами будет приводить к возникновению перемежающегося поведения в реальных системах [10], причем такой тип поведения оказывается вполне типичным для мультистабильных систем [11].

Тем не менее, несмотря на значительный интерес со стороны исследователей к изучению мультистабильности и перемежаемости, в настоящий момент времени остается нерешенным вопрос, связанный с детальным пониманием процессов, происходящих в мультистабильных системах при воздействии на них шумов, и теоретическим описанием возникающего при этом перемежающегося

поведения. В настоящий момент времени получены общие теоретические зависимости, описывающей данный тип поведения [12]. Тем не менее, полученные статистические характеристики для индуцированной шумом перемежаемости не были апробированы для систем с потоковым временем.

В настоящей работе проведено исследование индуцированной шумом перемежаемости в мультистабильных системах с потоковым временем на примере бистабильного генератора Чуа с хаотической динамикой, находящегося под внешним шумовым воздействием [13]. В работе установлено, что при внешнем шумовом воздействии на генератор Чуа при определенных значениях управляющих параметров можно наблюдать индуцированную шумом перемежаемость. В рамках выполненных исследований были получены статистические характеристики для данного типа поведения: распределения длительностей пребывания исследуемой системы вблизи каждого из сосуществующих устойчивых состояний и зависимость средней длительности пребывания исследуемой системы вблизи того или иного устойчивого состояния от амплитуды внешнего шумового воздействия. При этом на основе решения уравнения Фоккера-Планка были получены теоретические зависимости для статистических характеристик данного типа перемежаемости [12]. Показано, что предложенные теоретические закономерности хорошо соотносятся с численными результатами.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-32-60078).*

#### **Библиографический список**

1. *J. Maurer, A. Libchaber, // J. Phys. Lett. (Paris) 1980. V. 41. P. 515–L518.*
2. *E. Brun, et. al. // Opt. Soc. Amer. 1985. B. 2 P. 156–167.*
3. *J.M.T. Thompson, H.B. Stewart, Nonlinear Dynamics and Chaos, Wiley, Chichester, 1986.*
4. *J. Foss, et. al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76 P. 708–711.*
5. *F. Atteneave, // Sci. Am. 1971 V. 225 P. 63–71.*
6. *C. Grebogi, et. al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. № 13. P. 935-938.*
7. *F. C. Moon, G.-X. Li // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. № 14. P. 1439-1442.*
8. *F.T. Arecchi, et. al. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49 P. 1217–1220.*
9. *A. Neiman, D.F. Russell // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88 P. 138103.*
10. *M. Kuno, et. al. // J. Chem. Phys., 2000. V. 112 P. 3117.*
11. *I. Siddiqi, et. al. // Phys. Rev. Lett., 2005. V. 94 P. 027005.*
12. *М.О. Журавлев, и д.р. // Изв. Вузов. ПНД., 2018. Т. 26, №1 С. 80-89.*
13. *L.O. Chua, et. al. // IEEE Trans. 1986. V. CAS33. P. 1073 – 1118.*

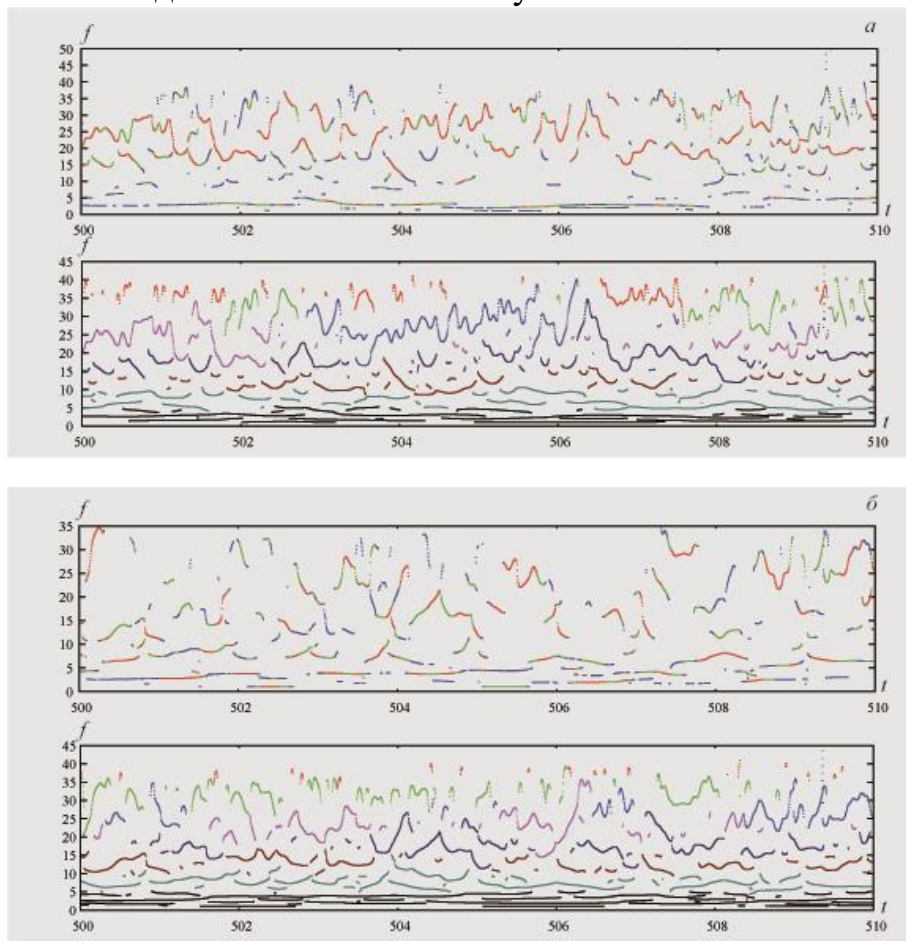
## МЕТОДИКА ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ СИНХРОНИЗАЦИИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ЗАПИСЕЙ ЭЭГ

М.О. Журавлев, А.Е. Руннова, А.Е. Храмов

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*

*E-mail: zhuravlevmo@gmail.com*

В современной неинвазивной нейрофизиологической диагностике ЭЭГ остается одним из основных методов, который дает представление о структуре работы коры головного мозга и ее функциональных особенностях. В рамках настоящей работы была проведена адаптация методик анализа многоканальных записей электрической активности головного мозга во время решения различного рода когнитивных задач. Необходимость решения данной задачи обусловлена в первую очередь тем, что записи активности головного мозга человека являются достаточно уникальными, при чем каждая конкретная запись обладает своими уникальными характеристиками и особенностями, такая особенность экспериментальных данных справедлива для различных испытуемых, так и для различных записей одного и того же испытуемого.



Сравнение обычной «скелетной» методики анализа энергетических поверхностей, представлены первый три максимума поверхности (вверху) и методики позволяющей выделять частотно-временные паттерны (внизу): *a* – для канала Т3; *б* – для канала О2

В ходе решения поставленной задачи была модифицирована методика, основанная на анализе «скелета» поверхности мгновенной энергии непрерывного

вейвлетного преобразования [1, 2], стоит отметить, что при использовании данной методики, как правило, при рассмотрении ограничиваются первыми тремя максимальными значениями мгновенной энергии в каждый момент времени. Тем не менее, такое допущение не всегда является корректным, так как при активности головного мозга человека постоянно возникают различные частотно-временные структуры, при этом интенсивность возникающих паттернов в течении времени их существования может значительно меняться и при этом не стоит забывать о конкуренции различных ритмов в активности головного мозга. Таким образом, оценка существования частотно-временных структур по первым трем максимумам мгновенной энергии является не совсем верной, по этому для повышения чувствительности данной методики предполагается учитывать все существующие максимумы мгновенной энергии в каждый момент времени. Тем не менее, просто учитывать эти максимумы недостаточно, необходимо именно выделять возникающие частотно-временные паттерны в многоканальный данных ЭЭГ, следить за их эволюцией во времени. Для этого был разработан алгоритм анализа «скелетных» максимумов энергии непрерывного вейвлетного преобразования, позволяющий выделять существующие в каждый момент времени частотно-временные паттерны в каждом из каналов ЭЭГ, данная методика основана на оценке существовавших на предшествующем шаге по времени максимумов (колебательных режимов с заданными частотами) с максимумами существующими в данный момент времени, при этом было введено достаточно условие  $|f_i - f_{i-1}| \leq 0.5$  Гц, то тогда получаем, что паттерн с частотой  $f_i$  на  $i$ -ом шаге также существовал и на предшествующем шаге по времени но с частотой  $f_{i-1}$ . Такое простое представление позволяет, отследить все возникающие паттерны в активности головного мозга вне зависимости от мощности колебаний, что в свою очередь значительно повышает чувствительность используемых методик. На рисунке *a, б* представлены сравнение обычной «скелетной» методики анализа энергетических поверхностей и методики позволяющей выделять частотно-временные паттерны. Очевидно, что результаты, полученные с использованием второго метода, дают более полную картину активности головного мозга испытуемого, что в свою очередь позволит со значительной большей точностью производить мониторинг состояния испытуемого во время решения различного рода когнитивных задач.

*Работа выполнена при поддержке федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (уникальный идентификатор проекта RFMEFI57717X0282).*

#### **Библиографический список**

1. *Hramov A.E., Koronovskii A.A., Makarov V.A., Pavlov A.N., Sitnikova E.Yu.* Wavelets in Neuroscience. Springer Heidelberg New York Dordrecht London, 2015
2. *B. Torresani* Continuous Wavelet Transform, Savoie, Paris, 1995.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ  
ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ  
ПСИХОЛОГИЧЕСКОГО ТЕСТИРОВАНИЯ**

**М.О. Журавлев<sup>1,2</sup>, А.Е. Руннова<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*

<sup>2</sup> *Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.  
E-mail: zhuravlevmo@gmail.com*

В современной неинвазивной нейрофизиологической диагностике ЭЭГ остается одним из основных методов, который дает представление о структуре работы коры головного мозга и ее функциональных особенностях. Объединив данные объективного нейрофизиологического мониторинга и результаты психологического тестирования можно прогнозировать возможности испытуемых в различных когнитивных процессах. Развитие и углубление представлений о взаимосвязи ЭЭГ с высшими психическими функциями и психологическими чертами личности представляет интерес для науки, позволяя понять физиологическую и личностную основу психологических процессов.

В рамках настоящей работы была произведена разработка и апробация вейвлетных методов анализа многоканальных данных ЭЭГ данных человека, включающие в себя (1) экспериментальные работы по регистрации тестовых электроэнцефалограмм; (2) создание методики для расчёта критериев оценки вовлеченности участков коры головного мозга в общую волновую активность на основе непрерывного вейвлетного анализа; (3) апробация путём тестовых расчётов разработанных характеристик по реальным ЭЭГ данным.

Экспериментальная работа по регистрации тестовых электроэнцефалограмм была проведена на 12 неоплачиваемых добровольцах (мужчины в возрасте 34 – 44, условно здоровые, сопоставимого уровня образования, образа жизни и профессиональной деятельности). Эксперименты проводились в утренние часы (10 – 12 до полудня) после полноценного ночного отдыха испытуемых через 1 – 2 часа по окончания завтрака. Первая часть экспериментальной работы состояла в прохождении психологического теста, направленного на выявление статичных акцентуализаций личности и оперативного состояния индивида в момент прохождения исследования. Тестирование включало в себя около 80 вопросов из многофакторной психодиагностической методики по личностному тесту Кеттела [1, 2]. Во второй части экспериментальной работы тестирование дополнялось личной беседой испытуемого со специалистом, имеющим опыт составления индивидуального психологического портрета. Во время беседы проводилась регистрация тестовых ЭЭГ-данных на базе электроэнцефалографического оборудования «ЭНЦЕФАЛАНГ-ЭЭГР-19/20» НПО «Медиком МТД» (РФ, Таганрог). По окончанию активной фазы эксперимента была проведена регистрация фонового сигнала в течение 10 минут, когда подопытный находился в состоянии пассивного бодрствования. Была использована международная расстановка 10-20



(19 активных электрода AgCl) на основе монополярного метода регистрации. Частота дискретизации ЭЭГ составляла 250 Гц, значимый спектральный диапазон 0,1 — 70 Гц с режективным фильтром на постоянную помеху 50 Гц.

Разработка методики для расчёта критериев оценки вовлеченности участков коры головного мозга была основана на анализе результатов расчёта непрерывного вейвлетного анализа на базе Морле-вейвлета [3, 4]. В первую очередь были построены вейвлетные поверхности распределения энергий для спектра (0,1 – 60 Гц) и времени регистрации сигналы. Проведено сравнение двух различных психофизиологических состояний человека – фаза пассивного бодрствования и фаза личного собеседования со специалистом. Оценка временной динамики по длительности даже в 10 минут фоновой записи и около 20 минут активной фазы представляется весьма сложной задачей, сводящейся практически к ситуации ручного анализа. Для наглядного изображения различия между активной и пассивной фазой в эксперименте были построены усреднённые поверхности вейвлетной энергии с плывущим временным интервалом за весь период активного собеседования и пассивного бодрствования. Несмотря на наглядное различие между волновой динамикой в различных фазах, конкретный анализ выявленных особенностей затруднен, как из объёма данных, так и из-за сложности их представления. Для снижения количества данных и для последующей автоматизации процесса обработки был использован подход, основанный на выявлении превалирующих частот в волновой динамике каждого из каналов. Был разработан метод, основанный на исследовании скелетонов вейвлетного преобразования. Динамика скелетонов непрерывного вейвлетного преобразования оказывается более информативной. Однако, анализируемые ЭЭГ сигналы являются сильно нестационарными, и при анализе скелетонных характеристик можно наблюдать быстрые «переключения» даже трёх старших скелетонов между друг другом, что сокращает возможности анализа сигналов. В целях избежания подобных ситуаций был создан метод, основанный на введении энергетических характеристик, оценивающих процент энергии колебаний, приходящихся на каждый из традиционно выделяемых на ЭЭГ диапазонов (альфа, бета, дельта и т.д.). Использование подобной методики позволяет не только оценить динамику волновых компонент, но и осуществлять прямое сравнение с традиционными взглядами психофизиологии на развитие неинвазивно регистрируемых процессов электрической активности головного мозга.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00224).*

#### **Библиографический список**

1. Ж.М. Глозман Нейропсихологическое обследование: качественная и количественная оценка данных. М.: Смысл, 2012.
2. А. Н. Капустина Многофакторная личностная методика Р. Кэттелла. - СПб.: Речь, 2001.
3. Hramov A.E., Koronovskii A.A., Makarov V.A., Pavlov A.N., Sitnikova E.Yu. Wavelets in Neuroscience. Springer Heidelberg New York Dordrecht London, 2015
4. B. Torresani Continuous Wavelet Transform, Savoie, Paris, 1995.

## **ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКИХ И ФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОЖИ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВНЕШНЕЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ КОМПРЕССИИ**

**О.А. Зюрюкина<sup>1</sup>, А.Д. Кузнецова<sup>1</sup>, Ю. П. Синичкин<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Томский государственный университет*

*E-mail: [oazyuryukina@yandex.ru](mailto:oazyuryukina@yandex.ru)*

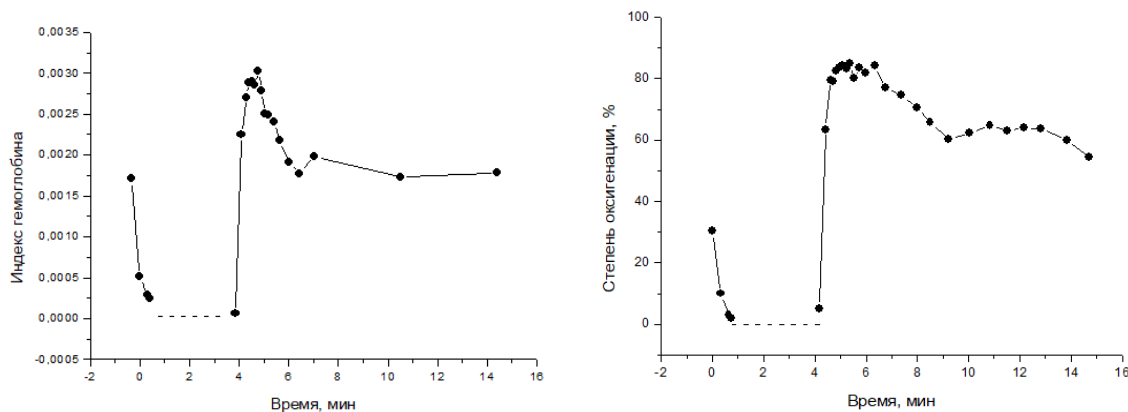
Внешняя механическая компрессия является основой компрессионного метода управления оптическими свойствами биоткани. Компрессия биотканей способствует частичному или полному выдавливанию из области компрессии крови и воды, а также увеличению плотности ткани в области компрессии, что дает возможность целенаправленно изменять поглощающие и рассеивающие свойства биотканей. Компрессионный метод управления оптическими параметрами потенциально имеет ряд преимуществ по сравнению с иммерсионным методом, так как механическое сжатие биоткани является менее инвазивным и безопасным, в отличие от химического метода сохраняются барьерные функции рогового слоя и всего эпидермиса в целом. Исследование динамики спектров диффузного отражения подверженных влиянию внешней механической компрессии тканей позволяет оценивать изменение количества воды и крови в исследуемых объемах ткани [1].

Наложение внешней механической компрессии приводит к изменениям в структуре биоткани. Изменение рассеивающих свойств может быть объяснено тем, что наложение компрессии приводит к частичной дегидратации и сжатию коллагеновых волокон тканей; с другой стороны изменения рассеивающих свойств связаны с изменением фактора упаковки [2] - увеличение объемной доли рассеивателей (коллагеновых волокон) приводит к уменьшению рассеяния ткани. Изменение поглощающих свойств объясняется вытеснением из объема ткани, подверженного компрессии, жидких хромофоров, формирующих спектр. В видимой области спектра такими хромофорами являются гемоглобин крови, в ближней ИК-области – вода. Вытеснение из объема сдавленной биоткани воды приводит к уменьшению рассеяния образца на всем диапазоне и поглощения в области ИК-диапазона. Вытеснение крови приводит к уменьшению поглощающих свойств биоткани в видимом диапазоне спектра.

Происходящие в результате наложения внешне механической компрессии изменения в спектрах кожи носят инерционный характер. Время вытеснения крови из области компрессии зависит от размеров области наложения компрессии и уменьшается с увеличением локализации внешнего давления (от 30-40 секунд для датчика диаметром 15,8 мм до 6-14 секунд для датчика диаметром 3,2 мм).

С точки зрения морфологии кожи провал в спектре ее диффузного отражения в области 500-600 нм обусловлен поглощением гемоглобина. Параметром,

которым можно оценить содержание гемоглобина в коже, является индекс гемоглобина, а форма спектра области поглощения гемоглобина дает возможность оценить степень оксигенации гемоглобина. На графиках ниже представлена динамика индекса гемоглобина и степени оксигенации гемоглобина кожи в условиях внешней механической компрессии в  $10^5$  Па на области диаметром 15,8 мм, а так же после ее снятия.



При наложении внешней компрессии меняется соотношение артериальной и венозной крови в микроциркуляторном русле, находящемся в области компрессии. После наложения компрессии (0-80 сек на графиках) кровь выдавливается из области компрессии. Снятие компрессии приводит к возникновению потока крови в область кожи, которая подвергалась компрессии. Однако наличие полулунных клапанов в венозных сосудах препятствует возврату деоксигенированной крови в область компрессии, поэтому в эту область кожи приходит только артериальная кровь с высокой (более 90%) степенью оксигенации. Увеличение количественного содержания крови в капиллярном русле после снятия компрессии вызвано увеличением концентрации эритроцитов в объеме крови, поступающем в исследуемую область.

В спектральной области 600-800 нм на спектр диффузного отражения кожи может влиять только количество содержащейся в ней воды. Так как поглощением воды в этой области спектра можно пренебречь, то можно сделать вывод о том, что количество содержащейся в коже воды определяет только рассеивающие свойства кожи. Компрессия кожи приводит к уменьшению содержания воды в коже или ее дегидратации.

Исследование динамики коэффициента отражения в области 600-800 нм, где на динамику спектра влияет изменение рассеивающих свойств ткани, и ближнего ИК, где проявляются так же поглощающие свойства воды, может в перспективе дать возможность оценивать степень дегидратации ткани в процессе сдавливания.

#### Библиографический список

1. Синичкин Ю.П., Утц С.Р. // Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2001. - 92 с.
2. Генина Э.А., Башкатов А.Н., Кочубей В.И., Тучин В.В. // Оптика и Спектроскопия, 2005, 98 (3), 515-521.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕМРИСТОРНОГО ЭФФЕКТА В ТОНКИХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ ZnO

М.Н. Ивонин, О.А. Агеев

*Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения*

*Южного федерального университета*

*E-mail: [michael24kobe@gmail.com](mailto:michael24kobe@gmail.com)*

Из анализа литературных данных следует, что проблема разработки физико-математических моделей функционирования мемристорных структур на основе наноструктурированных плёнок в качестве синапсов нейроморфных структур остаётся нерешённой [1]. Мемристоры как переменные резисторы очень перспективны в качестве синапсов нейронных сетей [2,3]. Использование мемристоров в качестве синапсов нейронных сетей обеспечивает большее соответствие биологическому прототипу, чем существующие подходы. Это позволит перейти от носителя информации в виде уровней токов и напряжений в электрических схемах к носителю информации в виде импульсов, подобно тому, как это делается в реальной нервной системе.

В данной работе предлагается новый подход к созданию наноэлектронных нейроморфных структур. Локальный мемристорный эффект в наноструктурированной плёнке ZnO позволит сформировать в плёнке активные области с высокоомным и низкоомным состояниями, образующие логические элементы и связи между ними, обладающие способностью изменяться в реальном времени в зависимости от решаемой задачи. Аномальное изменение проводимости связано с кинетикой и динамикой точечных и линейных дефектов. В данной работе моделирование процессов не ограничивается исследованием только точечных дефектов как большинство современных физико-математических моделей [1,3]. Поэтому проект, связанный с разработкой физико-математических моделей функционирования наноэлектронных нейроморфных структур на основе наноструктурированных плёнок, является актуальным.

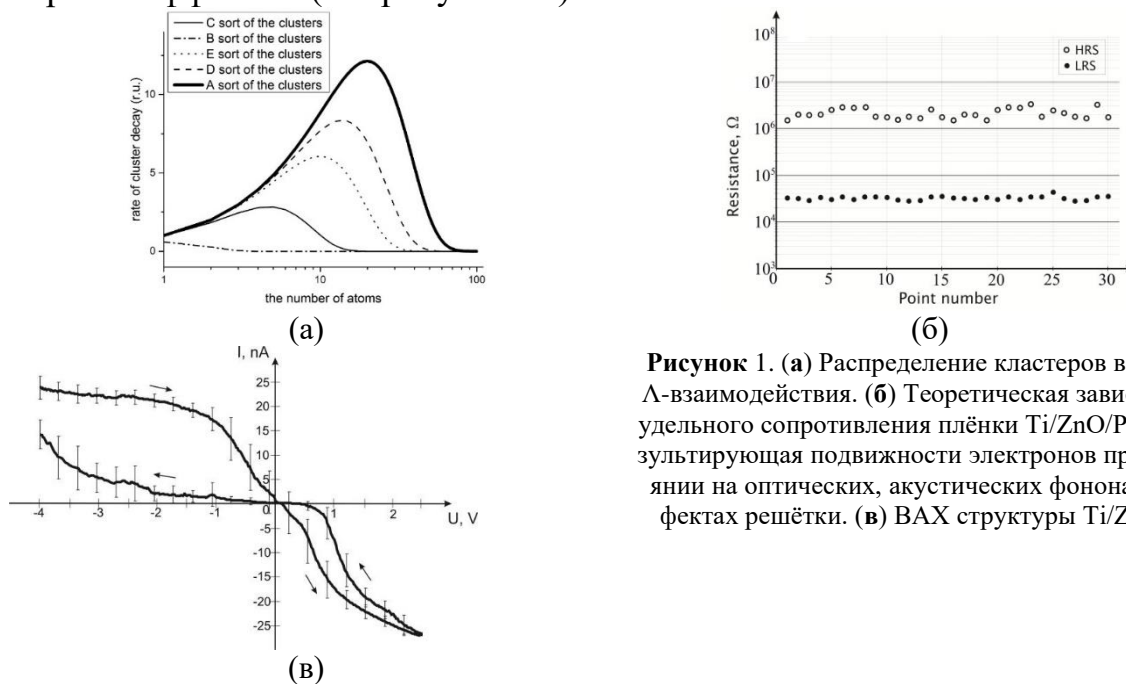
**Цель работы** заключается в исследовании формирования нанокристаллических плёнок ZnO, обладающих мемристорным эффектом под действием внешнего локального электрического поля для исследования разработки принципов функционирования наноэлектронных нейроморфных структур.

С помощью разрабатываемой теории  $\Lambda$ -взаимодействия в работе удалось преодолеть ограничения предшествующих моделей, в т.ч. больцмановское распределение по кластерам:

- Учитывает испарение сконденсировавшихся атомов.
- Учитывает распад кластеров в докритической области. Распределение учитывает возможный эффект разрушения кластеров при одновременном росте.
- Учитывает разный размер кластеров на всем временном интервале.
- Учитывает факт, что каждый кластер имеет свой собственный критический размер в отличие от работ.

- Учитывает возможность того факта, что поверхностная диффузия атомов и последующая стадия нуклеации процесс коалесценции распространяется не на все кластеры, в том числе, что коалесценция для разных кластеров происходит с разными скоростями.
- Важное замечание, что распределение позволяет, посредством расширения теории Колмогорова на дефекты, предсказать возможную перестройку элементарных ячеек кластеров.
- Наиболее полно описывает вероятность захвата отдельных атомов кластерами из потока.

Также на основе теории  $\Lambda$ -взаимодействия можно получить распределение кластеров по размерам и распределение по скорости распада связей (см. рисунок 1а). Используя результаты данной теории наравне с расширенной на дефекты теорией Колмогорова и используя модель неупругого рассеяния электронов, можно смоделировать процессы конденсации атомов, роста кластеров, образования и взаимодействия дефектов (см. рисунок 1б). Для исследования равномерности мемристорного эффекта наноструктурированной пленки ZnO анализ ВАХ показал, что наноструктурированная пленка ZnO обладала равномерным мемристорным эффектом (см. рисунок 1в).



**Рисунок 1.** (а) Распределение кластеров в рамках  $\Lambda$ -взаимодействия. (б) Теоретическая зависимость удельного сопротивления плёнки Ti/ZnO/Pt как результирующая подвижности электронов при рассеянии на оптических, акустических фононах и дефектах решётки. (в) ВАХ структуры Ti/ZnO/Pt.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке процессов формирования и принципов функционирования нанозлектронных нейроморфных структур на основе наноструктурированных пленок ZnO, для реконфигурируемых интегральных схем как аппаратной основы систем искусственного интеллекта.

#### Библиографический список

1. Liu S.-Ch., Delbruck T., Indiveri G., Whatley A., Douglas R. // Event-Based Neuromorphic Systems. Wiley, 2015, 440 p.
2. Палагин А.В. // Реконфигурируемые вычислительные системы. Киев: Просвита, 2006, 288 стр.
3. Bolotski M. // A Reconfigurable Bit Parallel Architectures. Ph.D. Thesis. MIT, 1998, 126 p.

## **ВЗАИМОСВЯЗЬ ДИНАМИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПРОЦЕССАМИ СМЕЩЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ФОТОНАМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК**

**С. В. Ильин<sup>1</sup>, М. В. Герасимов<sup>1</sup>, М. В. Логунов<sup>2</sup>, С. А. Никитов<sup>2,3</sup>,  
А. В. Спириин<sup>1</sup>, А. Н. Чалдышкин<sup>1</sup>, Ю. Н. Ноздрин<sup>4</sup>, И. Д. Токман<sup>4,5</sup>**

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет,  
Саранск, 430005, Россия*

<sup>2</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,  
Москва, 125009, Россия*

<sup>3</sup>*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, 141701, Россия*

<sup>4</sup>*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия*

<sup>5</sup>*Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, 603022, Россия*

*E-mail: sergey.v.ilin@mail.ru*

Возможность изменения динамического состояния магнетика под действием импульсов лазерного излучения представляет интерес для спин-фотонных устройств [1]. При этом важную роль играют как параметры поляризации лазерного импульса, так и исходное состояние магнетика [2,3].

Под действием циркулярно поляризованного лазерного ринт-импульса в образце в виде тонкой пленки с перпендикулярной одноосной магнитной анизотропией и регулярной лабиринтной доменной структурой наблюдаются два вклада в фотонамагничивание при изменении параметров поляризации ринт-импульса: поляризационно-зависимый и поляризационно-независимый [2]. Импульсы фотонамагничивания отличаются по форме и более чем на два порядка – по длительности [3]. Это связано с изменением намагниченности насыщения, обусловленного повышением температуры образца, и субмикронным смещением доменных границ.

Применение магнитооптического метода совместно с методом пространственной фильтрации выходного оптического потока, являющегося результатом дифракции света на доменной структуре, как фазовой дифракционной решетке [4], позволяет получить высокое временное и пространственное разрешение – повысить чувствительность к изменению ее коэффициента заполнения и использовать это в качестве индикатора нанометрового смещения доменных границ [5] при импульсном фотонамагничивании [6]. Изменение намагниченности насыщения под действием импульса лазерного излучения, обусловленное повышением температуры образца, меняет параметры его доменной структуры. Это может нарушить условия пространственной фильтрации и привести к искажению формы импульса фотонамагничивания.

В работе исследована взаимосвязь динамического изменения температуры с процессами смещения доменных границ при фотонамагничивании магнитной пленки  $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$  с перпендикулярной одноосной анизотропией и лабиринтной доменной структурой.

С использованием профилометра регистрировали статическое изменение

параметров дифракционной картины Фраунгофера от доменной структуры образца при статическом изменении его температуры. Выбранный для регистрации импульса фотонамагничивания дифракционный максимум 3-го порядка (633 нм) сохраняет свое положение в пределах окна пространственного фильтра при изменении температуры на  $\Delta T = 10$  градусов.

С использованием фотоэлектронного детектора регистрировали магнитооптический отклик (633 нм; рис. (а)) от системы поляризатор-образец-анализатор, как результат действия pump-импульса (527 нм). При этом образец переводили в монодоменное состояние. Регистрация изменения уровня сигнала при статическом изменении температуры образца (рис. (б)) позволила оценить величину динамического изменения его температуры (рис. (а)).

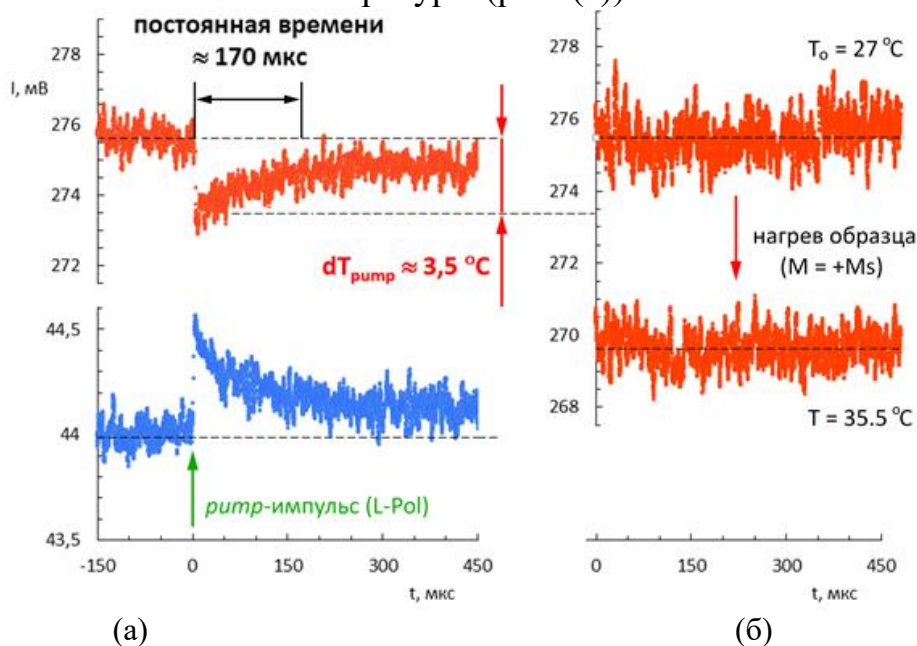


Рис. Магнитооптические отклики от системы поляризатор-образец-анализатор: а) при динамическом изменении его температуры под действием pump-импульса для противоположных направлений намагниченности  $+M_s$  (сверху) и  $-M_s$  (снизу); б) при статическом изменении температуры образца для намагниченности  $+M_s$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-52-16006).

#### Библиографический список

1. A. Hoffmann and S. D. Bader, Phys. Rev. Appl. **4**, 047001 (2015).
2. G. M. Genkin, Yu. N. Nozdrin, A. V. Okomel'kov, and I. D. Tokman, Phys. Rev. B **86**, 024405 (2012).
3. M. V. Gerasimov, M. V. Logunov, A. V. Spirin, Yu. N. Nozdrin, and I. D. Tokman, Phys. Rev. B **94**, 014434 (2016).
4. J. F. Dillon, and J. P. Remeika, J. Appl. Phys. **34**, 637 (1963).
5. М. В. Герасимов, С. В. Ильин, М. В. Логунов, С. А. Никитов, А. В. Спириин, А. Н. Чалдышкин. ПТЭ №5, 106–111 (2017).
6. М. В. Герасимов, С. В. Ильин, М. В. Логунов, С. А. Никитов, А. В. Спириин, А. Н. Чалдышкин, Ю. Н. Ноздрин, И. Д. Токман. НННФ: тез. докл. XII Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов: Изд-во “Техно-Декор”, 2017. – С. 82-83.

## ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ТИТАН-НИКЕЛЬ-МЕДЬ

**В. В. Ионин<sup>1</sup>, С. М. Колодкин<sup>1,2</sup>, А. А. Бурцев<sup>1,2</sup>, М. А. Панков<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»,

<sup>2</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,

E-mail: ioninvv@gmail.com

Омический контакт – это контакт металл – полупроводник, в котором не проявляется потенциальный барьер на границе раздела, он является неотъемлемой частью любого полупроводникового прибора. В модели барьера Шоттки, выпрямление зависит от разницы между работой выхода металла и электронного средства полупроводника. Однако на практике, контакты металл-полупроводник точно не следуют модели Шоттки, так как наличие внешних поверхностных состояний на границе раздела фаз (например, оксиды и дефекты) может сделать поведение перехода практически не зависящим от разницы между работой выхода металла и электронного средства. Низкое удельное сопротивление, высокая надежность при повышенных температурах и хорошая воспроизводимость омических контактов являются важнейшими факторами, которые ограничивают выходные характеристики приборов. Кроме того, гладкая морфология поверхности имеет важное значение для получения резкого края контакта.

К настоящему времени предложено и изучено большое количество систем металлизации омических контактов для приборных полупроводниковых структур. Одной из наиболее распространенной является система на основе Ti/Al. Такая металлизация может быть описана в виде Ti/Al/X(Ni, Ti, Mo, Pt, Pd)/Au. Первый слой Ti, непосредственно контактируя с полупроводниковой подложкой, играет значительную роль в формировании омических контактов при отжиге. Al в свою очередь, реагируя с Ti, формирует слой Al<sub>3</sub>Ti, предотвращая окисление Ti [1,2]. Третий слой, Ni (Ti, Mo, Pt, Pd и т.д.) выступает в качестве диффузионного барьера, разделяя алюминий и золото.

В данной работе проводилось изучение омических контактов, аналогичных описанным выше. Вместо золота было решено использовать в качестве слоя контакта медь. Процесс напыления омического контакта на полупроводниковую пластину кремния представляет собой многослойное металлическое покрытие, которое представлено на рис. 1.

Cu 150 нм
Ni 40 нм
Al 40 нм
Ti 20 нм
Полупроводниковая пластина Si

Рис.1. Схематическое изображение многослойного покрытия.



Одной из проблем было обеспечение напыления слоев металлов нужной толщины. Для решения поставленной задачи были проработаны и внедрены два метода контроля. Резистивный метод основан на контроле сопротивления в установленном за ранее свидетеле, как правило это бывает прямоугольного вида подложка с контактными площадками. Процесс напыления заканчивается по достижению заданного значения сопротивления свидетеля. Точность данного метода контроля толщины пленки составляет 5%.

Второй – спектральный метод. Принцип его работы основан на изменении оптических характеристик (коэффициенты пропускания и отражения) тонкой пленки в зависимости от ее толщины. С помощью спектрофотометра строится график зависимости коэффициента пропускания от длины волны. Далее по формулам Максвелла можно определить, зная коэффициенты пропускания и отражения металлов, толщину получившейся пленки [3, 4]. В рамках этой работы был использован опыт коллектива предприятия ФКП ГЛП Радуга, по расчету оптических покрытий, и использовалась программа SpectraCalculator, аналогичные результаты получены и воспроизведены с помощью сторонних средств расчета спектральных характеристик, находящихся в открытом доступе.

В качестве результатов работы разработан и внедрен технологический процесс получения омического контакта на технологическую линию производства полупроводниковых линеек лазерных диодов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.

#### **Библиографический список**

1. *Желаннов А.В., Удальцов В.Е., Падорин А.В.* // Вестник Новгородского государственного университета, 2010, №60, с.65-69.
2. *Van Daele B., Van Tendeloo G., Ruyschooren W.* // Appl. Phys. Lett., 2005, V.87, P.061905.
3. *Аракелян С.М., Бутковский О.Я., Бурцев А.А., Лысенко С.Л., Панков М.А., Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П.* // Computational nanotechnology, 2017 г., №4, с. 14-20.
4. *Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П., Панков М.А.* // Computational nanotechnology, №2, 2017, с. 94-96.
5. *Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А.* // Физика и техника полупроводников. 2007. V. 41. № 11. – с. 1281-1308.

## АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ ГИРОТРОНА НА ОСНОВЕ ОБРАБОТКИ РЕАЛИЗАЦИЙ

О.Б. Исаева<sup>1,2</sup>, Р.М. Розенталь<sup>3</sup>, Н.С. Гинзбург<sup>3</sup>, И.В. Зотова<sup>3</sup>,  
А.Г. Рожнев<sup>1,2</sup>, А.С. Сергеев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>3</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: IsaevaO@rambler.ru

Гиротронам посвящено множество исследований, и актуален поиск принципиальных возможностей генерации ими широкополосного, хаотического и гиперхаотического излучения [1–5]. В настоящей работе изучена нестационарная модель гиротрона с нефиксированной структурой высокочастотного поля, в которой, в отличие от ранее описанных, учтена конечность времени пролета электронов через пространство взаимодействия. Рассмотрены два режима работы гиротрона, отвечающие двум значениям величины начальной расстройки циклотронного резонанса  $\Delta$ : первый (при  $\Delta = 0.6$ ) соответствует касанию дисперсионных характеристик, а второй (при  $\Delta = -1.9$ ) – их пересечению. Проведен численный анализ временных реализаций для интенсивности выходного излучения в этих двух режимах при изменении тока электронного пучка  $I$ . На рис.1–3 представлены бифуркационные деревья, результаты расчета корреляционной размерности аттракторов и грубой оценки старших ляпуновских показателей (методика такой оценки описана в [6,7]). Исходя из представленного видно, что в режиме пересечения дисперсионных характеристик реализуется более сильный и грубый хаос: дерево не имеет структурированных окон, корреляционная размерность достигает больших значений, возникает большее количество положительных показателей Ляпунова.

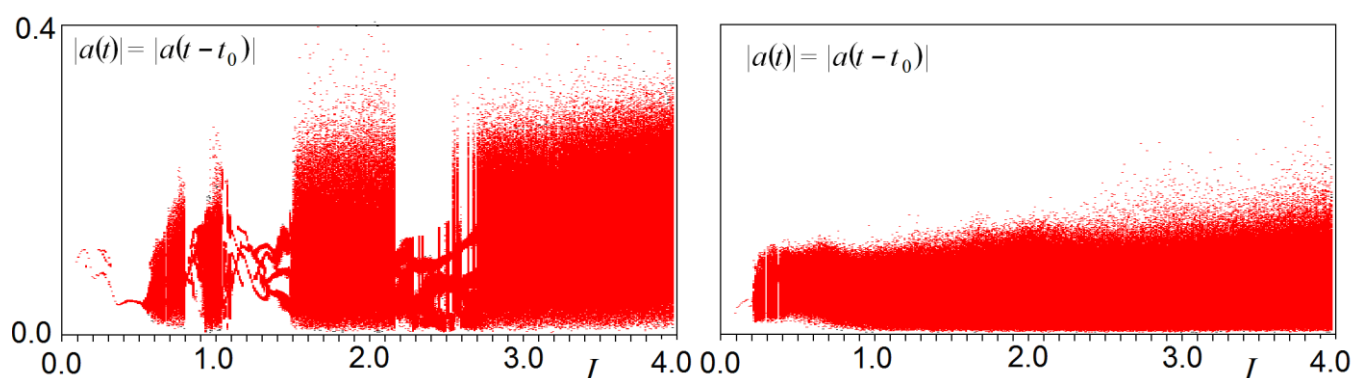


Рис. 1. Бифуркационное дерево для сечения Пуанкаре аттракторов при  $\Delta = 0.6$  (слева) и  $\Delta = -1.9$  (справа)..

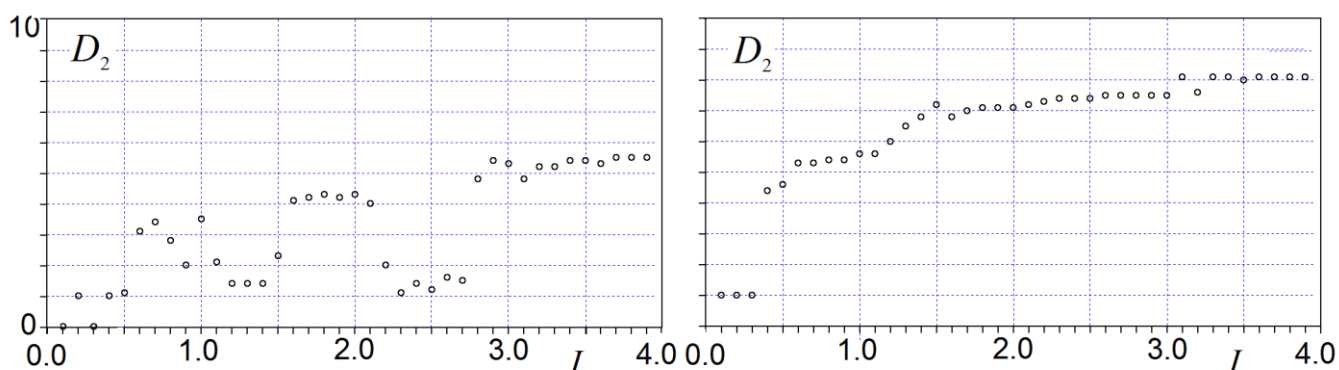


Рис. 2. Корреляционная размерность аттракторов при  $\Delta = 0.6$  (слева) и  $\Delta = -1.9$  (справа).

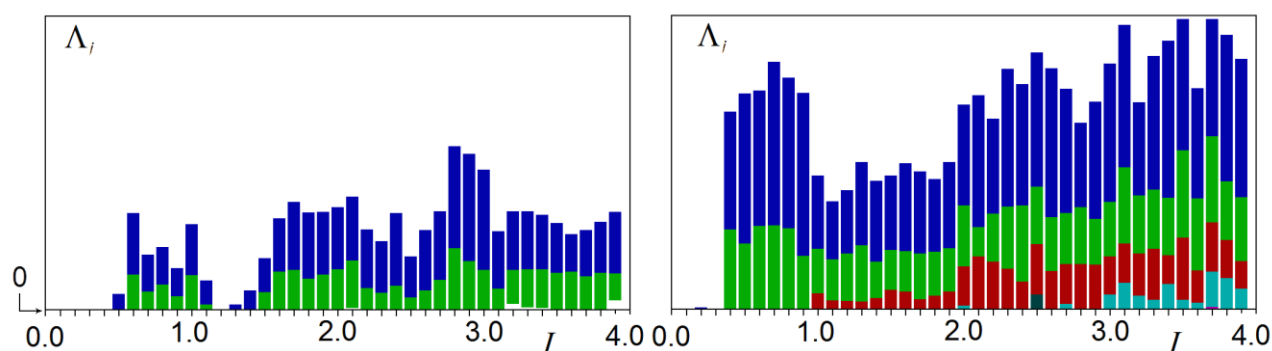


Рис. 3. Оценка положительных ляпуновских показателей в спектре  $\Lambda_j$  ( $j = 1$  – синий цвет, 2 – зеленый, 3 – красный, 4 – голубой). Отстройка  $\Delta = 0.6$  (слева) и  $-1.9$  (справа).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00745).

### Библиографический список

1. *Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V., Gol'denberg A.L., Petelin M.I., Usov V.G., Yulpatov V.K.* // Infrared Phys. 1978. V.18, No.5-6. P. 385.
2. *Nusinovich G.S.* Introduction to the Physics of Gyrotrons. Baltimore: J. Hopkins Univ. Press, 2004.
3. *Блохина Е.В., Рожнев А.Г.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т.49, No 10. С. 887.
4. *Blokhina E.V., Kuznetsov S.P., Rozhnev A.G.* // IEEE Trans. Electron. Dev. 2007. V.54, No.2. P. 188.
5. *Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Зотова И.В., Федотов А.Э., Тараканов В.П.* // ЖТФ. 2017. Т.87, Вып. 10. С. 1555.
6. *Rozental R.M., Isaeva O.B., Ginzburg N.S. et al* // Rus. J. Nonlin. Dyn/. 2018. V. 14, No.2. P. 155.
7. *Розенталь Р.М., Исаева О.Б., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Рожнев А.Г., Тараканов В.П.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.. 2018. Т.26, No.3. С. 78.

## АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВА ПАРАМЕТРОВ ТРЕХМЕРНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ ЭНО С ПРИМЕНЕНИЕМ КРИТЕРИЯ УГЛОВ В ПОИСКЕ ПСЕВДОГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО АТТРАКТОРА

**О.Б. Исаева**

*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: IsaevaO@rambler.ru*

В последнее время активно ведутся изыскания на предмет гиперболичности (и свойственной ей грубости) хаотического поведения ряда систем [1]. Для проверки гиперболичности развиты численные методы [1,2]. Наименее трудоемким, но высокоточным является критерий углов, заключающийся в подтверждении трансверсальности устойчивого и неустойчивого многообразий аттрактора [2].

Помимо гиперболических существует еще более широкий класс почти гиперболических, (квази-, псевдо-, сингулярно гиперболических) аттракторов. Представителями этого класса являются аттрактор Лоренца, а также, как считалось, лоренцеподобный аттрактор, который реализуется в трехмерном обобщении отображения Эно

$$x_{n+1} = y_n, \quad y_{n+1} = z_n, \quad z_{n+1} = Az_n + Bx_n + Cy_n - z_n^2$$

Несколько примеров этого аттрактора описаны в [3]. Однако, псевдогиперболичность только одного из них была доказана недавно [4]. Остальные варианты аттрактора, несмотря на визуальное сходство и соответствие качественным признакам (сумма двух старших показателей Ляпунова положительна), псевдогиперболическими не оказались. Проверка была сделана посредством обобщения критерия углов: численно оценивалось наличие или отсутствие касаний между растягивающим и сжимающим подпространствами.

В настоящей работе критерий углов и более "слабые" качественные критерии применены для анализа всего пространства параметров трехмерного отображения Эно. Обнаружена целая область существования псевдогиперболических аттракторов (рис. 1). Описаны бифуркационные структуры в ее окрестности. Исследование такого рода может позволить описать механизмы возникновения псевдогиперболических аттракторов и, возможно провести сравнительный анализ их с какими-либо сценариями возникновения однородно гиперболических аттракторов [5-7].

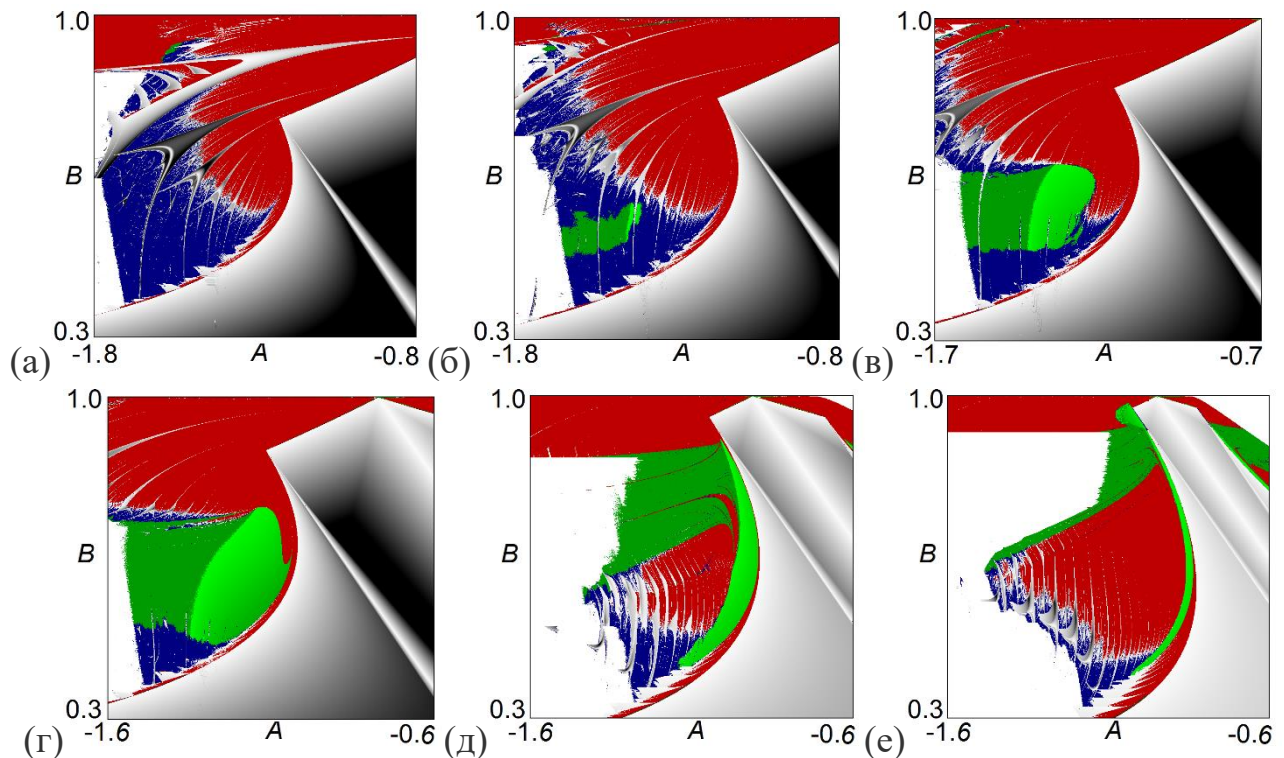


Рис. 1. Структура сечений пространства параметров обобщенного отображения Эно плоскостью  $(A, B)$  при  $C = 0.55$  (а),  $0.65$  (б),  $0.7$  (в),  $0.77$  (г),  $0.91$  (д),  $0.97$  (е). Оттенки серого отвечают периодическим режимам, красный – квазипериодическим, синий – хаотическим, однородный зеленый – хаотическим, удовлетворяющим косвенному признаку псевдогиперболичности (сумма двух наибольших показателей Ляпунова больше нуля), градиент зеленого - псевдогиперболическим, удовлетворяющим критерию углов.

*Работа выполнена при поддержке РФФ (проект №17-12-01008).*

### Библиографический список

1. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы. От математики к физике. Москва-Ижевск: ИКИ? 2013.
2. Kuznetsov S.P. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 144101.
3. Gonchenko A., Gonchenko S. // Physica D. 2016. V.337. p.43.
4. Kuptsov P.V., Kuznetsov S.P. // Preprint nlin. arXiv: 1805.06644..
5. Isaeva O.B., Kuznetsov S.P., Sataev I.R., Savin D.V., Seleznev E.P. // Int. J. Bif. Chaos, 2015. V. 25, No.12 P. 1530033.
6. Isaeva O.B., Kuznetsov S.P., Sataev I.R. // Chaos. 2012. V. 32. P. 043111.
7. Исаева О.Б., Кузнецов С.П., Сатаев И.Р. // Нелинейная динамика. 20013. Т. 9, №2.с. 267.

## О БИФУРКАЦИИ РОЖДЕНИЯ СЕПАРАТОРОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД

**Н. В. Исаенкова**

*Нижегородская академия МВД России, Нижний Новгород*

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

Используя методы теории динамических систем Морса-Смейла, можно рассматривать топологическую структуру для точечно-зарядной модели магнитного поля областей фотосферы. Понятие *точечного заряда* магнитного поля возникает из математической идеализации областей (пятен) в фотосфере Солнца, которые проявляют себя как источники или стоки окружающего их магнитного поля. Такую идеализацию можно встретить в работах [1, 2, 3]. Хотя данная модель носит упрощенный характер, она способна во многих случаях дать интересные результаты, которые могут пролить свет на более реальную физическую картину.

Для формулировки основного результата необходимы некоторые определения. Заряд называется *положительным*, если его можно заключить в сколь угодно малый шар, на границе которого магнитное поле направлено наружу. Аналогично определяется отрицательный заряд. Заряды образуют множество особенностей магнитного поля  $\mathbf{B}$ . С точки зрения теории динамических систем положительный заряд является источником, а отрицательный - стоком векторного поля. При изучении топологической структуры, не уменьшая общности, можно считать, что все особенности гиперболические (т.е., действительные части всех собственных значений соответствующей матрицы Якоби отличны от нуля).

Наличие нескольких положительных или отрицательных зарядов приводит необходимо к существованию нулевых точек (иногда говорят, нуль-точек [4]). Точка  $p_0$  магнитного поля  $\mathbf{B}$  называется *нулевой*, если  $\mathbf{B}(p_0)=0$ . Нулевая гиперболическая точка  $p_0$  называется *положительной*, если  $\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \lambda_3 > 0$ , и *отрицательной*, если  $\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \lambda_3 < 0$  (рассматриваются гиперболические нулевые точки, у которых действительные части собственных значений  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  в нулевой точке ненулевые) (рисунок, 1). Гиперболическая нуль-точка имеет одномерную сепаратрису, соответствующую собственному значению  $\lambda_1$ , и двумерную сепаратрису, соответствующую собственным значениям  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  [5].

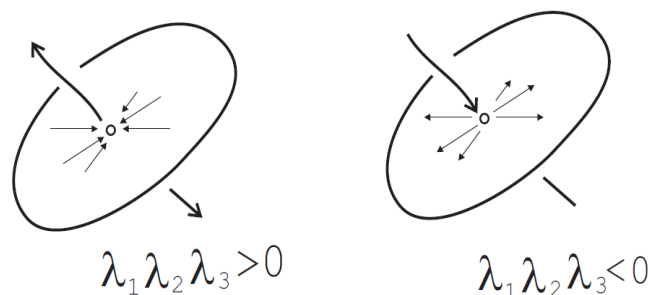


Рис. 1:

Магнитное поле является *типичным*, если все его нуль-точки и особенно-сти (заряды) гиперболические, двумерные сепаратрисы нуль-точек пересекаются трансверсально (если пересекаются), любая одномерная сепаратриса не имеет пересечений с двумерными сепаратрисами, и нет одномерных сепаратрис, соединяющих нулевые точки (включая, одну и ту же нулевую точку). Одномерные сепаратрисы в общем случае либо не пересекаются, либо совпадают. В работе рассматриваются только типичные магнитные поля.

Поскольку Солнце излучает энергию, то большое практическое значение имеет изучение так называемых положительно несбалансированных групп зарядов. Группа зарядов  $C$  называется *положительно несбалансированной*, если ее можно заключить в шар  $P$ , на границе которого магнитное поле направлено наружу, а внутри шара магнитное поле типично и нет замкнутых магнитных линий. Указанный шар  $P=P(C)$  - это *источниковая область группы*. Для данного случая имеет место предположение, что внутри источниковой области любая силовая линия, не образующая одномерную сепаратрису и не принадлежащая двумерной сепаратрисе нуль-точки, либо стремится к особенности магнитного поля, либо покидает источниковую область. Аналогично определяется отрицательно несбалансированная группа зарядов, и в этом случае речь идет о стоковой области группы зарядов.

Следуя [6,4], магнитная линия, соединяющая две нулевые точки, называется *сепаратором*. Согласно представлениям современной астрофизики, солнечные вспышки происходят в результате магнитного пересоединения, связанного с изменением топологии магнитного поля вблизи сепаратора.

Для группы зарядов обозначим через:  $S^+$  - число положительных нуль-точек,  $S^-$  - число отрицательных нуль-точек,  $N^+$  - число положительных зарядов,  $N^-$  - число отрицательных зарядов.

Главный результат заключается в построение бифуркации, в результате которой рождается большое число сепараторов. Более точно, следующая теорема демонстрирует один сценарий появления отрицательной нулевой точки, когда возникает семейство сепараторов, количество которых равно числу отрицательных нулевых точек.

**Теорема.** Пусть имеется положительно несбалансированная группа  $C$ , состоящая из  $N^+ \geq 2$  положительных зарядов и  $N^+ - 1$  отрицательных нулевых точек, лежащих на фотосфере. Тогда существует типичная бифуркация рождения  $N^+$  гетероклинических сепараторов и одной отрицательной нулевой точки, лежащих на фотосфере.

#### Библиографический список

1. Молоденский М.М., Сыроватский С.И. // Астрон. журнал. 1977. Т. 54, С. 1293.
2. Baum P., Bratenahl A. // Solar Phys. 1980. Т. 67, P. 245.
3. Sweet P.A. // Nuovo Cimento Suppl. 1958. Vol. 8, Ser. X. P. 188.
4. Priest E., Forbes T. // Cambridge Univ. Press. 2005. P. 595.
5. Smale S. // Bull. Amer. Math. Soc. 1967. Vol. 73. P.741.
6. Priest E. // Reidel Publ. Company. 1985.

## **ВЫДЕЛЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ СИГНАЛА ВАРИАбельНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА**

**Ю.М. Ишбулатов<sup>1,2</sup>, А.С. Караваев<sup>1,2</sup>, В.А. Шварц<sup>3</sup>, С.А. Миронов<sup>4</sup>,  
А.Р. Киселев<sup>3,5</sup>, Б.П. Безручко<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>3</sup>ФГБУ «НМИЦ ССХ им. А.Н. Бакулева» Минздрава России

<sup>4</sup>ФГКУ ЦКВГ ФСБ России

<sup>5</sup>ФГБОУ ВО Саратовский ГМУ им. В.И. Разумовского Минздрава России

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Спонтанные вариации частоты сердечных сокращений, называемые Вариабельностью сердечного ритма (ВСР), являются важной характеристикой здоровой сердечно-сосудистой системы. Впервые вариации были зарегистрированы в конце 19 века, но диагностическое значение и фундаментальное объяснение приобрели только после развития компьютерной и измерительной техники, а также методов анализа биомедицинских данных.

Широкое распространение получил метод выделения ВСР, основанный на анализе сигнала электрокардиограммы и выделении временных интервалов между сердечными сокращениями [1], которым соответствуют резкие спайки (R-пики). Данный метод получил название детектирования R-R интервалов.

Спектральный анализ составляющих ВСР продемонстрировал большое прикладное значение для своевременной неинвазивной диагностики. В частности, спектральный анализ ВСР показал наличие двух основных составляющих в диапазонах частот 0.04-0.15 Гц и 0.15-0.5 Гц. Диапазоны получили названия, соответственно, Low Frequency (LF) диапазон и High Frequency (HF) диапазон. Динамику в данных диапазонах связывают с активностью двух систем автономной регуляции кровообращения [2,3].

Однако, процесс выделения R-R интервалов остается не исследованным до конца. В частности, неизвестно как влияют на процесс выделения ВСР нелинейные свойства сигнала электрокардиограммы и свойства самого модулирующего сигнала.

Решение проблемы невозможно получить только экспериментальными методами, что обусловлено наличием совместной динамики двух регуляторных систем в одном частотном диапазоне около 0.1 Гц [3-6]. В работе метод выделения R-R интервалов изучается на примере анализа сигнала математической модели [7] частотно модулированной электрокардиограммы с частотной модуляцией реальным биологическим сигналом.

Исследуемая модель предложена на основе результатов МакШерри [ ] и передает форму реального сигнала электрокардиограммы (ЭКГ). Модель описывает динамику системы в трехмерной системе координат  $(x, y, z)$ . Изображающая точка движется вокруг предельного цикла расположенного в плоскости  $(x, y)$ . Характерные пики ЭКГ (P,Q,R,S,T пики) генерируются путем добавления внешнего воздействия, направленного вдоль оси  $z$ . Внешнее воздействие сталкивает изображающую точку с аттрактора в моменты времени  $T_P, T_Q, T_R, T_S, T_T$ .



Спектр мощности и временной ряд модели представлены на рис. 1. По сравнению с оригинальной работой в модель была добавлена частотная модуляция.

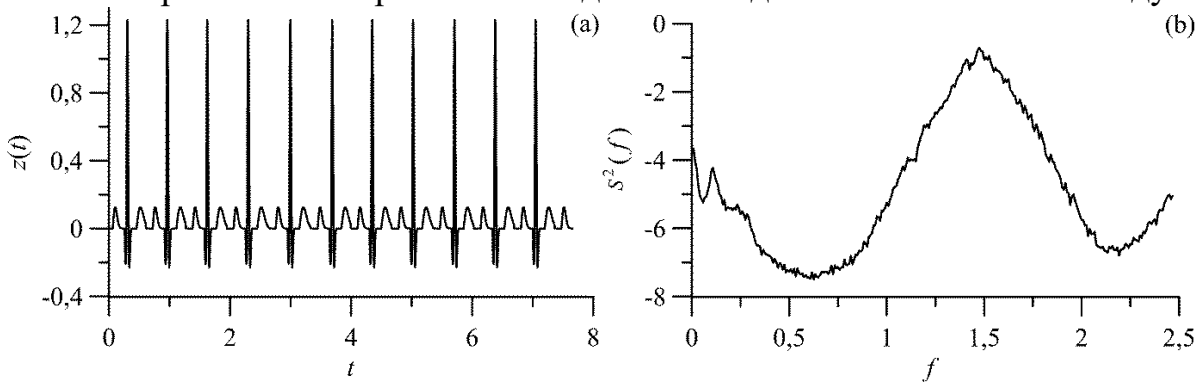


Рис. 1. Временной ряд и спектр мощности *Модели 2*.

$$\begin{cases} \dot{x} = \alpha x - \omega y \\ \dot{y} = \alpha y + \omega x \\ \dot{z} = - \sum_{i \in \{P, Q, R, S, T\}} \alpha_i \Delta T_i \exp\left(-\frac{\Delta T_i^2}{2b_i^2}\right) - z \end{cases} \quad (1)$$

$\alpha = 1 - \sqrt{x^2 + y^2}$ ;  $\Delta T_i = (T - T_i) \bmod 2\pi$ , где  $T$  – время от начала цикла;  $\theta = \text{atan2}(y, x)$ ;  $\omega(t) = \omega_0 + m(t)$  – угловая частота, которую модулирует внешний сигнал. В качестве внешнего сигнала  $m(t)$  был использован экспериментальный сигнал variability сердечного ритма, полученный методом выделения R-R интервалов. Значения параметров представлены в таблице 1 и были взяты из оригинальной работы [ ]. Система решалась с помощью метода Рунге-Кутты 4 порядка с шагом интегрирования 0.004 с, длина реализации составляла 7000 секунд.

Index (i)	P	Q	R	S	T
$T_i$	-0.2	-0.05	0	0/05	0.3
$a_i$	1.2	-5.0	30.0	-7.5	0.75
$b_i$	0.25	0.1	0.1	0.1	0.4

Таблица 1. Параметры *Модели 2*.

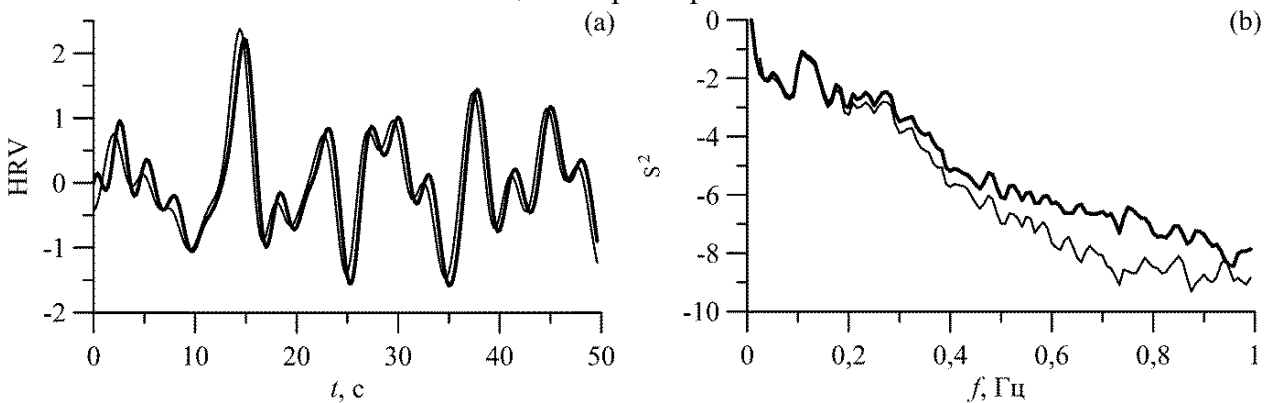


Рис. 2. Временные ряды (a) и спектры (b) сигналов частотной модуляции модели. Жирная линия – оригинальный сигнал частотной модуляции, тонкая линия – сигнал модуляции, полученный методом выделения R-R интервалов.

Из рис. 2 видно, что оригинальный сигнал частотной модуляции демонстрирует

рует высокое количественное соответствие сигналу, извлеченному методом детектирования R-R интервалов.

Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что метод выделения ВСР, основанный на детектировании R-R интервалов, позволяет выделять частотную модуляцию основного сердечного ритма и не вносит качественных изменений в сигнал в частотном диапазоне 0.05-0.5 Гц, который используется для медицинской диагностики.

*Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 17-02-00307 и РФ МД-3318.2017.7.*

#### Библиографический список

1. *Bayevsky R.M., Ivanov G.G., Chireykin L.V., Gavrilushkin A.P., Dvlgalevsky P.Ya., Kukushkin U.A., Mironova T.F., Priluzkiy D.A., Semenov U.N., Fedorov V.F., Fleishmann A.N., Medvedev M.M.* HRV Analysis under the usage of different electrocardiography systems (Methodical recommendations) // *Journal of arrhythmology*, 2001. V. 24. P. 65–87 (Russian).
2. Task Force of the European Society of Cardiology the North American Society of Pacing Electrophysiology. Heart rate variability. Standards of measurement, physiological interpretation, and clinical use // *Circulation*, 1996. V. 93. No. 5. P. 1043-1065.
3. *Reyes del Paso G.A., Langewitz W., Mulder L.J., van Roon A., Duschek S.* The utility of low frequency heart rate variability as an index of sympathetic cardiac tone: a review with emphasis on a reanalysis of previous studies // *Psychophysiology*, 2013. V. 50. No. 5. P. 477-87.
4. *Прохоров М.Д., Безручко Б.П.* Сравнение динамики показателей вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы на фоне лечения эналаприлом и метопрололом у больных артериальной гипертензией // *Саратовский научно-медицинский журнал*, 2010. Т. 6. No. 1. С. 061-072.
5. *Безручко Б.П., Гриднев В.И., Караваев А.С., Киселев А.Р., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Рубан Е.И.* Методика исследования синхронизации колебательных процессов с частотой 0.1 Гц в сердечно-сосудистой системе человека // *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика*, 2009. Т. 17. No. 6. С. 44-56.
6. *Kiselev A.R., Gridnev V.I., Posnenkova O.M., Prokhorov M.D., Karavaev A.S., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P.* Effects of antihypertensive treatment on cardiovascular autonomic control: a prospective study // *Anadolu Kardiyoloji Dergisi*, 2014. V. 14. No. 8. P. 701-710.
7. *McSharry P.E., Clifford G.D., Tarassenko L., Smith L.A.* Dynamical model for generating synthetic electrocardiogram signals // *IEEE transactions on biomedical engineering*, 2003, vol. 50, No. 3, pp. 289-294.

## КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ 2D АЛЛОТРОПОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ

А. В. Калашников, А. В. Тучин, Л. А. Битюцкая, Е. Н. Бормонтов

*Воронежский государственный университет, Воронеж*

*E-mail: akalash49@gmail.com*

Многослойные структуры на основе атомарно тонких материалов представляют большой интерес для опто- и наноэлектроники [1]. Среди них отдельного внимания заслуживают многослойные структуры на основе низкоразмерного карбида кремния (SiC), представляющие большой потенциал практического применения [2-4].

Наличие широкого спектра аллотропов карбида кремния определяет интерес к изучению структурно-зависимых и зарядовых свойств 2D SiC. Поэтому в данной работе квантово-химическими методами проведено исследование стабильности различных аллотропов низкоразмерного карбида кремния, отличающихся числом (1-3 слоя) и взаимным расположением слоев: AAA, AAA, AA'A, AA'A, ABA, ABA (более подробное описание приведено в работе [4]). Для теоретической оценки стабильности и расчета основных энергетических характеристик использован метод теории функционала электронной плотности (DFT) в приближении LSDA.

В результате оптимизации исходную структуру слоев сохранили только две политипные модификации - AAA и ABA. Наиболее стабильной среди исследованных структур является 2D SiC с упаковкой типа AAA, остальные фазы являются метастабильными и характеризуются конкуренцией между собой, ввиду близости значений полных энергий. При этом, полученные структуры по наличию ряда специфических характеристик можно разделить на два типа: структуры типа “углерод над кремнием” - AAA, ABA, ABA; и структуры типа “кремний над кремнием” - AAA и AA'A. Для структур первого типа характерно формирование положительного удельного поверхностного заряда (в трехслойной структуре), что связано с формированием дополнительной межслоевой связи и обобществлением частично гибридных  $p_z$ -орбиталей среднего слоя. Структуры типа “кремний над кремнием”, являются не стабильными и характеризуются образованием отрицательного удельного поверхностного заряда.

Таким образом, было показано наличие корреляции топологии и стабильности структуры. Кроме того, предложен метод идентификации 2D аллотропов по величине и знаку удельного заряда на поверхности.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-43-360281 p\_a).*

### Библиографический список

1. A. K. Geim, I.V. Grigorieva // Nature, 2013, 499, 419–425
2. A.V. Tuchin et al. // Letters on materials, 2016, 6 (4), 333-337.
3. S.S. Lin et al. // J. Phys. Chem. C., 2012, 116, 3951-3955.
4. A.V. Тучин и др. // Конденсированные среды и межфазные границы, 2017, 19(4)

## ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ЛАЗЕРНОЙ КЕРАМИКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

А.Ю. Канаев<sup>1</sup>, А.А. Бурцев<sup>1,2</sup>, К.В. Лопухин<sup>3</sup>, С.Л. Лысенко<sup>1</sup>,  
Ю.Л. Копылов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»,

<sup>2</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,

<sup>3</sup>Филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

E-mail: kanaev.aj@gmail.com

При изучении дефектов оптической керамики методом электронной микроскопии было обнаружено, что система пор имеет выраженную фрактальную структуру. Влияние спекающих добавок и их концентрации на прозрачность материала и генерацию дефектов было представлено в обзоре [1]. Большинство примесей или растворяются в основном веществе, или образуют нерастворимые включения. Растворенные примеси меняют концентрацию собственных дефектов в матрице и, соответственно, изменяют, например, коэффициенты диффузии основных компонентов. Объяснение роли добавок иновалентных оксидов на кинетику спекания сводится или к увеличению коэффициента самодиффузии, при введении примеси, или к уменьшению поверхностной энергии зерен – в присутствии посторонней фазы. Введение добавок в виде примеси замещения приводит также к генерации дефектов. При увеличении концентрации спекающих добавок замечено также увеличение образующихся дефектов.

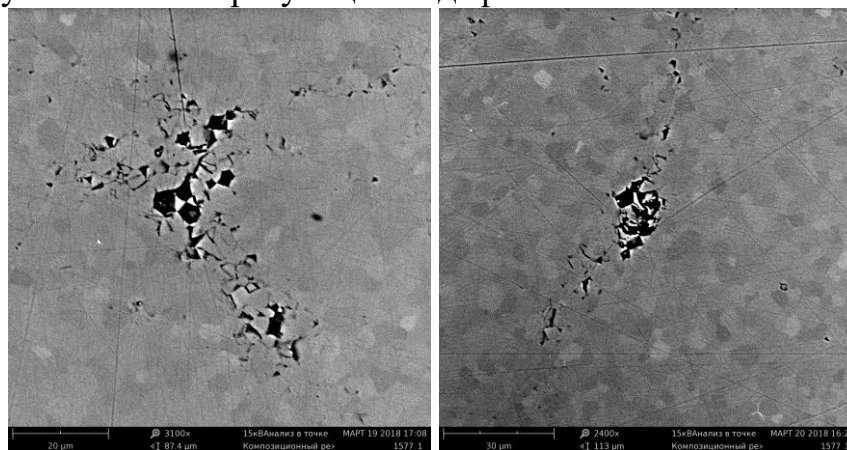


Рис.1. Внешний вид дефектов в оптической керамике.

Для математического описания распределения центров генерации дефектов и распространения (роста) системы пор были использованы клеточные автоматы. По существу, клеточные автоматы являются синтетическими мирами, поведение которых большей частью определяется простыми локально действующими правилами [8]. В этих мирах пространство представляет собой равномерную сетку, каждая ячейка которой (клетка) содержит информацию о своем состоянии. Время - дискретно. Законы такого мира представляют собой небольшое количество правил, основные из которых описываются таблицей переходов, по которой клетка вычисляет свое новое состояние на каждом такте (минимальный отрезок времени) на основе своего текущего состояния и состояний ее соседей.

В качестве модели для описания процесса устойчивых центров для последующего роста была выбрана модель клеточного автомата в реализации игра Конвея «Жизнь» [2]. Действие игры происходит на плоскости, разделенной на клетки. Каждая клетка окружена 8 такими же клетками (окрестность Мура). Каждая клетка может находиться в двух состояниях - живом или мертвом, т. е. пустом. На состояние любой клетки оказывают влияние состояния соседних клеток. Основная идея игры состоит в том, чтобы, начав с какого-нибудь простого расположения живых клеток, проследить за эволюцией исходной позиции под действием генетических законов Конвея, которые управляют рождением, гибелью и выживанием клеток. По выбранному алгоритму были произведены расчеты конфигураций кластеров. Расчетная область выбиралась размером  $100 \times 100$  отн.ед, а заселенные клетки заполнялись случайным образом. Различные конфигурации системы кластеров возможно получить, варьируя параметры заселенности (percentage), представленной в процентном соотношении от расчетной области, и числа эпох (epoch).

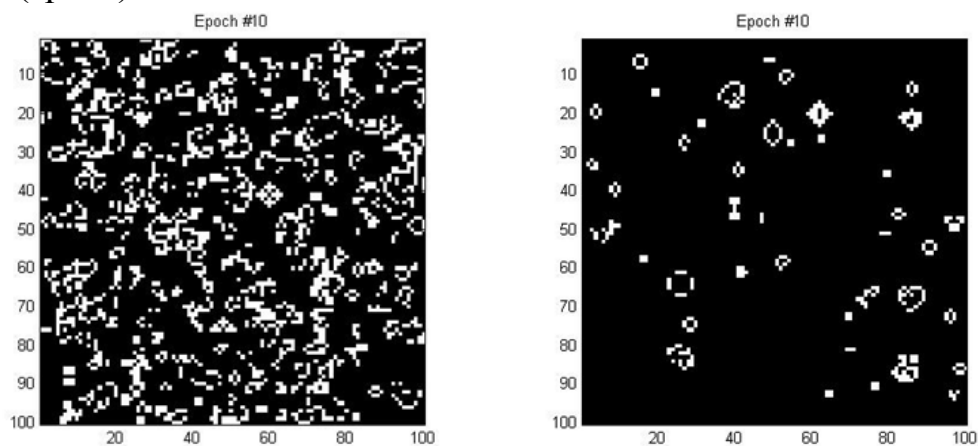


Рис. 2. Сформированные в расчетной области кластеры для разного значения заселенности (50% и 10%).

Результаты моделирования показывают, что с увеличением заселенности увеличивается и количество образовавшихся простых кластеров. Кроме того, при увеличении количества эпох имеет место картина образования устойчивых замкнутых структур, состоящих из большего числа частиц. Исследование с помощью анализа характеристического излучения электронов показало, что центром для роста примеси могли быть атомы вольфрама.

В качестве модели роста кластера, описывающего распространение пор при устойчивом центре, было решено использовать клеточный автомат DLA (модель агрегации, ограниченной диффузией) [4,5]. Данная модель успешно применялась для описания образования фрактальных структур, таких как дендритные кристаллы, островковые пленки, «вязкие пальцы» и т.д. [6,7] В противоположность численному решению уравнения диффузии моделирование клеточными автоматами не упускает такие важные физические детали, как непроницаемость тел и конечная скорость распространения информации.

Структура смоделированных фрактальных кластеров существенно зависит от величины вероятности прилипания. Чем выше вероятность прилипания, тем более разветвленной образуется фрактальная структура, что подтверждается величинами фрактальной размерности [3,4]. Фрактальная структура разветвляется наружу вследствие того, что частице сложнее уйти во вне, не столкнувшись с покоящимися частицами. Так же с увеличением вероятности прилипания уменьшается фрактальная размерность, фрактальная структура стремится к линии (фрактальная размерность линии 1). Обратно - фрактальная структура стремится к плоскости (фрактальная размерность плоскости 2). С другой стороны, с уменьшением вероятности прилипания движущаяся частица может диффундировать глубже внутрь фрактальной структуры, что позволяет моделировать кластеры «круглой» формы [3].



..

Рис.3. Разветвленный и круглый кластеры, полученные методом DLA.

Использование упомянутых моделей клеточных автоматов показывает, что их можно использовать для анализа механизмов образования и распределения дефектов в оптических материалах.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.*

#### **Библиографический список**

1. *Гаранин С.Г., Дмитриук А.В., Жилин А.А., Михайлов М.Д., Рукавишников Н.Н.* // Оптический журнал. – 2010. – V.77. - № 9.
2. *Evans K.M.* "Larger than Life; it's so nonlinear". // PhD thesis, 1996.
3. *Бурцев А.А., Бутковский О.Я., Сагитова А.В., Мешков Г.Б., Яминский И.В.* // Тезисы доклада XII Всероссийской конференции «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2017. – с. 22-24.
4. *Безносюк С.А., Лерх Я.В., Жуковская Т.М.* // Ползуновский вестник. – 2005. - №4-1. - с.143-151
5. *Witten T.A.; Sander L.M.* // Physical Review B. – 1983. - V. 27. – №.9.
6. *Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я.* // ЖТФ. – 2016. – V. 86. – №.1. – с.110-115.
7. *Федер Е.* Фракталы. / Пер. с английского. Изд.2. - URSS, 2014, 264 с.
8. *Николис Г., Пригожин И.* Познание сложного. Введение. / Перевод с английского. Изд.3, доп. – URSS, 2008, 352 с.

**СИНХРОНИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ: АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

**А.С. Караваев<sup>1,2</sup>, А.Р. Киселев<sup>1,4</sup>, Е.И. Боровкова<sup>1,2</sup>, А.Е. Руннова<sup>3</sup>, В.И. Пономаренко<sup>1,2</sup>, М.Д. Прохоров<sup>2</sup>, А.Е. Храмов<sup>3</sup>, А.А. Короновский<sup>1</sup>, Б.П. Безручко<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский госуниверситет имени Н.Г. Чернышевского*

<sup>2</sup>*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

<sup>3</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*

<sup>4</sup>*Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского*

В лекции будут представлены результаты экспериментального исследования синхронизации элементов вегетативной регуляции кровообращения по сигналам электрокардиограмм, фотоплетизмограмм (сигналов кровенаполнения сосудов конечностей) и дыхания, а также центров вегетативной регуляции, расположенных в головном мозге, по сигналам скальповых электроэнцефалограмм. Будут представлены разработанные математические модели кровообращения, позволяющие воспроизводить некоторые наблюдаемые в экспериментах особенности синхронизации контуров регуляции. Показано, что полученные результаты имеют как фундаментальное значение для развития представлений об особенностях коллективной и индивидуальной динамики регуляторных систем организма, так и прикладное значение для решения задач медицинской диагностики.

## ДВ-ГЕНЕРАТОР МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И ДВУХЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

А. В. Карлов<sup>1</sup>, Э. Ю. Федюнин<sup>1</sup>, В. В. Зайцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Акционерное общество «Ракетно-космический центр «Прогресс», Самара

<sup>2</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева

E-mail: comphysics@samsu.ru

Нелинейные системы, осциллирующие в дискретном времени (ДВ), демонстрируют специфические эффекты, не наблюдаемые в непрерывном времени. Например, важную роль в динамике ДВ-автогенераторов играет неустранимый эффект подмены частот (наложения спектров) [1, 2]. В работе [3] показано, что на основе гармонически линеаризованного генератора Ван дер Поля в качестве аналогового прототипа удаётся синтезировать ДВ-генератор строго монохроматических колебаний, в котором подмена частот не наблюдается. В настоящем сообщении этот подход получает дальнейшее развитие.

В качестве исходной модели автогенератора типа принята модель с кубической нелинейностью, определяемая уравнением движения

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + 2\pi\nu \frac{dx}{d\tau} + 4\pi^2\Omega_0^2x = 2\pi\nu p(1 - x^2) \frac{dx}{d\tau}. \quad (1)$$

В нём  $\tau = t/\Delta$  – время, нормированное на интервал предполагаемой дискретизации  $\Delta$ ;  $\Omega_0 = \omega_0/\omega_d$  и  $\nu = \Omega_0/Q$  – собственная частота и полоса резонатора, нормированные на частоту дискретизации  $\omega_d = 2\pi/\Delta$ ;  $Q$  – добротность резонатора;  $p$  – параметр превышения порога генерации.

Метод гармонической линеаризации, широко применяемый в прикладной теории нелинейных колебаний, предполагает замену уравнения (1) линеаризованным уравнением

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + 2\pi\nu \frac{dx}{d\tau} + 4\pi^2\Omega_0^2x = 2\pi\nu p \left(1 - \frac{a^2}{4}\right) \frac{dx}{d\tau}, \quad (2)$$

в котором амплитуда  $a(\tau)$  считается медленной функцией времени, так что для правой части (2) выполняется равенство  $a^2(\tau) = x^2(\tau) + y^2(\tau)$ , где  $y(\tau) = x'(\tau)/2\pi\Omega_0$  – скорость осцилляций.

Аналоговый прототип с дифференциальным уравнением движения (2) позволяет синтезировать нелинейный ДВ-осциллятор, описываемый разностным уравнением

$$x_n - 2\alpha \cos(2\pi\Omega_0)x_{n-1} + \alpha^2x_{n-2} = \lambda p(4 - x_{n-1}^2 - y_{n-1}^2)y_{n-1}, \quad (3)$$

где обозначено:  $\lambda = 0.5\pi\alpha\nu \sin(2\pi\Omega_0)$ ,  $\alpha = \exp(-\pi\nu)$ .

Для скорости осцилляций в гармоническом приближении имеет место схожее с (3) уравнение

$$y_n - 2\alpha \cos(2\pi\Omega_0)y_{n-1} + \alpha^2y_{n-2} = -\lambda p(4 - x_{n-1}^2 - y_{n-1}^2)x_{n-1}. \quad (4)$$



Рисунки 1 и 2 иллюстрируют некоторые режимы генерации ДВ-сигнала осциллятором (3)–(4) с параметрами  $\Omega_0 = 0.245$ ,  $Q = 30$ .

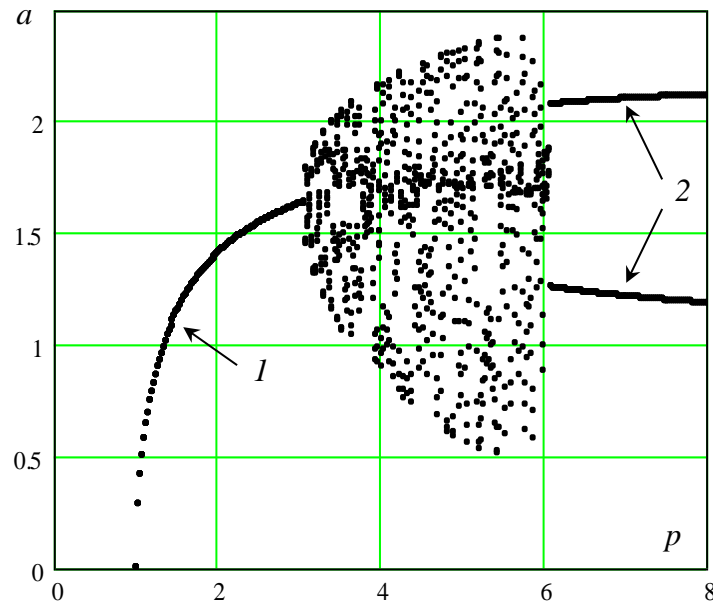


Рис. 1. Бифуркционная диаграмма

На рис. 1 показана бифуркционная диаграмма для амплитуды автоколебаний при изменении параметра превышения порога генерации. Участок 1 диаграммы соответствует одночастотным колебаниям, участок 2 – двухчастотным, что подтверждается амплитудными спектрами, представленными на рис. 2 для значений  $p = 2$  (левый график) и  $p = 7$  (правый график).

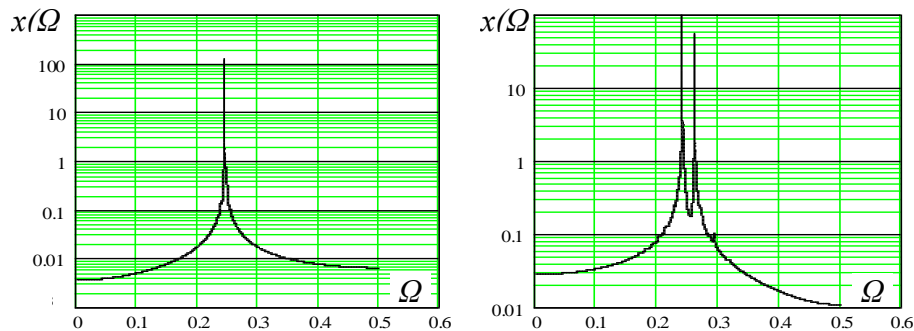


Рис. 2. Амплитудные спектры автоколеба-

#### Библиографический список

1. Зайцев В. В., Стулов И.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2015. Т. 23, № 6. С. 40.
2. Зайцев В.В., Стулов И.В., Шилин А.Н. // Вестник Самарского государственного университета. 2015. № 10 (132). С. 134.
3. Зайцев В. В., Федюнин Э.Ю. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2018. Т. 21, № 1. С. 54.

## ИНДУЦИРОВАННЫЕ ШУМОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СЕТИ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ КУРАМОТО. РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО КОДА И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

**О. А. Кириллов, О. И. Москаленко**

*ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н. Г. Чернышевского»*

*E-mail: [oak.dev@ya.ru](mailto:oak.dev@ya.ru)*

Синхронизация — универсальный феномен, играющий огромную роль в различных областях науки. Понимание механики этого процесса поможет найти причины эпилепсии, каскадного отключения электрических сетей и, даже, нелинейного поведения трафика в сети Интернет. Удобной и распространенной моделью для изучения синхронизации является сеть фазовых осцилляторов Курамото. Для изучения взрывной синхронизации была разработана адаптивная модель [1].

Внешнее воздействие на такие системы неизбежно. Данное воздействие можно классифицировать как шумовое. Изучение влияния шума на такие системы поможет разработать методы для более точного изучения данных систем. Были получены следующие уравнения для классической и адаптивной систем, под действием шума:

$$\dot{\theta}_i = D\xi + \omega_i + \lambda \sum_{j=1}^N A_{ij} \sin(\theta_j - \theta_i)$$

$$\dot{\theta}_i = D\xi + \omega_i + \lambda \alpha_i \sum_{j=1}^N A_{ij} \sin(\theta_j - \theta_i)$$

где  $D$  — интенсивность шумового воздействия,  $\xi$  — шумовое воздействие с нормальным распределением плотности вероятности.

В ходе численного моделирования классической системы фазовых осцилляторов Курамото было установлено, что внешнее шумовое воздействие подавляет синхронизацию в сети.

В ходе численного моделирования адаптивной системы в присутствии шума было обнаружено изменение критического значения параметра связи  $\lambda$ , при котором происходит смена состояния системы (рис. 1).

Также была получена зависимость разницы критических значений параметра связи  $\lambda$ , при которых происходит смена состояния (т. н. гистерезисная петля) в зависимости от интенсивности шумового воздействия (рис. 2). Было установлено, что ширина петли линейно зависит от интенсивности шума.

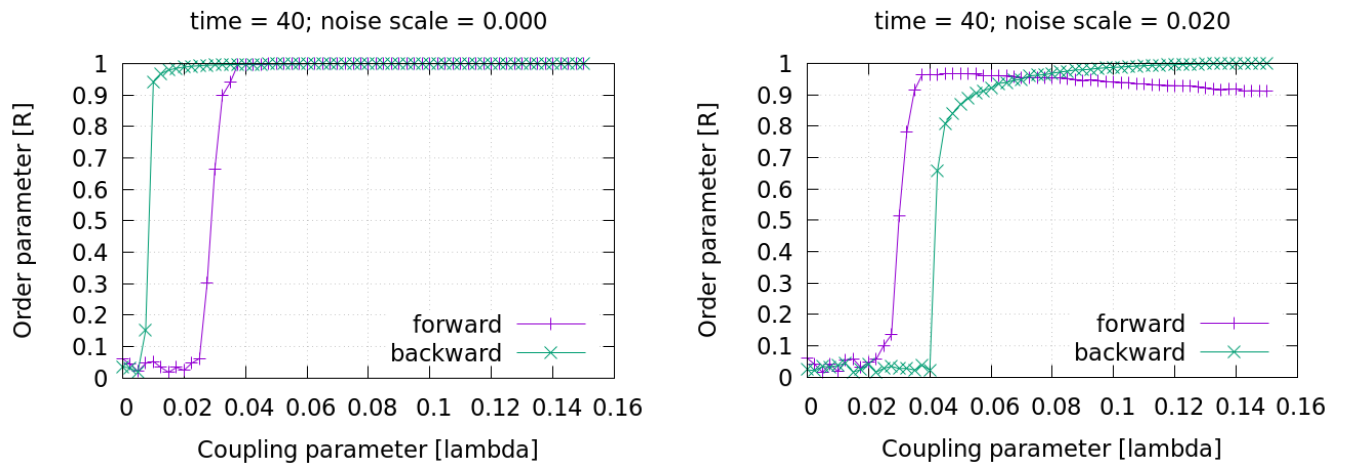


Рис. 1. Установление синхронизации в адаптивной сети фазовых осцилляторов Курамото в присутствии шума

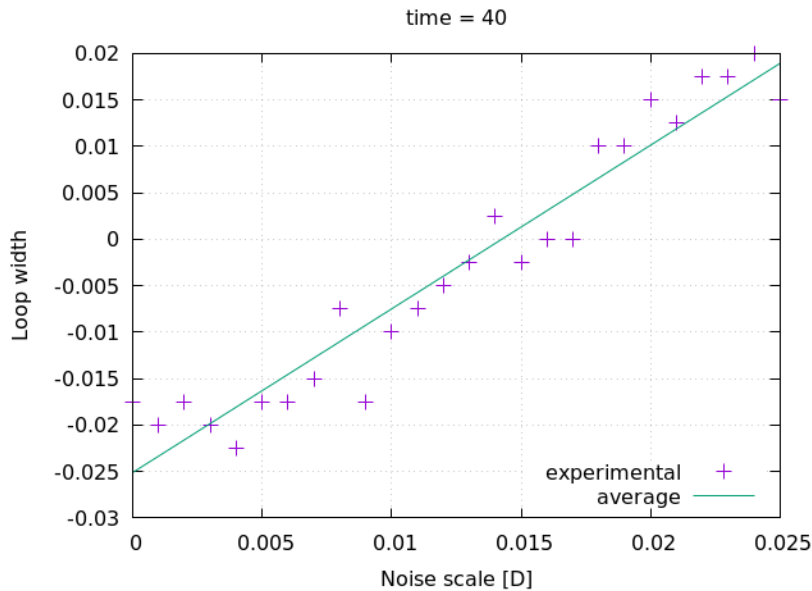


Рис. 2. Зависимость ширины петли от интенсивности шумового воздействия

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00224).*

#### Библиографический список

1. Explosive Synchronization in Adaptive and Multilayer Networks / Xiyun Zhang, Stefano Boccaletti, Shuguang Guan, and Zonghua Liu // Physical Review Letters — 2015. — No 114. — с. 038701-1

## ЯВЛЕНИЕ АССОРТАТИВНОСТИ В СЕТЯХ С ПРОСТРАНСТВЕННО-РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ТОПОЛОГИЕЙ

Д. В. Кирсанов, В. В. Макаров

<sup>3</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

*E-mail: [dankirsdot@gmail.com](mailto:dankirsdot@gmail.com)*

Пространственные ограничения физического мира это один из основных факторов, влияющих на формирование топологий многих сетевых структур. Например, взаимодействие в биологических системах, таких как популяции видов животных, сильно зависит от мест их обитания [1]. Топология городских сетей также прочно связаны с природой их возникновения [2]. В ряде случаев даже социальные сети демонстрируют зависимость от их пространственной конфигурации [3], не говоря уже о механизмах распространения болезней, которые напрямую зависят от физических контактов. В целом такие системы широко исследованы и есть достаточно четкое представление о принципах их пространственного роста [4]. Однако в таких биологических системах, как нейронные культуры, особенности пространственного распределения и его влияние на топологию изучены недостаточно. Способность этих систем поддерживать оптимальность своих связей уникальна [5]. Различные слои организации нейронных сетей головного мозга проявляют различные топологические масштабы и, соответственно, обладают различной степенью связности. Хорошо известно о существовании синоптических связей [6], объединяющих разные отделы мозга, но исследования также показывают, что, помимо этого типа связи, существует также медленное нейронное взаимодействие на коротких расстояниях [7], большую роль в формировании которого играют клетки астроцитов.

Приведенные факты свидетельствуют о важности выявления топологических свойств пространственно-распределенных сетей наряду с пониманием принципов их формирования. Следует отметить исследования, уже проведенные в этой области. В частности, много было уделено выявлению свойств пространственно-распределенных безмасштабных сетей (scale-free networks) [8]. Последние исследования показывают, что пространственно-распределенные сети не обязательно являются масштабно-инвариантными [9, 10]: социальные сети демонстрируют свойство малого мира с Пуассоновским распределением степеней узлов наряду с сетями аэропортов отдельных стран. В настоящей работе мы задаемся вопросом, как переход от связности на коротких дистанциях к безмасштабной структуре влияет на основные топологические свойства пространственно-распределенной сети, и исследуем свойство ассортативности во время этого перехода. В сети возможна ситуация, когда узлы, имеющие большую степень (хабы), преимущественно связаны с узлами, имеющими большую степень. Такие сети называют ассортативными. Возможна также обратная ситуация: хабы связаны с другими хабами через цепочки узлов, имеющих малое число соседей. Такие сети называют дисассортативными. Наш выбор исследуемой характеристики обусловлен ее сильной связью с устойчивостью сети.

Для проведения этого исследования была разработана численная модель, основанная на принципах пространственного роста и предпочтительного возникновения новых связей. В реальных пространственно-распределенных сетях, таких как городские системы или культуры нейронов, расположение узлов не случайно: вероятность появления новых узлов выше в непосредственной близости от уже существующих. Это условие выполняется в модифицированной кореллированной перколяционной модели (correlated percolation model) [4], которая предполагает, что вероятность возникновения нового узла  $j$ , зависит того, как заполнена его окрестность. В то же время известно несколько моделей генерации пространственных масштабно-инвариантных сетей с использованием правила преимущественного присоединения. В разработанной модели были объединены два этих принципа, путем введения двух параметров: градиента плотности  $\lambda$  [4], определяющего уменьшение вероятности возникновения связи между узлами  $i$  и  $j$  с увеличением Евклидова расстояния, а также  $\beta$  - коэффициента степени, позволяющего уменьшить влияние градиента плотности при увеличении степени существующего узла  $i$ .

По итогам численного моделирования было выяснено, что топологический переход включает в себя процесс уменьшения ассортативности от высоких положительных значений для связности на коротких расстояниях до слегка отрицательных значений для масштабно-инвариантных структур. Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что появление дисассортативных связей наряду с ассортативными имеет важное значение для установления дальнедействующих связей в пространственных сетях.

*Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ в рамках поддержки ведущих научных школ (НШ-2737.2018.2) и молодых ученых кандидатов наук (МК-5850.2018.2).*

#### Библиографический список

8. Fortuna M. A., Gomes-Rodriguez C., Bascompte J. // Proceedings of the Royal Society of London B: Biological Sciences. 2006. V. 273, № 1592, P. 1429.
9. Crucitti P., Latora V., Porta S. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73, № 3, P. 036125.
10. Sailer K., McCulloh I. // Social networks. 2012. V. 34, № 1. P. 47.
11. Makse H. A. et al. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58, № 6, P. 7054.
12. de Santos-Sierra D. et al. // PloS One. 2014. V. 9, № 1. P. e85828.
13. Bullmore E., Sporns O. // Nature Reviews Neuroscience. 2009. V. 10, № 3. P. 186.
14. Makovkin S. et al. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96, № 5, P. 052214.
15. Barthelemy M. // EPL (Europhysics Letters). 2003. V. 63, № 6, P. 915.
16. Jamakovic A., Uhlig S. // Networks and Heterogeneous Media. 2008. V. 3, № 2, P. 345.

## МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЕ.

А.В. Киселев<sup>1</sup>, А.А. Бурцев<sup>1,2</sup>, М.А. Панков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»,

<sup>2</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых.

E-mail: [mail@kiselev\\_foto.ru](mailto:mail@kiselev_foto.ru)

Управление оптическим излучением с помощью поверхностных структур известно достаточно давно. Наиболее развитым приложением является синхронизация мод насыщающимся поглотителем. Модами называют виды колебаний, которые могут возбуждаться в оптическом резонаторе лазера. Эти колебания характеризуются пространственной конфигурацией резонатора, а также собственной частотой.

Мод обычно бывает очень много, но интерес вызывают только те, которые укладываются целое число раз на двойной длине резонатора (так называемые продольные моды). За счет интерференции волн они образуют стоячую волну, амплитуда которой при многократном отражении от стенок резонатора сильно возрастает [1].

Существует два возможных сценария генерации сверхкоротких импульсов, основанных на синхронизации мод. В одном варианте генерация начинается сразу во всех модах со случайной фазой и интенсивностью, а потом происходит отсев. В конце процесса все моды становятся жёстко связаны и распределены по интенсивности, и в резонаторе остаётся только один импульс с очень короткой длительностью. Второй вариант - генерация начинается на одной моде, но потом, в результате межмодового взаимодействия, генерация возбуждается и на других модах с необходимой разностью фаз, в результате чего картина становится точно такой же, как и в первом случае. Формирование импульса обычно происходит за 100 проходов резонатора. Ещё за 100-200 проходов происходит процесс укорочения и усиления импульсов, и в конечном итоге получаются стабильные ультракороткие импульсы ( $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-15}$  с).

Традиционно различают активную и пассивную синхронизации мод [2]. Главное отличие этих двух методов состоит в том, что при активной синхронизации мод модулятор управляется внешним сигналом (амплитудный или фазовый модулятор), а при пассивной – синхронизация мод осуществляется за счёт модуляции внутри нелинейных элементов резонатора лазера: насыщающегося поглотителя или же Керровской нелинейности самой активной среды, при этом система управляется сама.

Установление процесса синхронизации мод при активной амплитудной модуляции можно объяснить следующим образом [3]. Изменение во времени коэффициента пропускания модулятора возбуждает в каждой моде боковые составляющие, совпадающие по частотам с соседними модами. При возбуждении с помощью оптической накачки лазерной среды порог генерации достигается сначала на частоте  $\nu_0$ . Поле этой моды модулируется амплитудным модулятором

с частотой  $\delta\nu$ , в результате чего возникают боковые составляющие с частотами  $\nu_0 \pm \delta\nu$ , имеющие определенные амплитуды и фазы. Так как частоты боковых составляющих соответствуют собственным частотам резонатора, то поля боковых составляющих также усиливаются и модулируются в свою очередь с частотой модуляции  $\delta\nu$ . В результате возникают боковые составляющие с частотами  $\nu_0 \pm 2\delta\nu$ . Этот процесс продолжается до тех пор, пока все моды внутри области генерации не оказываются взаимно связанными, то есть синхронизированными. Процесс активной синхронизации мод иллюстрируется рисунком 1.

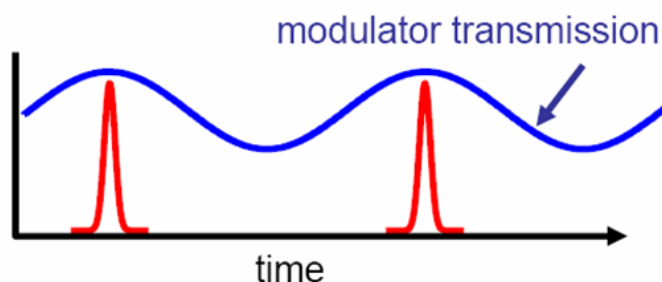


Рис. 1. Процесс активной синхронизации мод за счёт модуляции потерь резонатора внешним модулятором

Активная синхронизация мод осуществляется, как правило, при использовании электрооптических модуляторов света, основанных на эффекте Керра или же эффекте Поккельса, помещаемых внутрь лазерного резонатора [4]. Теме не менее, данные методики сталкиваются с трудностью практической реализации из-за сложности изготовления устройств синхронизации. Поэтому перспективным направлением является использование в качестве поглотителей тонкоплёночных структур фрактальной размерности. Нанесение нескольких структурных слоев позволит контролировать механизм оптической модуляции и использовать данные модуляторы как в режиме активной, так и пассивной синхронизации мод [5].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.

#### Библиографический список

1. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов (обзор) // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – №2. – С. 95 – 119.
2. Бурцев А.А. Применение углеродных нанотрубок в лазерах фемтосекундных импульсов. - LAMBERT Academic Publishing. – 72 с.
3. Claude Rulliere. Femtosecond laser pulses: principles and experiments. p. cm. – (Advanced texts in physics). - 2005, 438 с.
4. Bilinsky I. P. // OPTICS LETTERS. – 1998. - Vol. 23, №. 22. – с. 1766 - 1768.
5. Wang S., Haohai Y., Zhang H. etc. // Adv. Mater. – 2014. – с.1-7.

## ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ОПРЕДЕЛЕННОГО РАЗМЕРА И ФОРМЫ

С.А. Климова

ФГБОУ ВО "Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского", Саратов  
E-mail: klimovasa@gmail.com

Будущее нанотехнологий технических устройств во многом зависит от инновационных электронных компонентов. Особое значение придается сенсорной технологии, которая является средством доступа к условиям транспортного средства и его возможностей. Для таких целей имеется множество датчиков, позволяющих, например, измерять ускорение, температуру или крутящий момент. Гигантский магниторезистивный эффект (ГМР-эффект), который заключается в уменьшении электросопротивления материала на несколько порядков под внешним магнитным полем, используется сейчас для измерения магнитного поля в датчиках, предназначенных, главным образом, для бесконтактного обнаружения механических, электрических проблем и фиксации их параметров.

Магнитные зернистые твердые тела представляют собой новую структуру для изучения ГМР-эффекта. Так, ферромагнитные кобальтовые наночастицы размером 2-3 нм в диаметре в системе [1] встроены в немагнитную металлическую пленку и их случайно ориентированные магнитные моменты выравниваются приложенным магнитным полем, что приводит к падению сопротивления (рис. 1).

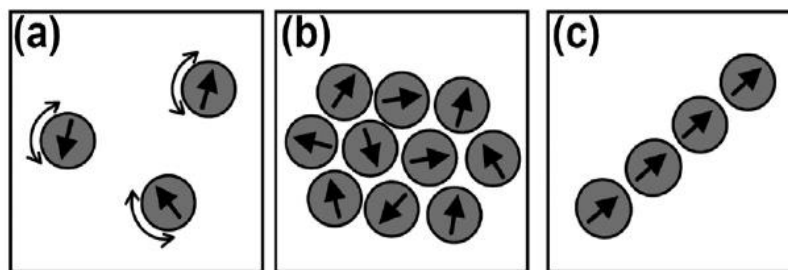


Рисунок 1 – Схематичное изображение гранулированной структуры магнитных: (а) изолированных наночастиц, в которых доминирует суперпарамагнитная релаксация; (б) взаимодействующих наночастиц, образующих дипольную структуру; (в) наночастиц, образующих цепочку с выстроенными в линию дипольными моментами [1]

В работе основное внимание уделяется синтезу наночастиц кобальта и магнетита различных размеров и конфигурации [2]. Дополнительно был проведен поиск информации и экспериментальная работа по созданию смеси наночастиц магнетита и кобальта разного размера методом температурного разложения [3]. Изменяя размер, форму, состав и структуру наночастиц, можно в определенных пределах контролировать магнитные характеристики материалов на их основе. Однако не всегда можно контролировать все эти факторы в синтезе, поэтому свойства одного и того же типа наноматериалов могут сильно различаться. Проведено сравнение структурных характеристик с магнитной характеристикой для выявления магнитных взаимодействий.



В работе размер наночастиц был выбран в соответствие с магнитными свойствами материала, а именно, менее 10 нм для обоих материалов наблюдается суперпарамагнетизм, а больше 12 нм – ферромагнетизм. Суперпарамагнитные наночастицы имеют сильный магнитный отклик в присутствии внешнего магнитного поля для модификации поверхности и функционализации различными агентами. Ферромагнитные наночастицы в матрице или в виде порошка перспективны для создания новых нанокompозитов, как с большой коэрцитивной силой, так и с большим магнитным моментом. На рисунке 2 показаны ПЭМ-изображения наночастиц магнетита и кобальта, обладающих разным магнетизмом.

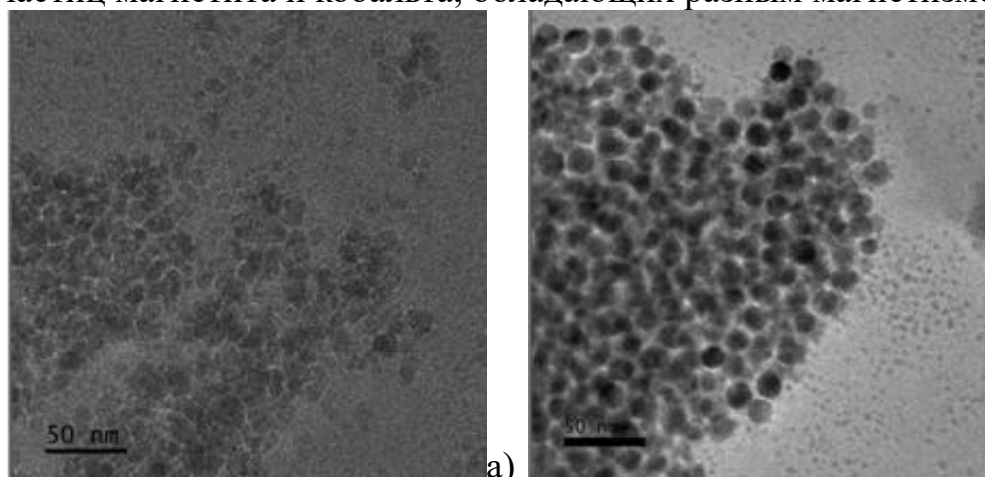


Рисунок 2 – ПЭМ-изображения наночастиц магнетита (а) и кобальта (б), растворенных в этаноле, размером больше 12 нм

Установленные закономерности получения конкретных типов наночастиц магнетита, кобальта и их смеси в пленке являются основой разработанной технологии для целенаправленной модификации поверхностей материалов с увеличением намагниченности и магнетосопротивления (уменьшением электрической проводимости), что свидетельствует об успешном достижении поставленной цели проекта.

*Работа выполнена при поддержке Немецкой службы академических обменов (DAAD): проект № А 57320203 «Изучение влияния изменения конфигурации магнитных наночастиц во внешних вращательных магнитных полях на гигантскую магниторезистивную амплитуду и чувствительность» (2017–2018 гг.) в университете г. Билефельда (физический факультет, научная группа «Тонкие пленки и наноструктуры»).*

#### Библиографический список

1. Mørup, S. Magnetic Interaction between Nanoparticles / S. Mørup, M. F. Hansen, C. Frandsen // Beilstein. J. Nanotechnol. 2010. V. 1. P. 182-190.
2. Klimova, S. A. Synthesis and study of magnetic nanoparticle systems of iron oxide, cobalt and their mixtures / S. A. Klimova, N. Fokin, I. Ennen, D. Ramermann, A. Hütten // Proceeding of the Annual International Conference “DPG Spring Meeting 2018” (DPG’18). Magnetism Division. - 11-16 March 2018, Berlin (Germany). P. 312.
3. Lu, A.-H. Magnetic nanoparticles: synthesis, protection, functionalization, and application / A.-H. Lu, E.L. Salabas, F. Schueth // Angew. Chem. Int. Ed. 2007. V. 46, 8. P. 1222-1244.

## ВЛИЯНИЕ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ АДСОРБЦИИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

**А.В. Козловский, С.В. Стецюра**

*ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский университет имени Н.Г. Чернышевского»*

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

Гибридные структуры на основе монокристаллического Si и органического покрытия перспективны для создания емкостных биосенсоров, работающих на эффекте поля [1]. При этом селективность и чувствительность к различным биообъектам таких гибридных структур зависит от качества органического полиэлектролитного покрытия. Благодаря методу послойной адсорбции полиэлектролитных молекул [2], при учете всех влияющих факторов (концентрация, время адсорбции, ионная сила раствора, pH и т.д.), на поверхности полупроводника удастся получить органическое покрытие с заданными параметрами (толщина, шероховатость, плотность и т.д.). Также ранее нами опубликованы результаты исследований [2, 3], демонстрирующие влияние освещения на параметры полимерного покрытия (на примере полиэтиленimina (ПЭИ)), осаждаемого из раствора на Si. Было показано, что, используя во время адсорбции облучение подложки белым светом, можно повысить однородность органических покрытий по толщине. Также при помощи анализа вольт-фарадных характеристик (ВФХ) структур Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ на воздухе получено, что фотостимулированная адсорбция (ФСА) полиэлектролитных молекул приводит к эффективной и долговременной электрической пассивации поверхности монокристаллического Si.

В данной работе проведен анализ ВФХ систем «электролит-диэлектрик-полупроводник» (ЭДП) для изучения эффекта ФСА синтетического полимера ПЭИ и молекул фермента глюкозооксидазы (GOx) из раствора на подложку Si и определения перспектив использования ФСА при создании высокочувствительных биосенсоров.

Для эксперимента использовались пластины монокристаллического *n*- и *p*-Si. Подложки кипятили в перокисно-аммиачном растворе 10 минут при 75<sup>0</sup> C и промывали деионизированной водой, что приводит к «обновлению» естественного слоя окисла и отрицательному заряду поверхности Si из-за активации OH-групп. После перокисно-аммиачной обработки подложки Si монтировали в электрохимическую ячейку, которая схематично показана на Рис.1а. В ячейку с образцом доливали раствор NaCl с концентрацией 150 мМ и ожидали 30 минут для достижения равновесия системы, после чего измеряли ВФХ сначала не модифицированных образцов, а затем ВФХ образцов после адсорбции ПЭИ в темноте или при освещении галогенной лампой. Время адсорбции составляло 10 мин. Далее на поверхность структуры Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ из раствора с концентрацией 0,5 мг/мл так же наносили фермент GOx. ВФХ измерялись при помощи характеристического графа Agilent B1500a на частоте 1 kHz и при амплитуде переменного напряжения

20 mV. Все измерения проводились относительно Ag/AgCl электрода сравнения.

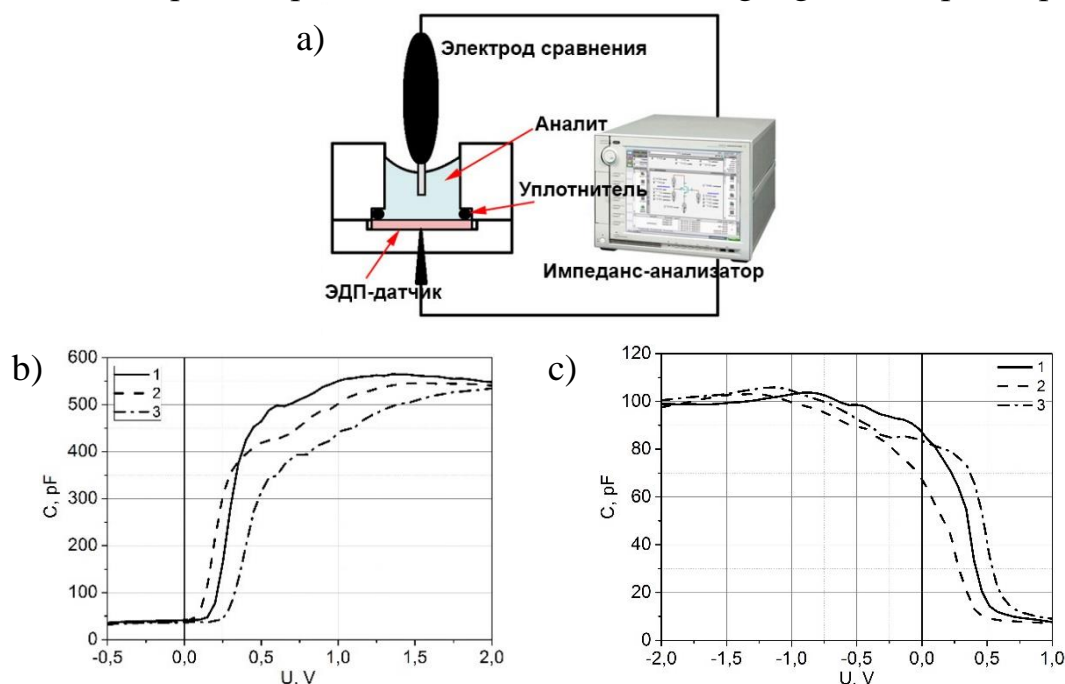


Рис. 1. а – Схема электрохимической ячейки; б и с - ВФХ для ЭДП-систем на основе  $n$ -Si и  $p$ -Si, соответственно (после перекисно-аммиачной обработки (1), после нанесения молекул ПЭИ (2) и GOx (3))

Из рис. 1 видно, что после нанесения ПЭИ ВФХ сдвигаются вдоль оси напряжений к более отрицательным значениям. Это не зависит от типа проводимости Si. Величина сдвига потенциала плоских зон (ППЗ) ВФХ коррелирует с количеством адсорбированных молекул полиэлектролита. Таким образом, в случае  $p$ -Si ФСА ПЭИ увеличивает смещение ППЗ на 45% по сравнению с осаждением ПЭИ в темноте и на 30% в случае  $n$ -Si. При адсорбции следующего слоя GOx ВФХ сдвигается вправо независимо от типа проводимости Si. При этом для  $p$ -Si ФСА GOx уменьшает сдвиг ППЗ на 20% по сравнению с нанесением в темноте, а на  $n$ -Si увеличивает на 120%. Это объясняется уменьшением в 1-ом случае и увеличением во 2-ом числа адсорбированных молекул GOx в результате перезарядки поверхностных электронных состояний на границах Si/SiO<sub>2</sub> и SiO<sub>2</sub>/ПЭИ.

Таким образом, ФСА может быть использовано для увеличения плотности ферментного слоя при изготовлении сенсорных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00524).

#### Библиографический список

1. Poghossian A., Abouzara M., Amberger F. et al. // Biosensors and Bioelectronics. 2007. Vol. 22. p. 2100-2107.
2. S.V. Stetsyura, A.V. Kozłowski, I.V. Malyar // Technical Physics Letters. 2015. Vol. 41 (2), p. 168-171.
3. S. V. Stetsyura, A. V. Kozłowski, I. V. Malyar // Technical Physics Letters. 2017. Vol. 43 (3). P. 376-379.

## АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ МОЛЕКУЛ ФЕРМЕНТА, ИММОБИЛИЗОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ФОТОСТИМУЛЯЦИИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ

А.В. Козловский, А.А. Масленникова, С.В. Стецюра

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: [arina.maslennikova.99@mail.ru](mailto:arina.maslennikova.99@mail.ru)*

Гибридные структуры, состоящие из компонент органического и неорганического происхождения, незаменимы при создании биодатчиков. В последнее время в качестве неорганического компонента всё чаще используют полупроводник, т.к. его чувствительность к внешним воздействиям позволяет управлять характеристиками всей гибридной структуры как на этапе синтеза, так и при эксплуатации датчика.

Ранее нами были получены результаты, показывающие влияние фотостимулированной адсорбции на процессы иммобилизации анионных и катионных молекул на поверхность Si [1]. Однако поскольку поверхностный потенциал полупроводника, помещенного в раствор, зависит также от pH и солености раствора аналита, то при исследовании биосенсорных характеристик структуры на основе Si, помещенного в раствор электролита, необходимо учитывать не только действие освещения, но и концентрацию различных солей в растворе.

В данной работе представлены результаты экспериментов по получению структур типа Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ/GOx, которые получались за счёт фотостимулированной адсорбции полиэтиленимина (ПЭИ) и глюкозооксидазы (GOx) на монокристаллической p-Si из водных растворов, содержащих разную концентрацию NaCl. Наличие предварительного буферного слоя ПЭИ позволило обеспечить достаточно эффективное осаждение молекул GOx на поверхность подложки. Осаждаясь из водного раствора, ПЭИ несёт положительный, а GOx отрицательный заряды, поэтому при создании и эксплуатации такого типа сенсоров необходимо учитывать эффект поля [2]. Также важен механизм вторичной обменной адсорбции, который наблюдается при обмене молекул электролита и адсорбированных молекул воды [3]. Интенсивность этого эффекта зависит от солёности раствора, так как при этом могут изменяться эффективные заряды подложки и полимера. В ходе эксперимента NaCl можно использовать, не опасаясь за характеристики сенсора, так как эта соль не снижает биохимическую активность GOx.

Контроль результатов адсорбции проводился с помощью установки NTEGRA Spectra (НТ-МДТ, Россия), на которой были измерены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) изменения рельефа поверхности (рис. 1) и поверхностного потенциала методом сканирующей микроскопии зонда Кельвина (табл. 1) при изменении условий нанесения GOx (освещение и соленость раствора).

С помощью данных таблицы 1 проанализированы изменения адсорбции

GOx, полученные за счёт разной солёности раствора, по изменениям средней высоты неровностей и потенциала Кельвина после нанесения GOx в зависимости от концентрации NaCl в растворе.

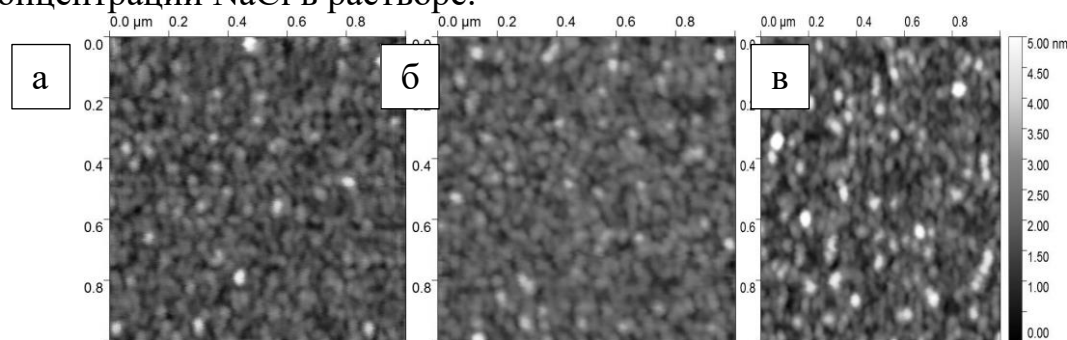


Рис. 1 - АСМ-изображения структур p-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ/GOx, у которых GOx наносили из раствора с концентрацией NaCl 0 М (а), 0,01 М (б) и 0,1 М (в)

Таблица 1 - Изменение средней высоты неровностей  $\Delta H$  и потенциала Кельвина  $\Delta \phi$  после адсорбции GOx из растворов, содержащих разную концентрацию NaCl

Параметры	Концентрация NaCl			
	0	0,01 моль/л	0,05 моль/л	0,1 моль/л
$\Delta H$ , %	62,08	77,10	75,37	69,15
$\Delta \phi$ , %	-13,19	-1,94	-10,4	-8,69

Было установлено, что при адсорбции молекул GOx из солёного раствора шероховатость поверхности повышается более значительно, чем при адсорбции из бессолевого раствора GOx. Однако изменения потенциала при адсорбции из солёного раствора менее выражены. Этот факт, являющийся новым для данных объектов, можно интерпретировать как увеличение количества иммобилизованных молекул GOx, заряд которых каким-либо образом скомпенсирован. Это объясняется уменьшением гидратной оболочки GOx при добавлении соли в водный раствор, за счет чего увеличивается количество молекул GOx, осевших на подложку под действием гравитации. Влияние электростатического механизма на адсорбцию при этом снижается, так как одновременно происходит экранирование заряда GOx и подложки ионами Na и Cl. В результате молекулы GOx закрепляются на подложке в нейтральном или менее заряженном состоянии.

Таким образом, солёность раствора, так же, как и освещение влияет на перезарядку электронных состояний на границах раздела Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ/раствор GOx и определяет характеристики биосенсорной структуры.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-08-00524-а).*

#### Библиографический список

1. Stetsyura S.V., Kozlowski A.V. // Technical Physics Letters. 2017. Vol. 43, № 3. P. 285.
2. Стецюра С.В., Буланов М.С., Козловский А.В., Маляр И.В. // Нано- и микросистемная техника. 2017, № 2. С. 85.
3. Старик И.Е. // Основы радиохимии. -Л.: Наука, 1969, - 460 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ CdSe С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА QUANTUM WISE

**А. С. Колесникова, В. Н. Миронюк, О. А. Шинкаренко, Е. Г. Глуховской**

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования*

*«Саратовский национальный исследовательский государственный*

*университет имени Н.Г. Чернышевского»*

*e-mail: Kolesnikova.88@mail.ru*

На сегодняшний день наиболее важные особенности изменения свойств наноструктурированных материалов обусловлены не только уменьшением размера частиц, компонентов, структур, а принципиально новыми свойствами наноматериалов, в условиях, когда на макроскопические параметры композитов оказывают влияние закономерности квантово - размерных эффектов. Решением этих проблем является область вопросов, при решении которых применяется компьютерное моделирование. Если ранее компьютерное моделирование применялось как количественное описание процессов в композиционных материалах, то сейчас особое внимание уделяется созданию новых перспективных наноструктурированных материалов и прогнозированию свойств [1]. В настоящее время существует множество программных пакетов, позволяющих теоретически исследовать свойства наноструктур, наиболее популярными являются: Gaussian, HyperChem, Quantum Espresso, QuantumWise и т.д. Однако, наибольшее интерес вызывает программный продукт QuantumWise. Этот интерес обусловлен тем, что на данный момент программы, позволяющие исследовать зонные структуры, плотности состояний и вольт-амперные характеристики наноструктур не обладают удобным интерфейсом, помогающим осуществлять анализ полученных результатов. Цель работы – исследование зонных структур и плотности состояний CdSe с помощью программного пакета QuantumWise для выявления особенностей работы программного пакета и сопоставления полученных результатов с экспериментальными значениями.

Расчет зонной структуры выполнялись с использованием программного пакета для моделирования Atomistix Toolkit. Для визуализации и анализа данных использовался графический интерфейс Virtual Nanolab.

Для исследования был выбран кристалл CdSe с кубической структурой. CdSe относится к полупроводниковым соединениям  $A^2B^6$ .

Для расчета зонной структуры кристаллов использовалась теория функционала плотности (DFT) с функцией обменного корреляционного мета обобщенного градиента (meta-GGA). Результаты с использованием meta-GGA обычно довольно близки к экспериментальным значениям и, как правило, очень точны.

Для того чтобы получить более близкие значения зонной структуры к экспериментальным значениям нужно вычислить с-параметр самосогласованно. Для этого нужно вручную установить, в скрипте программы с-параметр meta-GGA. В результате исследование был подобран с-параметр, который составляет 0,93.

При расчете зонной структуры CdSe использовались псевдопотенциалы «HGH [Z = 6] LDA.PZ» для селена «HGH [Z = 5], LDA.PZ» для кадмия с третьим базовым уровнем для обоих элементов. Расчеты зонной структуры и плотности состояний CdSe проводились по всем индексам зоны Брюллюэна, с использованием k-точечной сетки (1×1×2) по методу Монхорст - Пака с энергией отсечки сетки равной 75 эВ.

Из анализа литературных источников было установлено, что экспериментальное значение ширины запрещенной зоны варьируется в пределах 1,74-1,85 эВ [2-4]. Расчетная ширина запрещенной зоны, полученная с помощью программного пакета QuantumWise, составляет 1,86 эВ, что свидетельствует о хорошей точности расчета.

На основе полученных результатов можно утверждать, что с помощью программного пакета QuantumWise можно получать близкие к экспериментальным значениям результаты при численном подборе параметра с.

*Работа поддержана Президентской стипендией 2016-2018 (проект No СП-2502.2016.1).*

#### **Библиографический список**

1. Ибрагимов И. М., Ковшов, А. Н., Назаров, Ю. Ф. // М. : Лань. 2010. С. 384.
2. Аксененко, М. Д., Красовский, Е. А. // М. : Сов. радио. 1973. С. 56.
3. Григорьев И. С., Мейлихов, Е. З. // М. : Энергоатомиздат. 1991. С. 1232.
4. Kittel, C. // New York: John Wiley. 1986. P. 185.

**МОДУЛЬ ЮНГА ДОПИРОВАННОГО КАЛИЕМ СТЕКЛОУГЛЕРОДА****А.С. Колесникова**

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Саратовский национальный исследовательский государственный  
университет имени Н.Г. Чернышевского»  
e-mail: [Kolesnikova.88@mail.ru](mailto:Kolesnikova.88@mail.ru)*

Стеклоуглерод – пористая углеродная структура, образованная из многослойных графеновых чешуек или графитовых хлопьев. Расположенных случайным образом. Плотность стеклоуглерода составляет  $1.4 \text{ г/см}^3$ . Стеклоуглерод с развитой структурой на микронном уровне активно используется в автоэмиссионных катодах, которые представляют большой интерес для их применения в современных вакуумных приборах электронной техники, в том числе и в приборах СВЧ диапазона. Автоэмиссионные катоды из стеклоуглерода благодаря развитой поверхности обладают стабильной эмиссией даже в условиях интенсивной ионной бомбардировки [1].

Основной задачей наноэлектроники является уменьшение работы выхода электронов для стеклоуглерода для улучшения эмиссионных характеристик матриц из стеклоуглерода, а также сохранения механических характеристик материала под действием внешнего электрического поля. Уменьшить эмиссионные свойства данного материала можно за счет допирования его атомами щелочных металлов. В настоящее время существует несколько экспериментальных работ [2-6] по синтезу допированного стеклоуглерода (цезием, рубидием, калием, кальцием, кислородом, бором и т.д.). Однако, допированные атомы могут изменять механические характеристики материала.

В работе [7] показано исследование механических свойств стеклоуглерода при добавлении в структуру атомов калия и кислорода, однако не показано, изменение механических свойств при изменении размеров нанопор стеклоуглерода. Плотность стеклоуглерода колеблется от  $1.06 \text{ г/см}^3$  до  $1.55 \text{ г/см}^3$ .

Объектом исследования являются пористые углеродные наноструктуры со средним размером пор  $4.1 \text{ \AA}$ ,  $6.75 \text{ \AA}$ ,  $11.7 \text{ \AA}$  (рис.1), а средний размер модуля Юнга -  $4.88 \text{ ТПа}$ ,  $1.86 \text{ ТПа}$ ,  $1.17 \text{ ТПа}$ . Значения модуля Юнга согласуются с результатами работы [8]. Установлено, что при увеличении концентрации атомов калия в пористой наноструктуре с размером нанопор  $2.7 - 5.5 \text{ \AA}$  до  $3.03\%$  наблюдается увеличение модуля Юнга пористой наноструктуры с размером нанопор на  $0.005 \text{ эВ}$ , с размером нанопор  $6.2 - 7.3 \text{ \AA}$  – на  $0.0006 \text{ эВ}$ , с размером нанопор  $8.5 - 14.9 \text{ \AA}$  – на  $0.0001 \text{ эВ}$ . На основе этих результатов видно, что при увеличении размеров нанопор и увеличении концентрации атомов калия значения модуля Юнга увеличиваются незначительно. Слабое влияние атомов калия на механические свойства пористых наноструктур согласуется с результатами работы [7].



Пористые углеродные структуры могут найти широкое применение в качестве сорбентов для медицины и элементной базы нанoeлектроники, использовать для производства полупроводников и теплоизолирующих изделий.

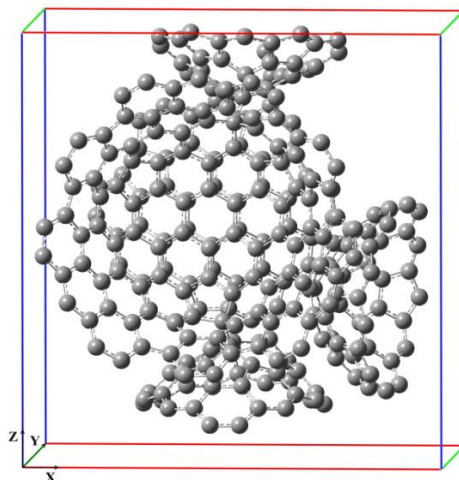


Рис.1. Модель беспримесной пористой углеродной структуры с размером пор 8.5 – 14.9 Å

*Работы поддержана Президентской стипендией 2016-2018 (проект No СП-2502.2016.1).*

#### Библиографический список

1. Бурцев А. А. // диссертация к.ф.-м.н. СГТУ. Саратов. 2011. 126с
2. Li X.U., Junfeng W.U., Shuo B.A.I. // *New carbon materials*, 2012. V. 27 (3). P. 1007-8827
3. Kalijadis A., Jovanović Z., Laušević M., Laušević Z. // *Carbon*, 2011. V. 49, P. 2671
4. Langa D.F., Berg N.G., Friedland E., Malherbe J.B., Botha A.J., Chakraborty P., Wendler E., Wesch W. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2012. V. 273. P. 68–71.
5. Simonet J. // *Electrochemistry Communications*, Elsevier, 2013. V. 36, P. 62-65.
6. Liang H., Ma X., Yang Z., Wang P., Zhang X., Ren Z., Xue M., Chen G. // *Carbon*, 2016. V. 99. P. 585-590.
7. Glukhova O.E, Slepchenkov M.M. // *J. Phys. Chem. C*, 2016. V. 120 (31). P. 17753–17758
8. Колесникова А.С. // *Физика твердого тела*. 2017. Т. 59. № 7. С. 1311-1314.

## ПРИМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЛЯПУНОВА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СЛОЖНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ И СИНХРОННОГО ПОВЕДЕНИЯ В СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

**Колоскова А.Д., Москаленко О.И., Короновский А.А.**

*ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского»*

*E-mail: [adkoloskova@gmail.com](mailto:adkoloskova@gmail.com)*

В данной работе представлен разработанный и апробированный метод расчета спектра показателей Ляпунова для систем с запаздыванием, основанный на рассмотрении эволюции во времени пространственного состояния изучаемой системы и (с периодическими ортогонализациями и перенормировками) его возмущений [1]. В качестве исследуемой модели было выбрано уравнение генератора с запаздыванием [2]:

$$\frac{dx(t)}{dt} = -x(t) + kF(x(t - \tau)), \quad (1)$$

где  $x$  – переменная, характеризующая поведение системы,  $\tau$  – время запаздывания,  $F(x) = a - x^2$ ,  $a, k$  – управляющие параметры, а также рассмотрена модель кроветворения Маккея-Гласса [3]:

$$\frac{dx(t)}{dt} = \beta \frac{x(t-\tau)}{1+x^n(t-\tau)} - \gamma x(t), \quad (2)$$

где  $x(t)$  – число клеток (эритроцитов) в момент времени  $t$ ,  $\tau$  – время запаздывания,  $n, \beta, \gamma$  – управляющие параметры ( $n$  – целое число).

В ходе проведенных исследований было установлено, что показатели Ляпунова полностью соотносятся с динамическими режимами, получаемыми при построении бифуркационной диаграммы. В качестве примера на рисунке 1 представлены расчеты для генератора с запаздыванием (1). Нетрудно заметить, что при значении управляющего параметра  $k \approx 0.96$  на рисунке 1а старший показатель Ляпунова переходит в положительную область, означая переход к хаотическому режиму. Аналогичный сценарий наблюдается и на рисунке 1б. Схожие результаты получены для уравнения Маккея-Гласса (2). Точно также, при изменении управляющего параметра  $\tau$  происходит каскад бифуркаций удвоения периода с последующим переходом к хаосу и выходом старшего показателя Ляпунова в область положительных значений при  $\tau \approx 26$ .

Разработанный метод был применен к системе однонаправлено связанных генераторов с запаздыванием для детектирования порога обобщенной синхронизации при переходе старшего условного показателя Ляпунова в область отрицательных значений. Была исследована система

$$\begin{aligned} \dot{x}_1(t) &= -x_1(t) + k_1 f(x_1(t - \tau)), \\ \dot{x}_2(t) &= -x_2(t) + k_2 f(x_2(t - \tau)) + k_3 (f(x_1(t - \tau)) - f(x_2(t - \tau))), \end{aligned} \quad (3)$$

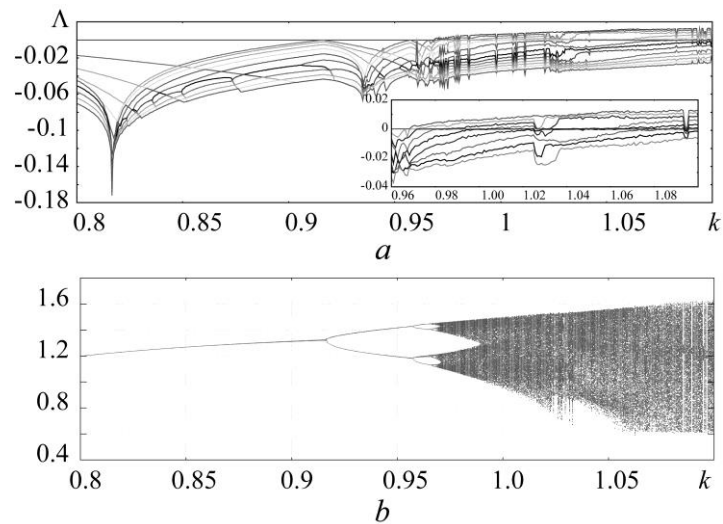


Рисунок 1 – Зависимости 9 старших показателей Ляпунова от параметра  $k$  (a) и бифуркационная диаграмма (b) системы (1) при  $a = 1.5$ ,  $\tau = 20$

где  $k_1$  и  $k_2$  – управляющие параметры первого и второго генераторов, соответственно,  $k_3$  – параметр связи. Стоит отметить, что  $k_1$  был выбран таким образом, что в автономном случае генератор демонстрирует хаотическое поведение с одним положительным показателем Ляпунова, а при выбранном  $k_2$  в системе наблюдается гиперхаос и два положительных показателя Ляпунова. Для проверки корректности результатов также был использован метод вспомогательной системы [4]. Результаты обоих методов с хорошей точностью совпали друг с другом.

По второму методу были построены зависимости вспомогательной  $x_a(t)$  от ведомой  $x_r(t)$  системы. Показано, что  $x_a(t)$  и  $x_r(t)$  с приближением к режиму обобщенной синхронизации становятся идентичными, а на графике выстраивается диагональная линия, что хорошо согласуется с теоретическими данными [5].

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00224).*

#### Библиографический список

1. Кузнецов С.П. Динамический хаос. М.: Физматлит, 2006. – 286 с.
2. Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, вып.16. С. 37.
3. Mackey, M.C., Glass, L. // Science. 1977.V. 197, № 4300. P. 287.
4. Abarbanel H.D.I., Rulkov N.F., Sushchik M. // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53. N 5. P. 4528.
5. Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып.2. С. 1.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНОГО КЛАСТЕРНОГО АГЛОМЕРАТА

О.Ю. Кондратьева<sup>1</sup>, И.В. Галушка<sup>1</sup>, Д.В. Терин<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

Изучение физических и химических свойств металл-полимерных кластерных агломератов представляет особый интерес в связи с возможностью исследования переходов от свободных атомов и молекул к объемным конденсированным системам. Кластеры, будучи переходным звеном, являются уникальными объектами исследования для понимания природы разнообразных процессов, включая зародышеобразование, растворение, катализ, адсорбцию, фазовые переходы и т.д. многие свойства материалов (магнитные, оптические, электрические и т.д.). Свойства материала при этом являются следствием коллективных взаимодействий в твердом теле и не могут сохраняться при переходе от объемного материала к наночастице, при этом свойства объекта исследования нельзя объяснить только увеличением удельной поверхности и ростом числа поверхностных атомов без учета квантоворазмерных эффектов. Кластер представляет собой набор нескольких плотноупакованных коллинеарных сегментов разных макромолекул с размерами до нескольких нанометров.

Целью данной работы является математическое моделирование вольт-амперных характеристик композитных структур на основе полимерной матрицы с дисперсным металлическим наполнителем.

Объект исследования, используя программное обеспечение атомно-масштабного моделирования наносистем ATK QuantumWise версии 13.8, смоделирован как фрагмент металл-полимерной системы вытянутого спиралевидного полистирола (PP) в присутствии хаотично расположенных атомов вольфрама (W) (Рис. 1), агломерат располагался между двумя золотыми металлическими контактами.

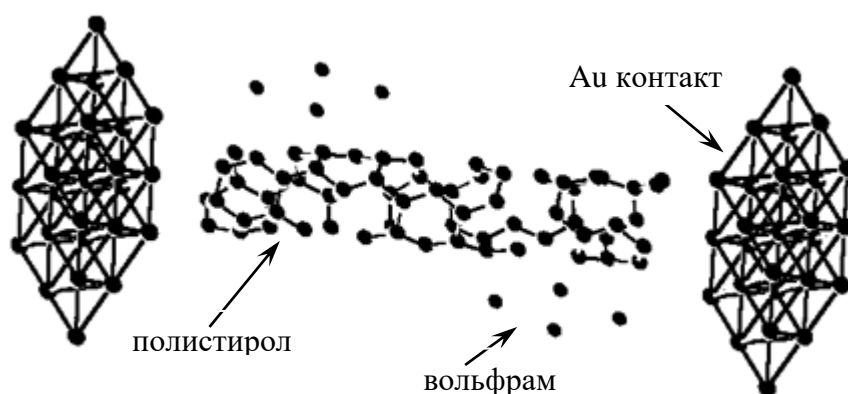


Рис. 1 Фрагмента металл-полимерного кластерного агломерата

Для проведения анализа выбранного фрагментарного участка металл-полимерной системы взяли срез плоского участка (Рис. 2).

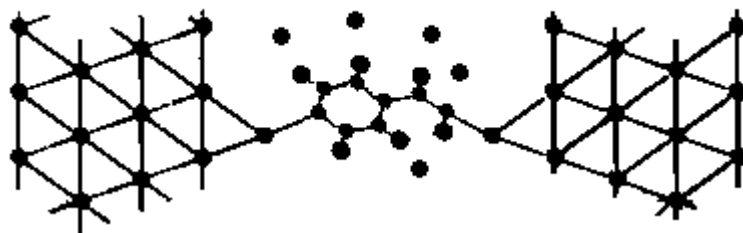
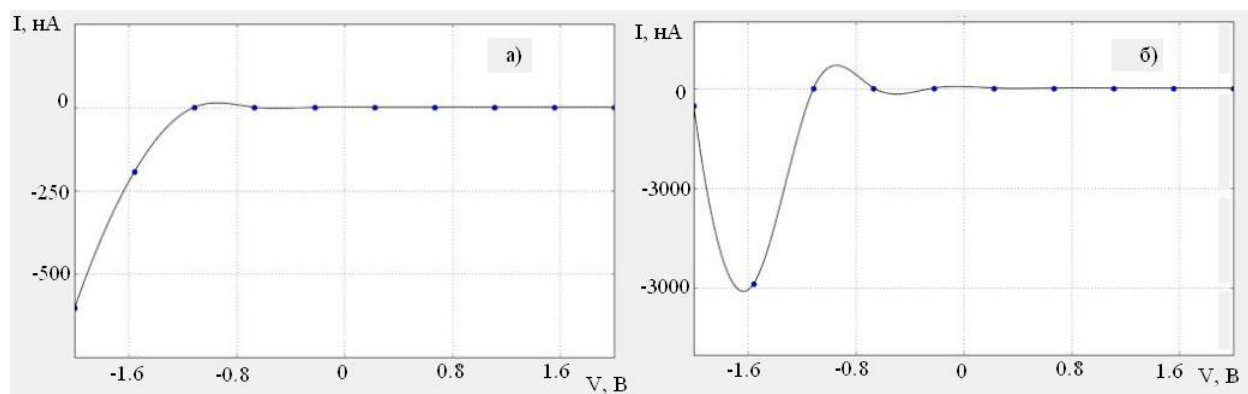


Рис. 2 Фрагмент плоского участка металл-полимерной системы

На рисунке 3 показаны изменения в смоделированной вольт-амперной характеристике исследуемой металл-полимерной системы (при отсутствии (рис.3 а) и в присутствии четырех атомов вольфрама (рис.3 б)).

В качестве параметров расчета использованы: метод теории функционала плотности - ATK-DFT Device; приближения локальной плотности LDA; функция Perdew-Zunger (PZ); расчетная сетка k-point 1x1x20; диапазон смещений от -2 до 2 В с разбиением 11 для IVCurve и диапазон энергий от -2 до 2 эВ с разбиением 11; температура 300 К. Оптимизация проводилась по квазиньютоновскому методу.

Рис. 3 ВАХ структуры Au-PP-Au (а) и Au-PP-W<sup>4</sup>-PP-Au (б)

Обнаружено, что зависимость электропроводности композита вольфрам-полистирол от концентрации вольфрама и размера полимерной сети имеет пороговый нелинейный характер.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-07-00752 а.*

#### Библиографический список

1. Колесникова А.С., Кондратьева О.Ю. и др. // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Мат.5 Всерос. научной школы-семинара, Под редакцией профессора Д.А. Усанова. 2018. С. 56-59.
2. Кондратьева О.Ю., Терин Д.В., Ревзина Е.М. // Учебно-методическое пособие / Mauritius, 2018.

3. Неверова М.А., Кондратьева О.Ю. и др. // В сб.: Современные проблемы экологии XX международная научно-техническая конференция. 2018. С. 3-5.
4. Кондратьева О.Ю., Терин Д.В. и др. // В сб.: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сб. науч. Ст. Саратов, 2018. С. 109-114.
5. Крылов С.Н., Кондратьева О.Ю. и др. // В сборнике: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 169-178.
6. Кожевников И.О., Ревзина Е.М. и др. // В сборнике: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 31-34.
7. Колесникова А.С., Кондратьева О.Ю., Терин Д.В. // В сборнике: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 34-36.
8. Кочнев Д.О., Галушка В.В. и др. // В сборнике: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2017 Материалы Всероссийской школы-семинара. Под редакцией Д.А. Усанова. 2017. С. 128-131.
9. Галушка И.В., Терин Д.В. и др. // В сборнике: Актуальные проблемы теории и практики электрохимических процессов сборник материалов III Международной научной конференции молодых ученых. 2017. С. 79-83.
10. Кондратьева Е.В., Терин Д.В. и др. // В сб.: Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика доклады XI Всеросс. конференции молодых ученых. 2016. С. 118-119.
11. Терин Д.В., Кондратьева О.Ю. и др. // В сборнике: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы Сборник научных статей. Саратов, 2016. С. 116-121.
12. Биленко Д.И., Терин Д.В. и др. // В сборнике: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2016 Материалы Всеросс. школы-семинара. 2016. С. 168-170.
13. Кожевников И.О., Ревзина Е.М. и др. // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами Материалы Всероссийской научной школы-семинара. Под редакцией Д.А. Усанова. 2016. С. 38-41.
14. Крылов С.Н., Кондратьева О.Ю. // Гуманитарный научный журнал. 2018. № 1-1. С. 6.

**ЭВОЛЮЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СПЕКТРОВ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНЫХ СЕНСОРНЫХ СИСТЕМ****О.Ю. Кондратьева<sup>1</sup>, А.С. Колесникова<sup>1</sup>, Д.В. Терин<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*<sup>2</sup>*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.**E-mail: olgakondrat.7@gmail.com*

В последние десятилетия оказались востребованными в широкой области применений датчики давления для тактильных сенсоров. Одним из перспективных физических принципов, на которых основывается разработка новых изделий микро - и наноэлектроники в этой области, является изменение проводимости композитных материалов на основе диэлектрической матрицы с проводящими включениями при их деформации. При моделировании свойств металл-полимерных сенсорных систем приходится сталкиваться с тем, что макроскопические свойства материала определяются процессами, которые происходят на принципиально различных масштабах. Как правило, расчеты свойств, конфигураций, характеристик, выполненных на одном уровне, служат входными и/или граничными условиями для моделирования на следующем уровне масштабирования. Целью данной работы стало исследование эволюции молекулярных спектров фрагмента композита с равномерно распределенными и изотропно ориентированными полимерными волокнами полистирола (рис.1) в сочетании с кластерами вольфрама.

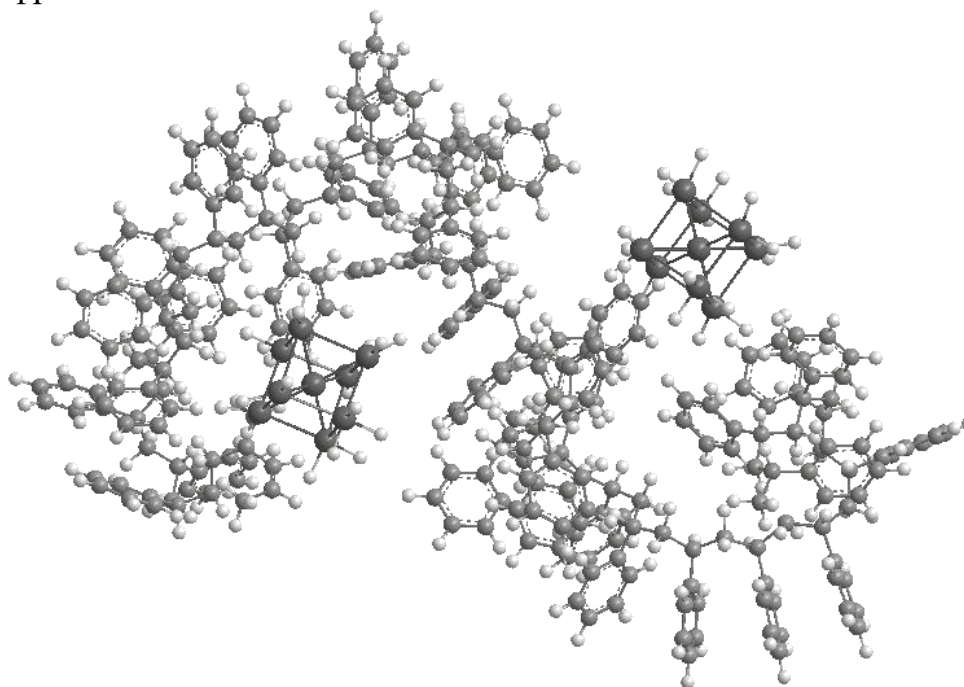


Рис.1 Обобщенная молекулярная модель композиции вольфрам-полистирол

Для количественного описания свойств в качестве исходной точки рассматривают свойства отдельных молекул, образующих кристалл. Модель, описывающая свойства молекулярных полупроводников определяется как «модель

локализованных состояний». Построение атомарной модели полистирола, состоящей из атомов углерода и водорода (рис.1), осуществлялось с использованием энергетического функционала силового поля AMBER (атомы рассматриваются как некоторые массы, связанные между собой пружинками, в данном потенциале учитываются вклады from bond, simple angle, torsional, improper dihedral, van der Waals, hydrogen-bonding, electrostatic, and constraint functions) [1,2]. Исследование проводимости чистой и допированной вольфрамом молекулы полистирола осуществлялось методом функционала плотности с энергетическим потенциалом PM6 полуэмпирическим методом. Поиск равновесного состояния молекул полистирола и вольфрама осуществлялся в статическом режиме при температуре 300° К. Температурный режим моделировался при использовании термостата Берендсена [3].

Рассчитав молекулярные слои, зонную структуру и воссоздав запланированные кластеры в программной среде HyperChem мы получали визуализацию процесса стабилизации поиска энергетического оптимума. Каждый раз при построении кластера моделировалось изменение энергетического слоя при промежуточном или конечном состоянии с указанием ширины «запрещенной зоны» (рис.2). При допировании полистирола атомами вольфрама можно управлять или изменять тип проводимости системы (рис.2, таблица). В связи с этим проводилось исследование свойств структуры при изменении количество атомов вольфрама в кластере полистирола.

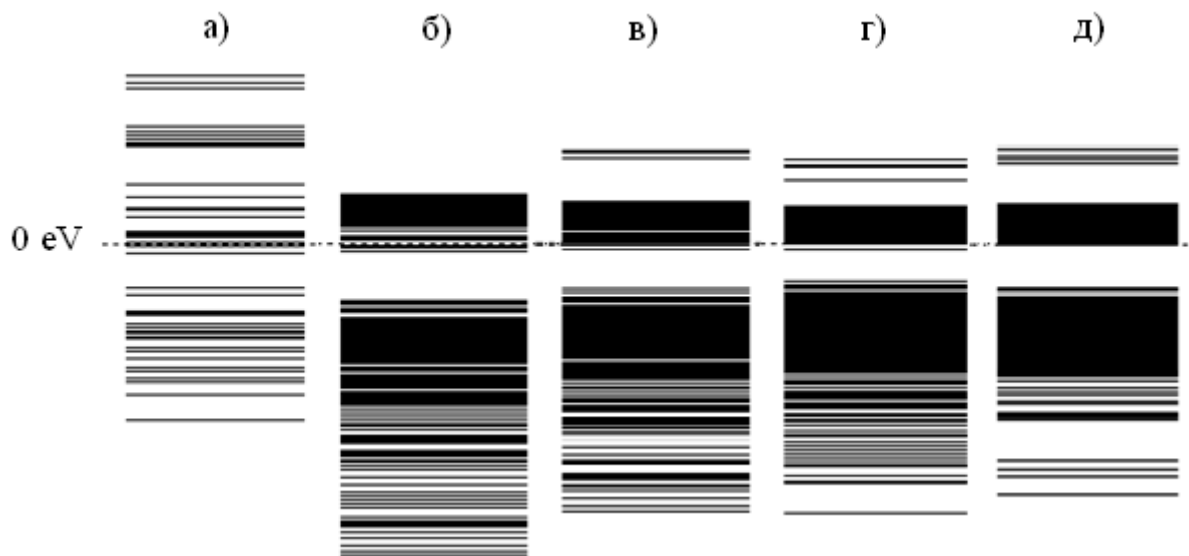


Рис.2 Эволюция молекулярного спектра кластеров вольфрама (а), полистирола (б) и системы: один (в), два (г) и четыре (д) атома вольфрама в кластере полистирола

Таблица. Величина НОМО-LUMO систем (см. рис.2)

Кластер	а)	б)	в)	г)	д)
НОМО-LUMO, эВ	1,67	6,902	6,368	5,898	5,825

В результате вычислительного эксперимента установлено, что нагрузка глобулы полистирола более чем 4-мя атомами вольфрама приводит к разрушению



молекулярных связей и смещению энергетического оптимума системы в целом. Энергетическая зависимость расстояния «НОМО-LUMO» от концентрации атомов вольфрама в системе вольфрам-полистирол носит субкорневой характер.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-07-00752 а.*

#### Библиографический список

1. Frenkel D., Smit B. Understanding molecular simulation: from algorithms to applications. Elsevier, 2001. Т. 1. Р. 664.
2. Becker O. M. et al. (ed.). Computational biochemistry and biophysics. CRC Press, 2001.
3. Группа молекулярного моделирования [Электронный ресурс] [сайт]. URL: [http://www.molsim.org/ru/methods/MD\\_basics\\_2](http://www.molsim.org/ru/methods/MD_basics_2) (дата обращения: 20.06.2018). Загл. с экрана. Яз. рус.
4. Колесникова А.С., Кондратьева О.Ю. и др. // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Материалы пятой Всерос. научной школы-семинара, Под ред. проф. Д.А. Усанова. 2018. С. 56-59.
5. Крылов С.Н., Кондратьева О.Ю. // Гуманитарный научный журнал. 2018. № 1-1. С. 6.
6. Кондратьева О.Ю., Терин Д.В., Ревзина Е.М. // Учебно-методическое пособие / Mauritius, 2018.
7. Неверова М.А., Кондратьева О.Ю. и др. // В сб.: Современные проблемы экологии XX международная научно-техническая конференция. 2018. С. 3-5.
8. Кондратьева О.Ю., Терин Д.В. и др. // В сб.: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 109-114.
9. Крылов С.Н., Кондратьева О.Ю. и др. // В сб.: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 169-178.
10. Кожевников И.О., Ревзина Е.М. и др. // В сб.: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 31-34.
11. Колесникова А.С., Кондратьева О.Ю., Терин Д.В. // В сб.: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2018. С. 34-36.
12. Кочнев Д.О., Галушка В.В. и др. // В сборнике: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2017 Мат. Всерос. школы-семинара. 2017. С. 128-131.
13. Галушка И.В., Терин Д.В. и др. // В сб.: Актуальные проблемы теории и практики электрохимических процессов сборник материалов III Международной научной конференции молодых ученых. 2017. С. 79-83.
14. Кондратьева Е.В., Терин Д.В. и др. // В сборнике: Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика доклады XI Всерос. конференции мол. ученых. 2016. С. 118-119.
15. Терин Д.В., Кондратьева О.Ю. и др. // В сб.: Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы Сб. н. ст.. Саратов, 2016. С. 116-121.
16. Биленко Д.И., Терин Д.В. и др. // В сборнике: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2016 Мат. Всерос. школы-семинара. 2016. С. 168-170.

## **ОЦЕНКА НАЛИЧИЯ СВЯЗИ МЕТОДОМ ПРИЧИННОСТИ ПО ГРЕЙНДЖЕРУ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ С ДВУМЯ ХАРАКТЕРНЫМИ МАСШТАБАМИ КОЛЕБАНИЙ**

**М.В. Корнилов, В.И. Пономаренко, И.В. Сысоев**

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия*

*Саратовский национальный исследовательский государственный  
университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия*

*E-mail: [kornilovmv@gmail.com](mailto:kornilovmv@gmail.com)*

Выявление наличия и направления связи между системами на основе оценки их временных рядов – актуальная задача во многих областях науки, таких как радиотехника, нейрофизиология, климатология и т.д. На сегодняшний день, широкое распространение получили методы, основанные на построении эмпирических прогностических моделей. Один из них – метод причинности по Грейнджеру, особенностью применения которого является то, что от используемых прогностических моделей не требуется качественно воспроизводить динамику исследуемых систем [1]. Однако, несмотря на это, для успешной реализации метода необходимо подбирать параметры модели (размерность и степень полиномиальной функции, лаг и дальность прогноза) в каждом отдельном случае. В работе [2] была предложена методика, основанная на трех последовательных тестах, с использованием как условной, так и простой причинности по Грейнджеру, которая в численном эксперименте на эталонных примерах продемонстрировала способность верно определять архитектуру связей в 80% случаях.

Данная работа посвящена дальнейшему изучению применимости метода причинности по Грейнджеру в случае выявления архитектуры связей в цепочке из трех связанных систем, где ведущая и ведомые системы имеют различные характерные временные масштабы. В качестве объекта исследований использовались временные ряды натурального эксперимента, представленные в работе [3]. Параметры модели – лаг и дальность прогноза выбирались в соответствии с ранее полученными рекомендациями [4]. Степень и размерности полиномиальных функций, использовавшихся в качестве отображения последования прогностической модели, выбирались по критерию Шварца. Данные, полученные в результате эксперимента, разделялись на 50 временных рядов по 20000 точек в каждом. Значимость результатов оценивалась с помощью суррогатных временных, полученных методом перестановки.

В результате применения методики, основанной на оценке трех тестов с учетом как условной, так и простой причинности по Грейнджеру, к данным натурального эксперимента было показано, что в ряде случаев удается верно определить наличие и направление связей между тестовыми системам.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-02-00307.*

**Библиографический список**

1. *М.В. Корнилов, И.В. Сысоев // Известия вузов "ПНД". 2013. Т. 21. №2. С.74-88.*
2. *М.В. Корнилов, И.В. Сысоев // Письма в ЖТФ, 2018, Т 44, В. 10, С. 86-95.*
3. *I.V.Sysoev, M.D. Prokhorov, V.I. Ponomarenko, and V.P. Bezruchko // Physical Review. E 2014. V. 89. P. 062911.*
4. *М.В. Корнилов, И.В. Сысоев, Б.П. Безручко. // Нелинейная динамика. 2014. Т. 10. № 3 С. 279-295.*

**ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ В АНСАМБЛЕ СВЯЗАННЫХ ЛВР****Л. А. Кочкуров, Л.А. Мельников, В.О. Анашкина***Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.**E-mail: [lkochkurov@gmail.com](mailto:lkochkurov@gmail.com)*

На текущем этапе развития телекоммуникационных сетей главной задачей выступает увеличение скорости передачи данных. Разработка технологии спектрального уплотнения каналов (WDM, DWDM, NyquistWDM) позволило передавать данные на скоростях вплоть до 400 Гб/с [1]. Такие скорости возможны лишь при применении новых (для оптических линий связи) форматов модуляции, которые используют переключение поляризации излучения и фазовую манипуляцию сигнала при одном или нескольких уровнях амплитуды сигнала (т.н. "со-звездия" на комплексной плоскости электрического поля), а также когерентный прием. В качестве источника сигнала одним из главных кандидатов выступает поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором (ЛВР). В лазерах, разработанных и изготовленных в группе А. Шипулина вследствие наличия MEMs зеркала, возможно изменение длины волны лазера на 100 нм в области 1550 нм. Таким образом, появление перестраиваемых VCSEL делает актуальным изучение вопроса об их использовании при передаче информации, использующей современные форматы передачи.

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию динамики лазеров с внешним воздействием, направление, связанное с синхронизацией систем, состоящих из перестраиваемых ЛВР, все еще требует изучения [2-5]. Причиной этому служит ограниченная область использования традиционных лазерных моделей, а также сложность стандартных методов нелинейной динамики для исследования систем с большим количеством степеней свободы [6-7].

Мы видим два направления дальнейшего углубления и детализации знаний о процессах синхронизации в таких системах. Первое касается разработки авторами новых численных моделей лазеров, новых схем численного моделирования динамики этих лазеров с учетом распределенного взаимодействия поля и среды, связей в массиве лазеров. Второе направление касается углубленного изучения динамики связанных лазерных и нелинейно-оптических систем с учетом их особенностей. Так, в большинстве работ исследуется синхронизация оптическим сигналом с постоянной амплитудой, в то время как оптический телекоммуникационный сигнал представляет собой квазислучайный процесс с большой глубиной фазовой и амплитудной манипуляции, и синхронизация лазерной системы может рассматриваться как синхронизация стохастическим сигналом.

Мы представляем теоретическую модель ансамбля полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором с внешней синхронизацией. Схема рассматриваемой системы представлена на рисунке 1. Система построена по типу схемы-"звезды" с тремя концами, где внешнее воздействие осуществляется только на центральный лазер. В свою очередь каждый из периферийных лазеров взаимодействует с центральным, но не между собой. Главной целью в данном

случае выступает настройка каждого из лазеров на свою разность фаз по отношению к фазе излучения мастер-лазера.

Стандартная модель на основе скоростных уравнений Ланга-Кобаяши для комплексной амплитуды поля  $E(t)$  и числа носителей  $N(t)$  хорошо зарекомендовала себя для описания динамики такого типа связанных лазеров. Система уравнений записывается в виде:

$$\frac{dE_c}{dt} = (1 - i\alpha) \left( G_c(t) - \frac{1}{\tau} \right) \frac{E_c}{2} + \frac{k_c}{\tau} E_m + k_1 E_1 + k_2 E_2 + k_3 E_3, \quad (1)$$

$$\frac{dE_{1-3}}{dt} = (1 - i\alpha) \left( G_{1-3}(t) - \frac{1}{\tau} \right) \frac{E_{1-3}}{2} + k_c E_c, \quad (2)$$

где  $k$  представляет член, описывающий долю мощности инжектируемого излучения. Система уравнений описывает изменение медленно меняющейся огибающей функции электрического поля внутри лазерного резонатора центрального и периферийных лазеров, соответственно. Индекс  $m$  относится к мастер-лазеру.

Мы полагаем, что инжектируемое поле ведущего лазера описывается соотношением

$$E_m = A(t) \exp[i(\delta\omega t + \varphi(t))] \quad (4),$$

где  $\delta\omega = \omega_m - \omega_s$  – это частотная расстройка,  $A(t)$  и  $\varphi(t)$  являются функциями амплитуды и фазы ведущего лазера.

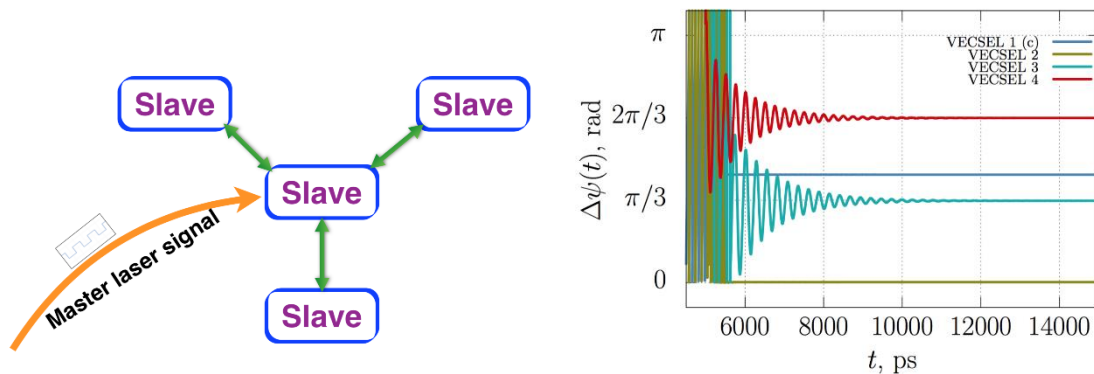


Рис.1 (а) – Схематичное представление исследуемой системы; (б) – Разность фаз мастер-лазера и четырех ведомых лазеров в зависимости от времени (индексом С показан центральный лазер)

Как видно из полученных результатов, подбирая определенным образом параметр частотной расстройки можно добиться режима, при котором каждый из лазеров будет работать на определенной разнице фазы относительно мастер-лазера.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 18-32-01028 мол-а, № 18-08-00599-а); программы Михаила Ломоносова (совместно с DAAD). (Тема проекта: «Generation of complex optical signals for data transmission systems»).*

#### **Библиографический список**

1. X.Liu, et.al. Opt. Express 22, 6478-6485 (2014).
2. Eok-Kyun Lee, Hyun-Soo Pang, Jong-Dae Park,<sup>[1]</sup>and Hoyun Lee Phys. Rev. A 47, 736, 1993.
3. C.-H. Lee, T.-H. Yoon, and S. -Y. Shin, Appl. Phys.<sup>[1]</sup>Lett. 46, 95, (1985).
4. R. Lang, IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 976, (1982).
5. K. Otsuka and H. Kawaguchi, Phys. Rev. A 29, 2953 (1984).
6. B. Tromborg and J. Mork, IEEE J. Quantum Electron. QE-26, 642 (1990).
7. B. Tromborg and J. Mork, IEEE Photonics Technol. Lett. 2, 549 (1990).

## АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ВО ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОМ ОПТИЧЕСКОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ

**Л. А. Кочкуров, Ю.А. М.Ю. Морозов, Морозов, А.И. Конюхов,  
М.И. Балакин, Л.А. Мельников, В.О. Анашкина**

*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

*E-mail: [lkochkurov@gmail.com](mailto:lkochkurov@gmail.com)*

Освоение терагерцового (3-10 ТГц) и длинноволновой части среднего инфракрасного (10-30 ТГц) диапазонов с помощью полупроводниковых лазеров сопряжено с большими трудностями, но в то же время востребовано для целей спектроскопии, радиоастрономии, медицины, противодействия проявлениям терроризма и др. [1-3]. Проблемы, возникающие при создании полупроводниковых лазеров в указанном диапазоне обусловлены несколькими главными причинами. Во-первых, затруднительно создать инверсию населенности для традиционных лазеров с межзонными переходами в условиях малой величины запрещенной зоны [4]. Во-вторых, при увеличении длины волны резко возрастает затухание оптического излучения в резонаторе лазера вследствие поглощения на свободных носителях заряда по друдевскому механизму [5]. Естественный способ преодоления указанных трудностей при дополнительном обеспечении простоты реализации и удобства в использовании (без криогенного охлаждения) состоит в применении иного подхода – нелинейного трехволнового смешения, сопровождающегося генерацией разностной гармоники в интересующем диапазоне длин волн. Идея состоит в том, чтобы создать лазер, обеспечивающий одновременную генерацию излучения на двух длинах волн, отстоящих друг от друга на величину порядка десятков нанометров, например, в хорошо освоенном диапазоне 0.96-1 мкм, или, что может оказаться более удобным для реализации фазового синхронизма, в диапазоне 2 мкм.

Для двухчастотного ЛВВР, имеющего в активных областях неидентичные КЯ, скоростные уравнения могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \dot{a}_{pk} &= 0.5 \left[ (G_{pk} - \alpha_k) a_{pk} - f_{pk} \right], \\ \dot{a}_{sm} &= 0.5 \left[ (G_{sm} - \alpha_m) a_{sm} + f_{sm} \right], \\ \dot{N}_p &= \eta^{-1} \left[ \sigma_p - N_p - \delta_p N_p^2 - \gamma_p N_p^3 - G_{p0} X_p c_{p0} \right] \\ \dot{N}_s &= \eta^{-1} \left[ \sigma_s - N_s - \delta_s N_s^2 - \gamma_s N_s^3 - G_{s0} X_s c_{s0} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

Где главными параметрами выступают  $a_{pk}$ ,  $a_{sm}$  – нормированные амплитуды волны накачки и сигнала, соответственно. Результаты численного моделирования представлены на рисунке 1.

На рисунке 1с представлена карта динамических режимов. По оси абсцисс отмечен нормированный параметр накачки  $\sigma$ . По оси ординат время задержки в резонаторе  $\tau$ . Незакрашенная область соответствует стационарному режиму ге-

нерации лазера. В закрашенной области. Рисунки (a,d,f) демонстрируют временную реализацию работы параметрического осциллятора. Время было показано в логарифмическом масштабе. На рисунках (b,e,h) показан фазовый портрет.

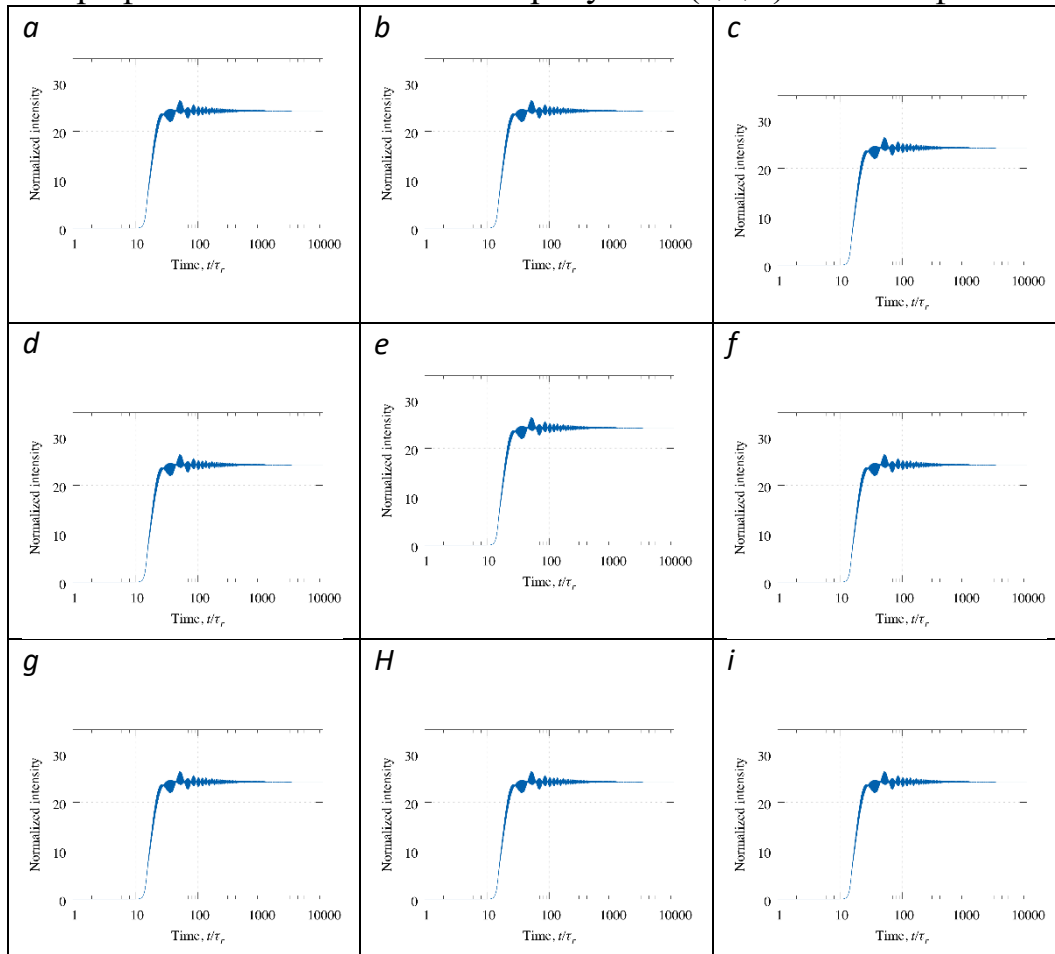


Рис.1 Результаты численного моделирования динамики внутрирезонаторного оптического параметрического генератора (a-b)  $\tau=0.1$ ;  $\sigma=16.5$ ;  $\sigma_{\text{оро}}=11.03$ ;  $\sigma/\sigma_{\text{оро}}=1.5$ . (d-f)  $\tau=0.1$ ;  $\sigma=30$ ;  $\sigma_{\text{оро}}=11.03$ ;  $\sigma/\sigma_{\text{оро}}=2.7$ . (d-i)  $\tau=0.1$ ;  $\sigma=24.9278$ ;  $\sigma_{\text{оро}}=11.03$ ;  $\sigma/\sigma_{\text{оро}}=2.26$ .

На горизонтальной оси отложена нормированная интенсивность волны накачки, на вертикальной – нормированная интенсивность сигнальной волны. На рисунках f и i показаны спектры соответствующих временных реализаций. Видно, что на границе областей система демонстрирует квазипериодический режим колебаний. Частота колебаний излучения соответствует частоте межмодовых биений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 18-32-01028 мол-а, № 18-08-00599-а); программы Михаила Ломоносова (совместно с DAAD). (Тема проекта: «Generation of complex optical signals for data transmission systems»).

#### Библиографический список

1. M. Tonouchi. Nature Photon., 2007, V.1, P.97.
2. А. А. Белянин, Д. Денне, В. В. Кочаровский и др. УФН, 2003, Т.173, Вып.9, С.1015.
3. R. Curl, F. Tittel. Annu. Rep. Prog. Chem., Sect.C, 2002, V.98, P.219.
4. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii. JETP Lett., 2009, V.89, P.63;
5. M. Ryzhii and V. Ryzhii. Jpn. J. Appl. Phys., 2007, V.46, P.L151



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ НА ОСНОВЕ ВЕРОЯТНОСТНЫХ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

Д. О. Кочнев, Д. В. Терин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

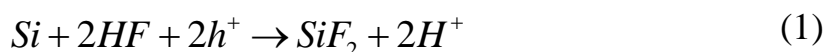
E-mail: [kochnevdo@mail.ru](mailto:kochnevdo@mail.ru)

Низкая стоимость и простота технологии травления позволяют изготавливать пористый кремний (PSi) с различными структурно-зависимыми свойствами, применимый во многих областях физики и техники, например, в материалах оптики [1] и фотовольтаики [2-4], микро- и оптоэлектронике [5, 6], а также, по причине его биосовместимости, в химических и биологических датчиках [7, 8]. Пористый кремний также является перспективным материалом для биомедицины и может использоваться, например, в адресной доставке лекарственных средств (drug delivery) или костных имплантатах. Известны доклинические исследования по оральному, подкожному и внутривенному способам доставки лекарственных форм с использованием наночастиц PSi (nPSi) [9]. Исследуется брахитерапевтическое применение PSi для локальной доставки радиоактивных изотопов [10]. Широко обсуждается возможность использования PSi в качестве материала для имплантатов костной ткани [11].

Потенциальные возможности применения пористого кремния требуют изучения процессов его получения. Одним из средств изучения процессов порообразования в кремнии является компьютерное моделирование. С середины 90-х годов XX века предпринимался ряд попыток по компьютерному моделированию процессов получения и визуализации пористого кремния, получаемого методом электрохимического травления [12-19]. Наибольшую распространенность получили модели на основе клеточных автоматов - дискретных динамических систем, представляющих собой совокупность одинаковых клеток, состояния которых определяются состояниями соседних клеток и их собственным состоянием [20].

В представленной работе моделирование выполнялось в среде разработки LabVIEW. При моделировании этапов 1 – 3 поверхность кремния рассматривалась как двумерная область, поделенная на клетки, которые представляют собой составляющие клеточного автомата. Процесс моделирования получения кремниевых пористых структур был разбит на следующие этапы:

1) Блуждание молекул травителя и адсорбирование их на поверхности кремния (1). В первую итерацию (эпоху) происходит случайная адсорбция молекул травителя (рис. 1а), к 12 эпохе отчетливо формируются центры адсорбции (рис. 1б).



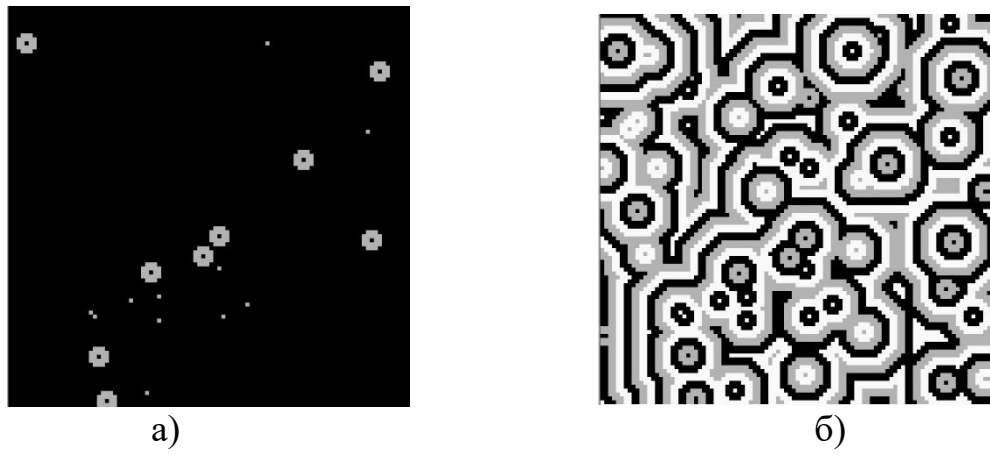


Рис.1 Состояние поверхности в 1 и 12 эпохи

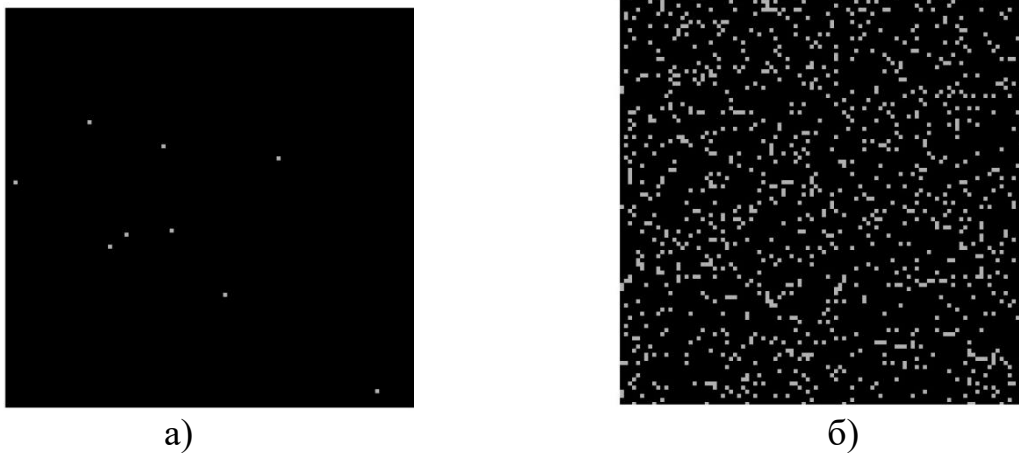


Рис.2 Эволюция процесса окисления: а) 1 эпоха, б) 100 эпоха. Размер исследуемой поверхности 100x100 клеток

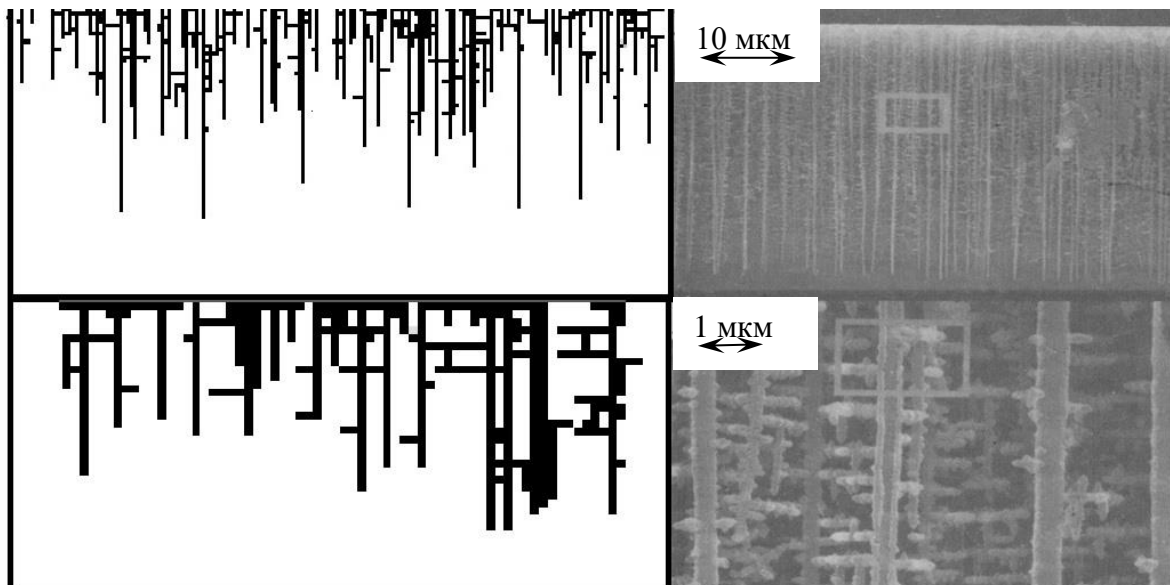
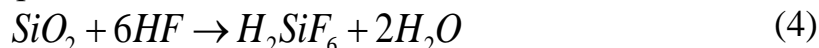


Рис. 3. Сравнение моделированных (слева) и реальных структур (справа, [21])

2) Процесс образования аморфного кремния из бифторида кремния и его дальнейшее окисления водой (2) – (3) (рис. 2).



3) Процесс зарождения пор на поверхностном слое кремниевой пластины, который является следствием двух выше описанных процессов: блуждания молекул HF на поверхности кремния и ее окисления (4).



4) Процесс дальнейшего травления вглубь монокристалла по образовавшимся на поверхности порам. Модель из двумерной превращается в трехмерную.

Получаемые при определенных параметрах поры очень похожи на структуры, зафиксированные в работе [21]. Сравнение полученных в результате моделирования и реальных пор в разрезе приведено на рис. 3.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-07-00752 а.

#### Библиографический список

1. Kato S., Kurokawa Y., Watanabe Y., Yamada Y., Yamada A., Ohta Y., Niwa Y., Hirota M. Optical assessment of silicon nanowire arrays fabricated by metal-assisted chemical etching // *Nanoscale research letters*. 2013. № 8. P. 1-6.
2. Wen X., Dao L. V., Hannaford P. Temperature dependence of photoluminescence in silicon quantum dots // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007. № 40. P. 3573.
3. Li X. Metal assisted chemical etching for high aspect ratio nanostructures: A review of characteristics and applications in photovoltaics // *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* 2012. № 16. P. 71.
4. Li X., Xiao Y., Bang J. H., Lausch D., Meyer S., Miclea P. T., Jung J. Y., Schweizer S. L., Lee J. H., Wehrspohn R. B. Upgraded Silicon Nanowires by Metal-Assisted Etching of Metallurgical Silicon: A New Route to Nanostructured Solar-Grade Silicon // *Advanced Materials*. 2013. № 25. P. 3187-3191.
5. Lin V. S.-Y., Motesharei K., Dancil K.-P. S., Sailor M. J., Ghadiri M. R. A Porous Silicon-Based Optical Interferometric Biosensor // *Science*. 1997. № 278. P. 840.
6. Hochbaum A. I., Fan R., He R., Yang P. Controlled growth of Si nanowire arrays for device integration // *Nano letters* 2005. № 5. P. 457-460.
7. Stewart M. P., Buriak J. M. Chemical and Biological Applications of Porous Silicon Technology // *Adv. Mater.* 2000. № 12. P. 859.
8. Li Y. Y., Cunin F., Link J. R., Gao T., Betts R. E., Reiver S. H., Chin V., Bhati S. N., Sailor M. J. Polymer Replicas of Photonic Porous Silicon for Sensing and Drug Delivery Applications // *Science* 2003,299, 2045-2047.
9. Salonen J. Drug delivery with porous silicon // *Handbook of Porous Silicon* Ed. L.Canham. Springer. 2014. P. 909-919.
10. Canham L.T., Fergusson D. Porous silicon in brachytherapy // *Handbook of Porous Silicon* Ed. L.Canham. Springer. 2014. P. 901-907.
11. Берлова Е.В., Латухина Н.В., Писаренко Г.А., Жукова В.А. Спектральные исследования нанокompозитов на основе пористого кремния // *Вестник СамГУ*. 2013. №3 (104). С. 75-84

12. *Erlebacher J., Sieradzki K., Searson P. C.* Computer simulations of pore growth in silicon // *Journal of Applied Physics*. № 76. 1994. P. 182-187.
13. *John G. C., Singh V. A.* Diffusion – induced nucleation model for the formation of porous silicon // *Physical Review*. Vol. 52. №15. 1995. P. 125-131.
14. *He Z. J., Huang Y. P., Kwor R.* A modified computer model for the formation of porous silicon // *Thin Solid Films*. № 265. 1995. P. 96-100.
15. *Vadjikar R. M., Nath A. K.* Computer modelling of porous silicon formation // *Journal of Materials Science*. № 30. 1995. P. 5466-5472.
16. *Parkhutik V.* Porous silicon mechanisms of growth and applications // *Solid – State Electronics*. № 43. 1999. P. 1121-1141.
17. *Компан М. Е.* Механизм первичной самоорганизации пористого кремния // *Физика твердого тела*. Т. 45. Вып. 5. 2003. С. 902-906.
18. *Городецкий А. Е., Тарасова И.Л.* Компьютерное моделирование процесса формирования пористого кремния // *Математическое моделирование*. Т. 20. № 2. 2008. С. 105-112.
19. *Кунакбаев Т. Ж., Тукубаев Э. Э.* Моделирование получения пористого кремния на атомном уровне // *Хаос и структуры в нелинейных системах*. № 1. 2015. С. 171-176.
20. *Gardner M.* The fantastic combinations of John Conway's new solitaire game "Life" // *Scientific American*. № 223. 1970. P. 120-123.
21. *Lehmann V.* The Physics of Macropore Formation in Low Doped n-Type Silicon // *Journal of Electrochemical Society*. 1993. Vol.140. № 10. P. 2836-2843.

**РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО РАСХОДОМЕРА В ПРОГРАММНОЙ СРЕДЕ LABVIEW****Д.А Кравчук, А.А. Бахтер, В.Д. Николаев***Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения.**Южный федеральный университет, г. Таганрог**E-mail: kravchukda@sfedu.ru*

Принцип действия ультразвуковых расходомеров основан на измерении разницы во времени прохождения сигнала. При этом два ультразвуковых сенсора, расположенные по диагонали напротив друг друга, функционируют попеременно как излучатель и приёмник. Таким образом, акустический сигнал, попеременно генерируемый обоими сенсорами, ускоряется, когда направлен по потоку, и замедляется, когда направлен против потока. Разница во времени, возникающая вследствие прохождения сигнала по измерительному каналу в обоих направлениях, прямо пропорциональна средней скорости потока, на основании которой можно затем рассчитать объёмный расход.

Время-импульсные расходомеры измеряют разницу во времени прохождения ультразвуковой волны по и против потока жидкости. Такой принцип измерений обеспечивает высокую точность ( $\pm 1\%$ ). При этом он хорошо работает для чистого потока или потока с незначительным содержанием взвешенных частиц.

Доплеровский расходомер основан на эффекте Доплера. Он хорошо работает с суспензиями, где концентрация частиц выше 100 ppm и размер частиц больше 100 мкм, но концентрация составляет менее 10%. Такие расходомеры жидкости легче и менее точные ( $\pm 5\%$ ), таким образом, они дешевле, чем время-импульсные расходомеры.

Математическая модель представляет собой виртуальный прибор, созданный в программной среде LabVIEW. Данная среда включает в себя продукцию компании National Instruments, а именно, модульный измерительный комплекс NI PXI – 1042Q. Модульный измерительный комплекс NI PXI 1042Q предназначен удовлетворения потребностей широкого спектра испытаний. Измерительные модули, установленные в нем могут заменяться на другие в зависимости от поставленной задачи. Так же, для удобства в управлении PXI может быть оснащен модельным компьютером, что делает его удобным в использовании.

В нашем случае PXI был 2-х канальный цифровой осциллограф NI PXI – 5152 и одноканальный генератор сигналов NI PXI – 5212.

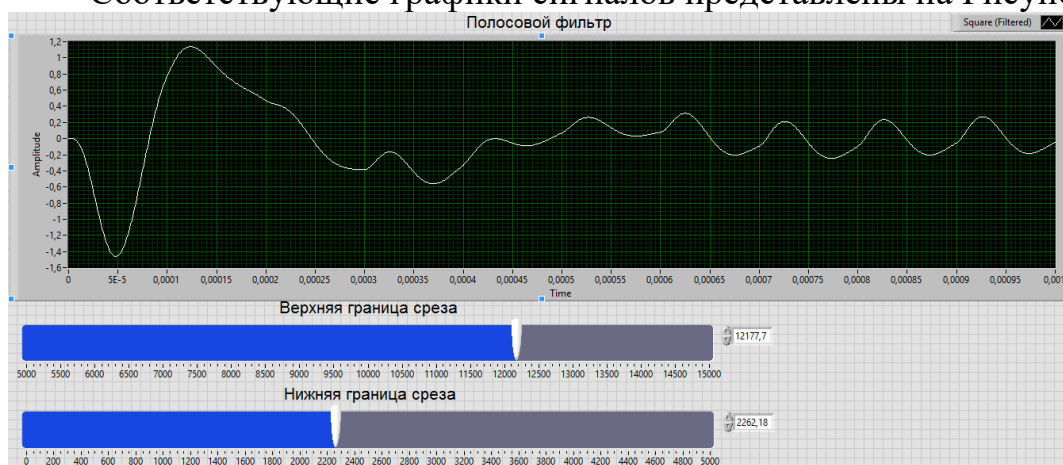
Технические характеристики цифрового осциллографа:

- полоса пропускания – до 1 ГГц;
- входной импеданс – 1 МОм;
- максимальное напряжение – до 40 В;
- максимальная частота дискретизации в реальном времени – 2 ГГц;
- объем внутренней памяти задается пользователем;
- разрешающая способность – 8bit.

Виртуальный прибор имеет две стороны: лицевую панель и фронтальную панель. На лицевой стороне расположены элементы отображения графиков, элементы управления, кнопка записи результатов. На фронтальной стороне располагается сама программа. В данном виртуальном приборе имеются программные фильтры высоких частот и низких частот. Частоту среза этих фильтров мы можем регулировать с помощью элементов управления в реальном времени. Просмотр исходного сигнала, отфильтрованного сигнала и спектра осуществляется с помощью графического изображения на лицевой стороне виртуального прибора.

Обработка полученных данных может быть осуществлена в самой программе LabVIEW или в программах, таких как: Mathcad, MS Office Excel.

Соответствующие графики сигналов представлены на Рисунок 1,



Измеренные значения сигнала в текстовом файле изображены на рис. 2.

Рисунок 1 – Лицевая панель программы обработки и сбора данных в LabVIEW.

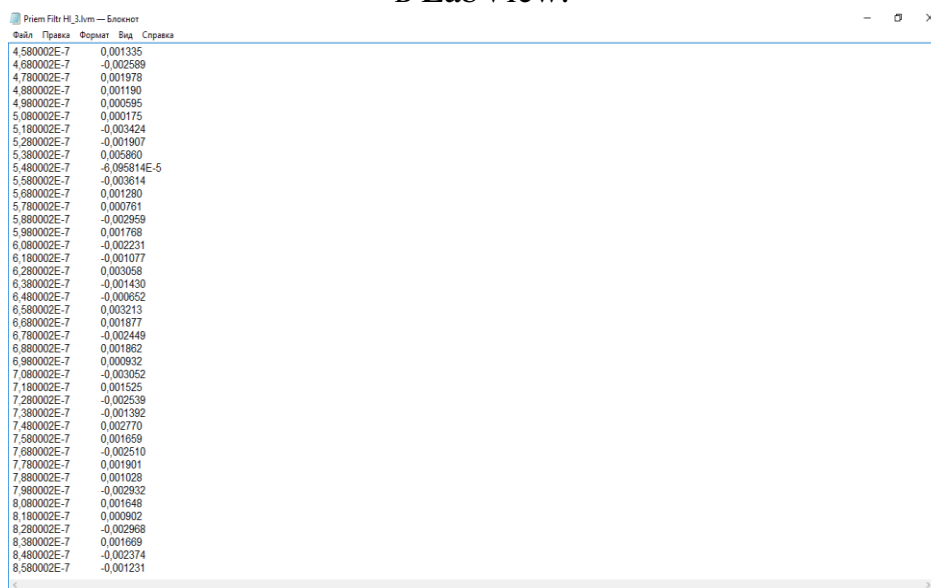


Рисунок 2 – выборка значений сигнала в текстовом файле.

Полученные экспериментальные данные по команде записываются в документ формата “.txt”. Запись может вестись от начала и до конца эксперимента, а

так же выборочно в зависимости от решения лаборанта. Можно выбирать удобный для себя формат записи данных, например: с плавающей запятой, научный тип данных, формат данных в единой системе единиц СИ, выбор количества знаков после запятой. Разработана математическая модель для расходомера с параметрами:

- частота дискретизации до 100 МГц;
- задаваемый объем записи данных;
- возможность использования ФВЧ и ФНЧ в реальном времени;
- просмотр спектра сигнала в реальном времени.

### Библиографический список

1. Евдокимов В.Н., Линдваль В. Ю.//LabVIEW в научных исследованиях. 2009 год. 542 стр.
2. Кравчук Д.А., Николаев В.Д. Бахтер А.А. //Моделирование системы измерения скорости и объемного расхода сточных вод на базе LabVIEW.// Технологии техносферной безопасности. 2016г
3. Кравчук Д.А., Бахтер А.А., Николаев В.Д. // моделирование системы измерения и объёмного расхода сточных вод на базе Labview. Технологии техносферной безопасности. 2016. № 6 (70). С. 1-6.
4. Кравчук Д.А., Бахтер А.А., Николаев В.Д.// Модель системы измерения скорости и объёмного расхода сточных вод в labview. В сборнике: Системы обеспечения техносферной безопасности Материалы III Всероссийской конференции и школы для молодых ученых. 2016. С. 106-108.
5. Бахтер А.А., Николаев В.Д., Кравчук Д.А. // Моделирование работы параметрической антенны в программной среде labview. В сборнике: Проблемы автоматизации. Региональное управление. Связь и автоматика (ПАРУСА-2017)Сборник трудов VI Всероссийской научной конференции молодых ученых, аспирантов и студентов. Редакционная коллегия: О. А. Фоменко, С. В. Кирильчик, А. Я. Номерчук. 2017. С. 305-310.
6. Кравчук Д.А., Николаев В.Д. // Система измерения объема сточных вод. В сборнике: системы обеспечения техносферной безопасности Материалы IV Всероссийской научной конференции и школы для молодых ученых (с международным участием). 2017. С. 126-128.
7. Кравчук Д.А. // Ультразвуковые измерители расхода и уровня жидкостей. Таганрог, 2016. Том Модуль 1

## МОДЕЛЬ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГИДРОЛОКАТОРА В СРЕДЕ LABVIEW ДЛЯ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

Кравчук Д.А, Бахтер А.А., Николаев В.Д.

*Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения.*

*Южный федеральный университет, г. Таганрог*

*kravchukda@sfedu.ru*

Реализовать модель параметрического локатора в программной среде Lab-View. Модель состоит из выходного сигнала и приемного сигнала с лоцируемым объектом. Модель работает в режиме реального времени.

Разработка относится к области гидроакустики, ультразвуковой дефектоскопии, медицине, рыболокации, а также к акустическим локационным системам, предназначенным для обнаружения объектов, расположенных в различных средах, и классификации этих объектов по их акустическому сопротивлению. Принцип работы в данной статье рассмотрен кратко. Технология устройства состоит в том, что у параметрического локатора есть два генератора: импульсный и синусоидальный. После преобразования синусоидальный сигнал обрезается на импульсы. Эти импульсы и есть выходной сигнал. Приемный сигнал, отражаясь от дна водоема, приходит с помехами и, возможно, с объектами. Далее, в зависимости от длины помехи можно определить расстояние до объекта (1) и его длину (2).

$$r = c * \Delta t \quad (1)$$

$$r_o = c * \Delta \tau \quad (2)$$

Модель прибора динамическая, т.е. такие параметры, как частота сигнала, фаза, амплитуда и др. можно настроить самому с помощью панели управления. На рисунке 1 мы видим панель управления импульсным генератором. Панель управления синусоидальным генератором аналогична, за исключением того, что в ней нет ползунка «Полезная нагрузка» (Duty cycle).

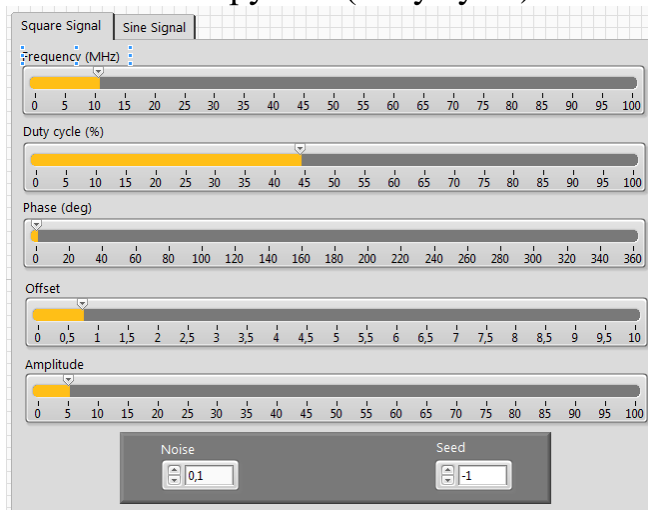


Рисунок 1 – Панель управления импульсным сигналом  
В модели представлены графики в режиме реального времени.

Рисунок 2 – График смоделированного выходного сигнала



Приемный сигнал поступает уже с шумом и объектом (см. рисунок 2). Для наглядности график был увеличен.

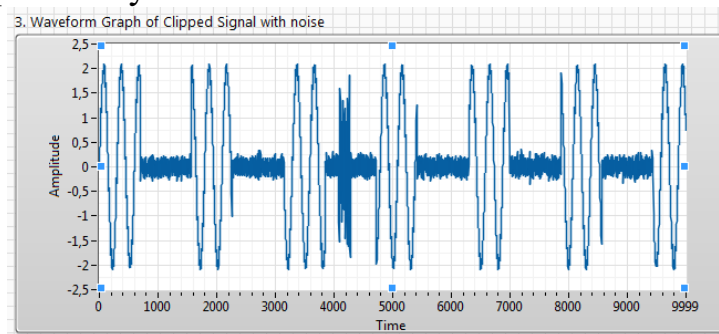


Рисунок 2 – приемный сигнал с найденным в среде объектом

Также стоит отметить, что приемный сигнал с объектом генерируется с помощью панели управления (Рисунок 3). На панели можно настроить расстояние от локатора до объекта, длину объекта и др. Помехи и объект генерируются с помощью гауссовского шума. Параметры шума можно задавать вручную (Рисунок 3).

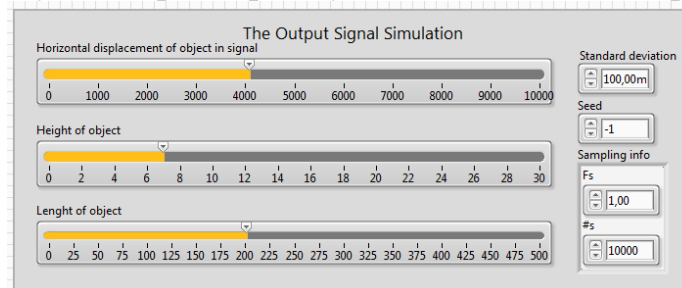


Рисунок 3 – панель симуляции помех и объекта в среде

Вырезаем из приемного сигнала наш объект для дальнейших преобразований. Необходимо найти огибающую этого сигнала. Был построен фильтр, который игнорирует помехи ниже уровня 0,7 и находит точки пересечения помех выше уровня 0,7. На Рисунке 4 изображены два графика: верхний является помехами с объектом, нижний его огибающей с уровнями и точками пересечения. На нижнем графике видно, как огибающая пересекает уровень 0,7, это показано точками.

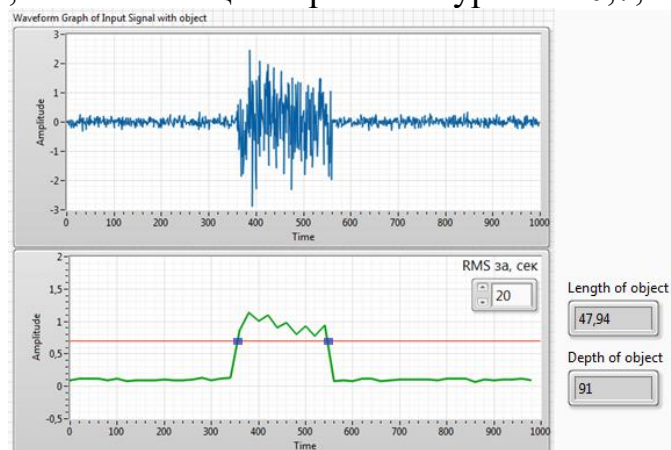


Рисунок 4 – Графики сигнала с объектом и его фильтрация с помощью RMS фильтра, построенного в LabView

Зная координаты этих точек, можно найти расстояние от локатора до объекта, а также длину самого объекта и примерную его форму. В фильтре было учтено

динамическое управление среднеквадратическим значением в секундах. Таким образом, можно управлять точностью огибающего сигнала.

Рассчитаем на какой глубине находится объект и его длину. После нахождения точек пересечения, программа в реальном времени рассчитывает глубину, на которой находится объект, и его длину (Рисунок 4).

Была поставлена задача построить модель параметрического лоатора. Функционал программного обеспечения LabView позволяет решить данную задачу с высокой точностью, а также наглядно показать принцип работы параметрического лоатора. Также в данной модели есть возможность моделирования найденного объекта.

### Библиографический список

1. Новиков Б.К., Тимошенко В.И. // Параметрические антенны в гидролокации. -Л., Судостроение, 1989, с. 212-213;
2. Кравчук Д.А., Бахтер А.А., Николаев В.Д. // Моделирование системы измерения и объёмного расхода сточных вод на базе labview. Технологии техносферной безопасности. 2016. № 6 (70). С. 1-6.
3. Кравчук Д.А. // Модель распространения акустических волн параметрического излучателя для мониторинга мелкого моря. Технологии техносферной безопасности. 2016. № 5. С. 1-6.
4. Кравчук Д.А., Бахтер А.А., Николаев В.Д.// Модель системы измерения скорости и объёмного расхода сточных вод в labview. В сборнике: Системы обеспечения техносферной безопасности Материалы III Всероссийской конференции и школы для молодых ученых. 2016. С. 106-108.
5. Кравчук Д.А. //Ультразвуковые измерители расхода и уровня жидкостей. Таганрог, 2016. Том Модуль 1
6. Кравчук Д.А., Николаев В.Д. // Система измерения объема сточных вод. В сборнике: Системы обеспечения техносферной безопасности Материалы IV Всероссийской конференции и школы для молодых ученых. 2017. С. 126-128.
7. Андрей Дмитриев, LabVIEW -первое знакомство, 2009, URL: <https://habrahabr.ru/post/57859/>

# АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРАХ БОНХОФФЕРА – ВАН ДЕР ПОЛЯ С МОДУЛИРУЕМЫМ УПРАВЛЯЮЩИМ ПАРАМЕТРОМ

В. П. Круглов<sup>1</sup>, С. П. Кузнецов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Удмуртский государственный университет, Ижевск

E-mail: [kruglovyacheslav@gmail.com](mailto:kruglovyacheslav@gmail.com)

Соленоид Смейла-Вильямса — хорошо известный пример однородно гиперболического аттрактора [1,2,3]. Аттрактор Смейла-Вильямса возникает, если одна из переменных динамической системы циклическая (сдвиг на  $2\pi$  приводит к идентичному физическому состоянию) и за характерный временной интервал подвергается растягивающему отображению окружности  $\varphi_{n+1} = M\varphi_n + \text{const} \pmod{2\pi}$  ( $M \geq 2$  целое), а по остальным переменным в фазовом пространстве происходит сильное сжатие. Нелинейные системы с однородно гиперболическими аттракторами интересны для коммуникационных и информационных систем, поскольку обладают несколькими практически полезными свойствами. Одно из этих свойств — грубость или структурная устойчивость, проявляющееся в сохранении устройства аттрактора при небольших вариациях параметров системы. Другое свойство состоит в том, что любая траектория однородно гиперболического аттрактора однозначно кодирует бесконечную последовательность, составленную из конечного набора символов. Для соленоида Смейла-Вильямса с фактором растяжения угловой переменной  $M$  алфавит состоит из  $M$  символов.

Мы предлагаем рассмотреть систему из двух осцилляторов Бонхоффера — ван дер Поля  $\ddot{x} - (a - x^2)\dot{x} + x = K$ , у которых периодическим внешним воздействием обеспечивается модуляция параметров, управляющих бифуркацией Андронова-Хопфа, так, что осцилляторы поочередно возбуждаются с переходом от колебаний малой амплитуды к релаксационным автоколебаниям. Поскольку с увеличением управляющего параметра основная частота автоколебаний уменьшается, при подходящем подборе параметров удастся реализовать режимы с аттракторами Смейла-Вильямса, характеризуемыми различными факторами растяжения  $M$ .

Система уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (f(t/T + 1/4) - x^2)\dot{x} + x &= K + \varepsilon(y - x), \\ \ddot{y} - (f(t/T - 1/4) - y^2)\dot{y} + y &= K + \varepsilon(x - y), \\ f(\tau) &= \left\{ a, 0 < \tau \leq \tau_1; \frac{(a-c)\tau + c\tau_1 - a\tau_2}{\tau_1 - \tau_2}, \tau_1 < \tau \leq \tau_2; \frac{(c-a)\tau + a\tau_2 - c}{\tau_2 - 1}, \tau_2 < \tau \leq 1, \right\} \\ f(\tau + 1) &= f(\tau), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $f(\tau)$  — периодическая функция, описывающая модуляцию управляющего параметра,  $K$  — постоянная,  $\varepsilon$  — коэффициент связи.

На рис. 1 показаны иллюстрации, полученные при численном моделировании динамики системы (1) с параметрами  $K = 0.5$ ,  $c = -2$ ,  $\varepsilon = 0.01$ ,  $T = 200$ ,  $\tau_1 = 0.4$ ,  $\tau_2 = 0.5$ .

Слева на рис.1 приводится диаграмма изменения фазы колебаний первого осциллятора за период модуляции, построенная для случая  $a = 5.49$ . Как можно видеть, график соответствует растягивающему отображению окружности с фактором 4. Показатели Ляпунова отображения Пуанкаре составили:  $\Lambda_1 = 1.3791 \pm 0.004$ ,  $\Lambda_2 = -34.45 \pm 0.07$ ,  $\Lambda_3 = -396.3 \pm 0.2$ ,  $\Lambda_4 = -1604.7 \pm 0.3$ . Старший показатель близок к  $\ln 4$ , показателю Ляпунова растягивающего отображения окружности. Остальные показатели отрицательные. На рис. 1 справа показана зависимость старшего показателя Ляпунова от параметра  $a$  для стробоскопического отображения Пуанкаре. В определенных интервалах изменения параметра реализуются аттракторы Смейла-Вильямса с факторами  $M = 4, 9, 16, 25$ . В этих интервалах старший показатель Ляпунова зависит от параметра плавно, что говорит о структурной устойчивости аттракторов.

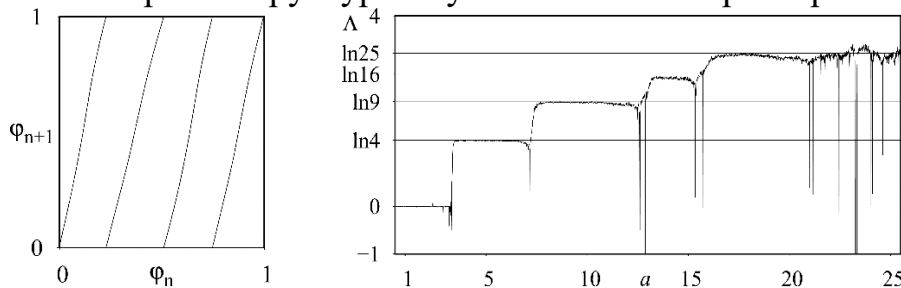


Рис. 1. Итерационная диаграмма для фазы колебаний первого осциллятора (слева) и график зависимости старшего показателя Ляпунова от параметра  $a$  (справа)

Был выполнен тест гиперболичности аттракторов отображения Пуанкаре при значениях параметров, соответствующих различным хаотическим режимам динамики. Тест основан на проверке отсутствия касаний устойчивых и неустойчивых многообразий траекторий аттрактора и заключается в построении гистограмм распределений углов между многообразиями. Векторы, задающие касательные подпространства к устойчивым и неустойчивым многообразиям траектории, были получены при численном решении уравнений в вариациях вдоль одной и той же траектории в прямом и обратном времени [3]. Для аттракторов со старшими показателями Ляпунова, близкими к величине  $\ln M$ , нулевых значений углов не было обнаружено, гистограммы дистанцированы от нуля, что подтверждает их гиперболическую природу.

*Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 17-12-01008.*

#### Библиографический список

1. Каток А.Б., Хасселблат Б. Введение в современную теорию динамических систем. Москва: Факториал, 1999.
2. Кузнецов С.П. Динамический хаос и однородно гиперболические аттракторы: от математики к физике. УФН, 2011, **181**, №2. С. 121-149.
3. Kuptsov P.V. Fast numerical test of hyperbolic chaos, Phys. Rev. E, 2012, **85**, 4, 015203.

## АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ МАЯТНИКОВ ФРУДА С ПОПЕРЕМЕННЫМ ТОРМОЖЕНИЕМ

В. П. Круглов<sup>1</sup>, С. П. Кузнецов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Удмуртский государственный университет, Ижевск

E-mail: [kruglovyacheslav@gmail.com](mailto:kruglovyacheslav@gmail.com)

Равномерно гиперболические аттракторы характеризуются грубостью или структурной устойчивостью, в силу чего сохраняет свои свойства при небольших вариациях параметров системы. Это свойство, несомненно, весьма желательно для приложений хаоса [1, 2]. Среди примеров гиперболического хаоса, своей наглядностью выделяются системы механической природы, поскольку они легко воспринимаются и интерпретируются в рамках нашего повседневного опыта [2]. Мы предлагаем рассмотреть механическую систему в виде двух маятников Фруда на общем валу, вращающемся с постоянной угловой скоростью, которые по очереди подвергаются торможению периодически приложением тормозных колодок, и слабо связаны вязким трением (рис.1). Обозначая угловую координату первого и второго маятника как  $x$  и  $y$ , запишем уравнения

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= [a - d(t - T_0) - b\dot{x}^2]\dot{x} - \sin x + \mu + \varepsilon(\dot{y} - \dot{x}), \\ \ddot{y} &= [a - d(t + T_0) - b\dot{y}^2]\dot{y} - \sin y + \mu + \varepsilon(\dot{x} - \dot{y}), \\ d(t) &= \begin{cases} 0, & t < T_0, \\ D, & T_0 < t < \frac{1}{2}T, \quad d(t+T) = d(t). \\ 0, & T/2 < t < \frac{1}{2}T, \end{cases} \quad (1)\end{aligned}$$

где примем  $a = 0.36$ ,  $b = 0.16$ ,  $\mu = 0.087$ ,  $\varepsilon = 0.0003$ ,  $D = 0.8$ ,  $T = 250$ ,  $T_0 = T/4$ .

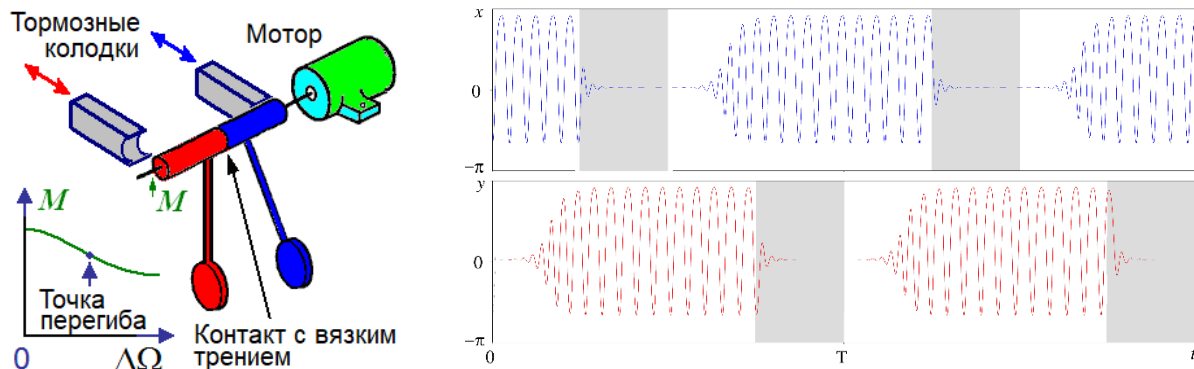


Рис.1. Система двух маятников Фруда, движение каждого из которых попеременно гасится путем присоединения тормозной колодки (слева) и реализация колебательного процесса одного и другого маятника, где серым цветом обозначены зоны торможения (справа).

Чтобы объяснить функционирование системы, начнем с ситуации, когда один маятник совершает автоколебания, а второй заторможен. Параметры выбраны так, что в конце стадии возбуждения основная частота развитых колебаний составляет половину частоты малых колебаний. Поэтому, когда торможение второго маятника прекращается, он начинает раскачиваться резонансным образом под действием второй гармоники от первого маятника, так что фаза возникающих колебаний будет соответствовать удвоенной фазе первого маятника. В

результате, когда второй маятник приходит к автоколебательному состоянию, его фаза оказывается удвоенной по сравнению с начальной фазой первого маятника. Затем, наоборот, первый маятник претерпевает торможение, а возобновление в нем колебаний будет стимулироваться второй гармоникой второго маятника и т. д. На рис. 2 слева показана диаграмма для фаз возбуждения одного из маятников для достаточно большого числа периодов модуляции. Как видно, отображение для фазы в топологическом смысле представляет собой четырехкратное расширяющееся отображение окружности. По остальным направлениям в пространстве состояний происходит сжатие фазового объема, так что это соответствует аттрактору отображения Пуанкаре в виде соленоида Смейла-Вильямса.

Согласно расчетам, показатели Ляпунова для аттрактора отображения Пуанкаре  $\Lambda_1 = 1.30$ ,  $\Lambda_2 = -11.8$ ,  $\Lambda_3 = -18.9$ ,  $\Lambda_4 = -41.5$ . Наличие положительного показателя указывает на хаотический характер динамики; он близок к  $\ln 4 = 1.386$  в согласии с растягивающим отображением окружности.

Гиперболичность хаотического аттрактора была проверена с помощью критерия, основанного на анализе углов пересечения устойчивых и неустойчивых инвариантных подпространств малых векторов возмущений с подтверждением отсутствия касания между этими подпространствами [1, 2].

На рис. 2 справа показан график старшего показателя Ляпунова в зависимости от параметра  $a$ . Как видно, в окрестности исходной точки  $a = 0.36$  имеется целый интервал, где показатель остается близким к  $\ln 4$ , а итерационные диаграммы для фаз, как можно проверить, соответствуют в топологическом смысле четырехкратно растягивающему отображению окружности. Появление значительных девиаций показателя от  $\ln 4$ , включая падения к отрицательным значениям («окна регулярности»), указывает на нарушение гиперболичности.

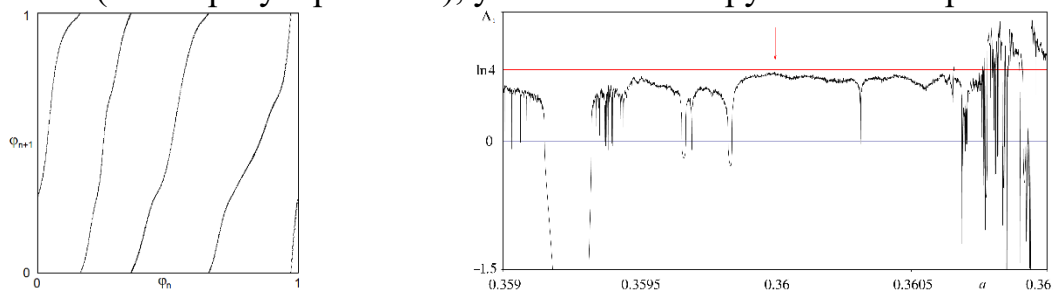


Рис. 2. Диаграмма, иллюстрирующая трансформацию фаз на последовательных стадиях активности одного из маятников и график наибольшего показателя Ляпунова отображения Пуанкаре в зависимости от параметра  $a$ . Стрелкой отмечена величина параметра  $a = 0.36$ , для которой гиперболичность проверена численно с помощью критерия углов.

*Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 15-12-20035.*

#### Библиографический список

1. Кузнецов С.П. Динамический хаос и однородно гиперболические аттракторы: от математики к физике. УФН, 2011, **181**, №2. С. 121-149.
2. Кузнецов С.П., Круглов В.П. О некоторых простых примерах механических систем с гиперболическим хаосом. Труды МИАН, 2017, **297**. С.232–259.

## ЭФФЕКТ ЛОЖНЫХ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ШУМА НАБЛЮДЕНИЙ И ИНЫХ ФАКТОРОВ

С.Н. Крылов<sup>1</sup>, Д.А. Смирнов<sup>2</sup>, Б.П. Безручко<sup>1,2</sup>

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

*Саратовский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН<sup>2</sup>*

*E-mail: [krylov.sn@nxt.ru](mailto:krylov.sn@nxt.ru)*

Изучение взаимодействий между колебательными системами представляет собой важную задачу в самых разных областях науки и техники [1,2], включая геофизику и нейрофизиологию. Особенно часто необходимо оценить насколько сильно влияние одного наблюдаемого процесса на другой.

Причинность по Грейнджеру при такой постановке задачи - наиболее часто используемый подход [3]. Система  $Y$  является «причиной по Грейнджеру» (влияет) на систему  $X$ , если прогноз будущего поведения  $X$  с учетом данных  $Y$  точнее по сравнению с прогнозом, основанном только на учете данных о системе  $X$ . Ненулевое улучшение прогноза (здесь и далее УП) обычно понимают как наличие физического воздействия  $Y$  на  $X$ , а ненулевое УП «в обе стороны» понимают как признак двунаправленной связи. Прогноз осуществляется на один временной шаг (или интервал выборки  $\Delta t$ ) вперед. Ранее в математических работах было показано, что при достаточно сильном влиянии шума наблюдений даже в случае однонаправленной связи, может наблюдаться ненулевое УП в обе стороны, что может привести к ложным срабатываниям (эффект ложных связей)[4,5]. Тем не менее, до сих пор остается неясным насколько типично и сильно влияние этого фактора с физической точки зрения.

Данная работа посвящена поиску таких условий на примере простой математической системы, являющейся моделью широкого класса колебательных систем.

А именно, в данной работе используются линейные стохастические диссипативные осцилляторы с однонаправленной связью, описанные стохастическими разностными уравнениями [6]:

$$\begin{aligned}x_n &= a_1 x_{n-1} + a_2 x_{n-2} + \xi_{x,n} \\ y_n &= b_1 y_{n-1} + a_2 y_{n-2} + \xi_{y,n}\end{aligned}\quad (1),$$

где коэффициенты  $a_1 = \cos(2\pi/T_x) \exp(-1/\tau_x)$  (2),  $a_2 = -\exp(-2/\tau_x)$  (3),  $b_1$  и  $b_2$  вычисляются через  $T_y$  and  $\tau_y$  по аналогии с  $a_1$  и  $a_2$  соответственно,  $\xi$  - Гауссовские взаимно некоррелированные белые шумы с дисперсией, принятой за 1.  $T$  в формулах для коэффициентов - период, а  $\tau$  - время релаксации колебаний.

Для того, чтобы охарактеризовать «силу связи» между процессами  $x_n$  и  $y_n$  введем коэффициент  $\gamma$  - постоянный относительный вклад слагаемого связи в уравнение  $y_n$ . Отметим, что коэффициент связи  $k$  рассчитывается так, чтобы удерживать постоянной силу связи  $y = k \sqrt{(x_n^2 / \sigma_{\xi,y})}$ .

Значения УП вычисляются точно (без помощи метода статистической оценки временных рядов) через определители матриц ковариаций двумерного процесса (1), который находим, решая линейные дифференциальные уравнения

для моментов второго порядка[7]. Значения УП в ложную сторону рассчитывались в зависимости от собственных периодов колебаний, времен релаксации, коэффициента связи, уровней шума. Под большими УП будем понимать УП более 1%, т.к. такое значение уверенно выявляется по ряду умеренной длины – порядка 100 характерных периодов, (см. подробнее в [5]).

Для случая шума наблюдений в ранних работах уже было показано, что наибольшие значения эффекта достигаются, если шум наблюдений добавляется только к временному ряду ведущего осциллятора, поэтому в рамках данной работы будут рассматриваться только такие случаи. Максимальное наблюдаемое значение УП в «ложную» сторону составило 14% при значительной величины коэффициента  $\gamma$ , т. е. «силы связи».

Было выявлено, что даже при относительно небольшом уровне шума (порядка 10 — 15% от дисперсии процесса  $x_n$ ), характерном для практических задач, эффект ложной связи проявляется при некоторых сочетаниях параметров системы. Минимальные значения «силы связи» и соотношения шум-сигнал зависят сложным образом от параметров системы: при росте периодов и времени релаксации ведущего осциллятора эффект проявляется при меньших  $\gamma$ , но большем шуме. При росте времени релаксации ведомого осциллятора эффект также проявляется при меньших  $\gamma$ , но рост данного параметра практически не оказывает влияния на необходимый минимальный уровень шума.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 17-02-00307).*

#### Библиографический список

1. *Pikovsky A. S., Rosenblum M. G., and Kurths J.* Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences // Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
2. *Anishchenko V. S., Astakhov V. V., Neiman A. B., Vadivasova N. E., Schimanski-Geier L.* Nonlinear dynamics of chaotic and stochastic systems // Springer-Verlag, Berlin 2002.
3. *Granger C. W. J.*// In: *Econometrica* №37 (1969) С. 424.
4. *Smirnov D. A., Bezruchko B. P.*// In: *Europhys. Lett.* №100 (2012) 10005.
5. *Крылов С. Н., Смирнов Д. А., Осипов Г. В., Безручко Б. П.* // Письма в ЖТФ Т. 41 №11 (2015) С. 94.
6. *Timmer J., Lauk M., Pflieger W., and Deuschl G.*// In: *Biol. Cybern.* №78 (1998) С. 349.
7. *Smirnov D. A.*// In: *Phys. Rev. E*, №87 (2013) 042917.
8. *Смирнов Д. А., Безручко Б. П.* // In: *Изв. ВУЗов. Радиофизика* Т. 55. № 10-11 (2012). С. 736.



## СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ХИНДМАРШ-РОЗЕ

Д.А. Крылосова<sup>2</sup>, Е. П. Селезнев<sup>1,2</sup>, Н. В. Станкевич<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>3</sup>Саратовский государственный технический

университет им. Гагарина Ю.А.

e-mail: krylosovadarina@gmail.com

Целью данной работы является схемотехническое моделирование системы Хиндмарша-Розе в среде Multisim и изучение динамики электронной схемы. Изучение и моделирования деятельности центральной нервной системы живых организмов является одним из интересных, актуальных направлений исследований. К настоящему времени получено множество результатов по исследованию структуры и функционирования центральной нервной системы и, в частности, базового ее элемента нейрона. Изучение свойств нейрона, а так же систем связанных нейронов удобно проводить с помощью схемотехнических моделей, построенных на основе математических моделей [2]. Одной из широко распространенных моделей, описывающей динамику единичного нейрона является модель Хиндмарш-Розе. Она представляет собой систему трех нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка [1].

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = y - z - x^3 + 3x^2 + I \\ \frac{dy}{dt} = 1 - y - 5x^2 \\ \frac{dz}{dt} = r(4(x + 1.6) - z) \end{cases} \quad (1)$$

где  $x$  – мембранный потенциал нейрона,  $y$  и  $z$  определяют динамику ионных токов,  $I$  – внешний ток,  $r$  – параметр. Построим на основе уравнений Хиндмарш-Розе схему. Для этого систему уравнений (1) перепишем в интегральном виде

$$\begin{cases} x = \int (y - z - x^3 + 3x^2 + I) dt \\ y = \int (1 - y - 5x^2) dt \\ z = \int (r(4(x + 1.6) - z)) dt \end{cases} \quad (2)$$

В таком виде динамические переменные представляют собой интегралы от сумм напряжений. Таким образом, основу схемы должны составлять три интегрирующих усилителя, на вход которых подаются суммы напряжений, представленные в подинтегральных выражениях. Такие суммы легко реализовать с помощью суммирующих усилителей и аналоговых умножителей. На рис.1 представлена схема, реализованная в среде Multisim и описываемая системой уравнений (2)

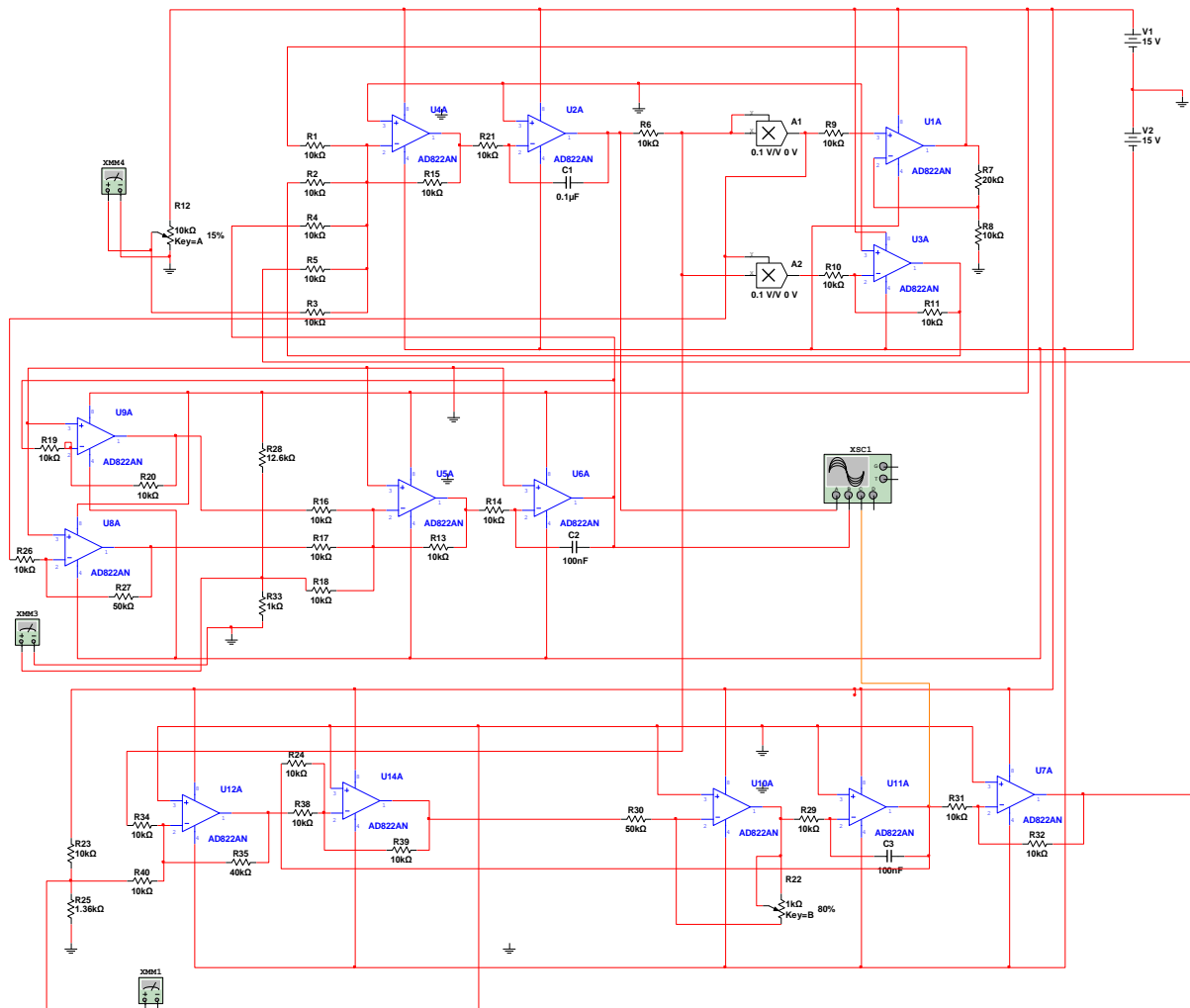


Рис.1. Схемотехническое моделирование системы (1).

Первое уравнение системы (2) моделируется схемой на операционных усилителях (ОУ) U1A – U4A, а также аналоговых умножителях A1 и A2. На выходе ОУ U2A появляется напряжение

$$x = \frac{1}{C_1 R_{21}} \int (y - z - x^3 + 3x^2 + I) dt$$

Второе уравнение системы (2) моделируется схемой на операционных усилителях (ОУ) U5A, U6A, U8A и U9A. Схемы на ОУ U8A и U9A представляют собой инвертирующие усилители, с коэффициентами усиления  $R_{20}/R_{19}$  и  $R_{27}/R_{26}$ , соответственно. На выходе ОУ U6A появляется напряжение

$$y = \frac{1}{C_2 R_{14}} \int (U_1 - y - 5x^2) dt$$

Третье уравнение системы (2) моделируется схемой на операционных усилителях (ОУ) U7A, U10A, U11A, U12A и U9A. На выходе ОУ U11A появляется напряжение

$$z = \frac{1}{C_3 R_{29}} \int (r(4(x+1.6) - z)) dt$$

Таким образом построена схема в соответствии с системой уравнений (2), управляющими параметрами являются параметр  $I$ , который регулируется потенциометром  $R12$  и параметр  $r$ , которое регулируется потенциометром  $R22$ .

В динамике схемы наблюдаются различные режимы автоколебаний от динамических до релаксационных. На рис.2 представлена временные реализации режимов, соответствующих гармоническим колебаниям (слева) и релаксационным (в центре и справа). Релаксационные колебания напоминают так называемые «спайки» и «берсты» в динамике нейронов [1,2].

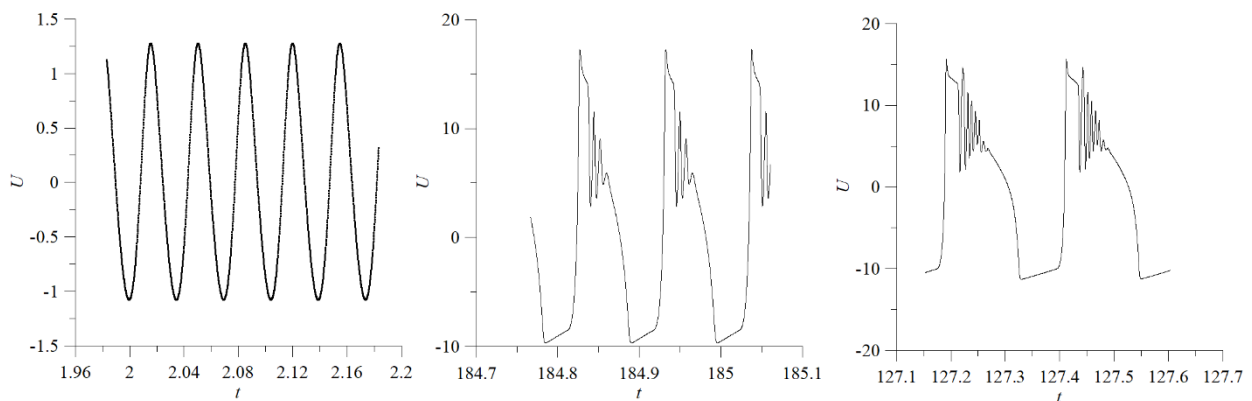


Рис.2. Характерные временные реализации схемы.

Таким образом, предложена схема, описываемая системой уравнений Хиндмарш–Розе, проведен анализ ее режимов колебаний, показано, что в данной схеме наблюдаются колебательные режимы, соответствующие динамике нейронов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 17-12-01008.*

#### Библиографический список

1. Hindmarsh J. L., Rose R. M. A Model of Neuronal Bursting Using Three Coupled First Order Differential Equations // Proceedings of the Royal Society B: Biological Sciences. — 1984. — Vol. 221, no. 1222. — P. 87–102.
2. Pinto R.D. et. al. Synchronous behavior of two coupled electronic neurons // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. P. 2644.

## ЧАСТОТНО-РЕГУЛИРУЕМОЕ СВЕТОПРОПУСКАНИЕ ЯЧЕЙКИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

А.А. Кудрейко

Уфимский государственный нефтяной технический университет

E-mail: [akudreyko@rusoil.net](mailto:akudreyko@rusoil.net)

В задаче рассматривается светопропускание ячейки, где реализуется эффект деформированной спирали геликоида в зависимости от частоты управляющего поля и температуры сегнетоэлектрического жидкого кристалла в фазе смектик С\* (SmC\*) [1]. Геометрия ячейки, в которой наблюдается эффект деформированной спирали геликоида представлена на рисунке (а). При приложении внешнего периодического электрического поля  $E(t) = E_0 \sin \omega t$  к ячейке, происходит раскрутка геликоидальной спирали SmC\*. Динамика термодинамически равновесной конфигурации длинных осей молекул SmC\* (директор) описывается уравнением, которое имеет вид:

$$\gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t} + K \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + P_s E(t) \sin \varphi = 0,$$

где  $\gamma_\varphi$  – коэффициент вращательной вязкости директора,  $K$  – усреднённый модуль упругости,  $P_s$  – величина спонтанной поляризации,  $\varphi$  – угол между осью  $y$  и проекцией директора на плоскость смектического слоя ( $c$ -директор).

Одной из наиболее значимых характеристик жидкокристаллической ячейки является её усреднённое светопропускание [2,3].

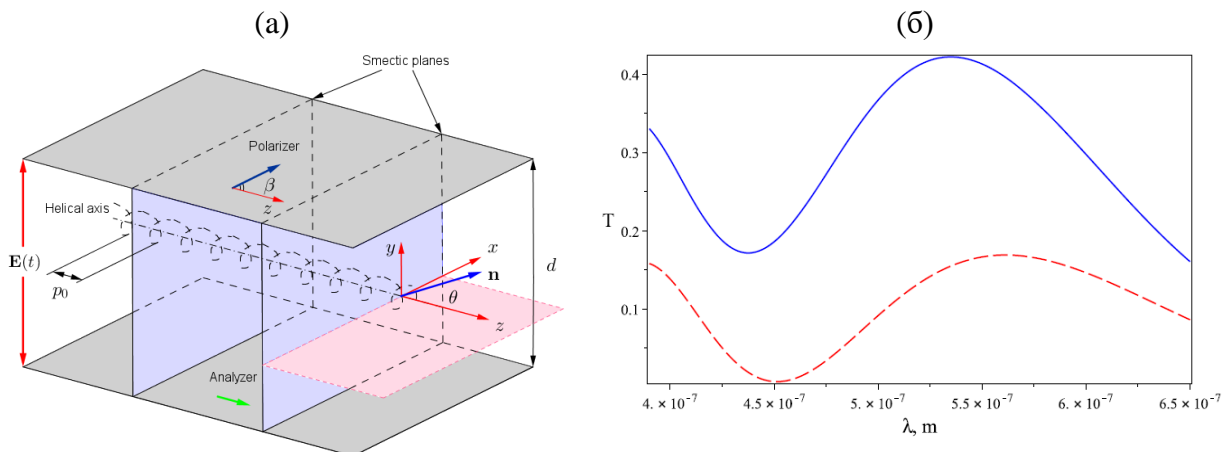
$$T = \left\langle \sin^2 [2(\beta - \alpha)] \sin^2 \left( \frac{\pi d}{\lambda} \Delta n_{eff} \right) \right\rangle, \Delta n_{eff} = \frac{n_{\parallel} n_{\perp}}{\sqrt{n_{\perp}^2 + (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2) \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}} - n_{\perp},$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по длине геликоида и времени,  $\alpha$  – угол между проекцией оптической оси (поля директора) на плоскость поляризатора и нормалью к плоскости смектического слоя и  $\Delta n_{eff}$  – эффективное значение двулучепреломления в эффекте деформированной геликоидальной спирали. Показатели преломления, измеренные вдоль и поперёк оптической оси –  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$ , соответственно, также зависят от длины волны света:  $n_{\parallel, \perp} = a_{\parallel, \perp} + b_{\parallel, \perp} \lambda^{-2}$ .

Ранее синтезированные сегнетоэлектрические жидкие кристаллы способны генерировать с помощью электрически управляемого двулучепреломления четыре цвета – синий, зелёный, жёлтый и красный [2]. Полученная нами модель применима для расчёта светопропускания ячейки, управляемой низкими (1 кГц) и высокими (100 кГц) частотами электрического поля. Расчёты позволили оценить светопропускание ячейки в зависимости от длины волны света (рисунок (б)). Увеличение частоты напряжения показывает, что максимумы и минимумы

кривой светопропускания сдвигаются в область более длинных волн. Уменьшение светопропускания при увеличении частоты электрического поля удалось рассчитать благодаря последовательному решению динамического уравнения, которое описывает азимутальное движение поля директора; двойного интеграла  $T$ , который выражает усреднённое светопропускание.

Подстановка экспериментально известных данных в нашу модель показала, что изменение температуры приводит к незначительному изменению светопропускания ячейки вдоль всего видимого спектра.



(а) Геометрия планарной ячейки, в которой реализуется эффект деформированной спирали геликоида, помещённой между скрещенными поляроидами (угол  $\beta = \pi/2$ ). Переменное электрическое поле частотой  $\omega = 2\pi\nu$  направлено вдоль оси  $y$ . (б) Моделированный спектр светопропускания ячейки (а) при частотах электрического поля 1 кГц (сплошная кривая) и 100 кГц (пунктирная кривая) при постоянных дисперсионной формулы Коши  $a_{\parallel} = 1.67$ ,  $b_{\parallel} = 0.015 \mu\text{m}^2$  и  $a_{\perp} = 1.52$ ,  $b_{\perp} = 0.0078 \mu\text{m}^2$ . Толщина ячейки 5 мкм.

Полученные результаты [1] согласуются с известными моделями ячеек и многими экспериментальными данными. Однако, успешность разработки ячейки, где реализуется эффект деформированной спирали геликоида зависит от подбора сегнетоэлектрических жидких кристаллов, параметры которых слабо зависят от температуры среды.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00043).*

#### Библиографический список

1. Kudreyko A.A., Migranov N.G., Bachurina O.V., Song W. // Eur. Phys. J. E. 2017, Vol. 40, №5.
2. Hegde G., Xu P., Pozhidaev E., Chigrinov V., Kwok H.-S. // Liquid Crystals. 2008, Vol. 35, №. 9, P. 1137–1144.
3. Чилая Г.С., Чигринов В.Г. // Успехи физических наук. 1993, Т. 163, № 10, С. 1.

## ДИНАМИКА НЕАВТОНОМНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА С УПРАВЛЯЕМОЙ ФАЗОЙ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

**В.В. Кузьмина<sup>2</sup>, Е. П. Селезнев<sup>1,2</sup>, Н. В. Станкевич<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>3</sup>Саратовский государственный технический

университет им. Гагарина Ю.А.

e-mail: [infinitum13@mail.ru](mailto:infinitum13@mail.ru)

Во многих системах, в том числе и биологических, наблюдаются колебательные процессы, при которых один объект, входящий в системы воздействует на другой периодическим сигналом, но при изменении условий функционирования, частота воздействия изменяется. Например, в системах передачи информации для обеспечения высокой устойчивости используется так называемая фазовая автоподстройка частоты [1]. Система сердечно-сосудистой регуляции живых организмов при изменении нагрузки увеличивает или уменьшает частоту сердцебиений [2].

Рассмотрим вынужденные колебания линейного осциллятора для случая, когда частота внешнего воздействия линейно зависит от динамической переменной. Изменения частоты воздействия будут приводить к ее отстройке от резонансной частоты осциллятора, а это, в свою очередь, будет влиять на амплитуду вынужденных колебаний. Уравнение вынужденных колебаний осциллятора имеет вид

$$d^2x/dt^2 + 2\alpha dx/dt + \omega_0^2 x = V \sin(2\pi ft + \varphi) \quad (1)$$

где  $x$  – динамическая переменная,  $\alpha$  – коэффициент диссипации,  $\omega_0$  – собственная частота колебаний осциллятора,  $V$  – амплитуда,  $f$  – частота, а  $\varphi$  – фаза внешнего воздействия, соответственно. Предположим, что фаза внешнего воздействия зависит от динамической переменной

$$\varphi = \varphi(x) = \varphi_0 + \varphi_1 x \quad (2)$$

Тогда уравнение (1) принимает вид

$$d^2x/dt^2 + 2\alpha dx/dt + \omega_0^2 x = V \sin(2\pi ft + \varphi_0 + \varphi_1 x) \quad (3)$$

Полагая  $\varphi_0 = 0$ , получим уравнение вида

$$d^2x/dt^2 + 2\alpha dx/dt + \omega_0^2 x = V \sin(2\pi ft + \varphi_1 x) \quad (4)$$

В безразмерном времени уравнение (4) будет иметь вид

$$d^2x/d\tau^2 + 2\alpha dx/d\tau + x = V \sin(p\tau + k_1 x) \quad (5)$$

где  $\tau = \omega_0 t$  – безразмерное время, а  $p = 2\pi f / \omega_0$  – нормированная частота внешнего воздействия. Таким образом, за счет управления фазой воздействия линейное уравнение, описывающее вынужденные колебания линейного осциллятора, преобразуется в нелинейное с нелинейностью типа  $\sin(kx)$ . Как следствие, в такой системе возможно появление сложных периодических и хаотических колебаний [3-11].

На рис. 1а представлены карты режимов колебаний системы (5) на плоскости параметров  $(k, p)$  при значении амплитуды воздействия  $V=1$ . Различными оттенками серого света обозначены области периодических и хаотических колебаний. В динамике системы наблюдается последовательность бифуркаций удвоения периода, завершающаяся переходом к хаосу. В области существования хаоса наблюдается его развитие, связанное с уменьшением связности хаотического аттрактора, чередуемое с появлением зон периодических колебаний. В целом структура плоскости управляющих параметров (рис. 1а) во многом напоминает аналогичную для неавтономного нелинейного осциллятора [7-11], здесь можно выделить отдельные зоны сложного поведения, связанные с так называемыми резонансами на высших гармониках. На рис. 1б представлены карты режимов колебаний системы (5) на плоскости параметров  $(k, p)$  при  $V=10$ . При амплитуде воздействия  $V < 2$  и  $k < 2$  область сложных колебаний ограничена значением частоты воздействия близким к удвоенной резонансной частоте (рис. 1а), что характерно для структуры пространства управляющих параметров неавтономного нелинейного осциллятора [3-11]. Увеличение амплитуды внешнего воздействия приводит к расширению областей существования сложных режимов колебаний, теперь эти области не ограничены удвоенной частотой внешнего воздействия, а также появлению в области существования хаоса новых зон периодических колебаний. Появление зон периодических режимов в области существования хаоса носит жесткий характер. При этом в динамике системы появляются режимы колебаний, соответствующие так называемой динамике нелинейного осциллятора с «многоямной» потенциальной функцией, в частности, подобная динамика наблюдается в обобщенном уравнении Дуффинга [3-7].

На рис. 1в представлена карты динамических режимов на плоскости параметров  $(V, k)$  при значении параметра  $p=1$ . С ростом параметров  $V$  и  $k$  в поведении исследуемой системы наблюдается переход к хаосу через последовательность удвоений периода колебаний, в области хаоса жестким образом формируются новые области периодических колебаний, переход от которых к хаосу также происходит через последовательность бифуркаций удвоения периода.

Таким образом, введение линейной зависимости фазы внешнего воздействия от динамической переменной в неавтономном линейном осцилляторе приводит формированию в динамике системы иерархии периодических и хаотических колебаний. В случае «слабой перестройки фазы», при  $V < 2$  и  $k < 2$  область существования сложных колебаний ограничена по частоте внешнего воздействия значением примерно равным удвоенной резонансной частоте, характерным для динамики нелинейного неавтономного осциллятора. Увеличение амплитуды внешнего воздействия приводит к расширению областей существования сложных режимов колебаний, теперь эти области не ограничены удвоенной частотой внешнего воздействия, а также появлению в области существования хаоса новых зон периодических колебаний. При этом в динамике системы появляются режимы колебаний, соответствующие так называемой динамике нелинейного осциллятора с периодическим потенциалом.

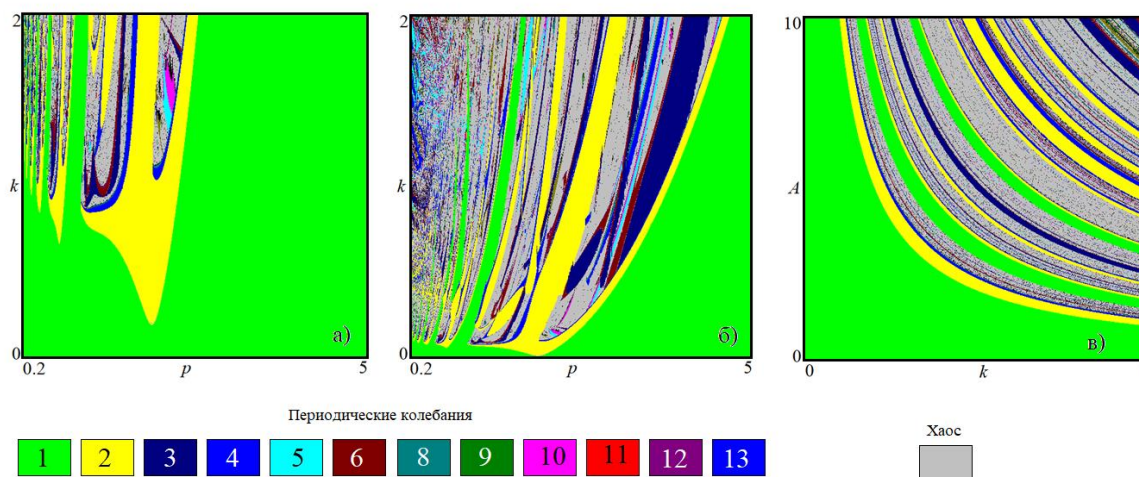


Рис.1. Карты режимов колебаний системы (5): а) на плоскости параметров  $(k, p)$  при  $V=1$ , б) на плоскости параметров  $(k, p)$  при  $V=10$ , в) на плоскости параметров  $(k, A)$  при  $p=1$ .

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 17-12-01008.*

#### Библиографический список

1. Шалфеев В.Д., Матросов В.В. Нелинейная динамика систем фазовой синхронизации: Монография. - Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2013. - 336 с.
2. Гайтон А.К. Медицинская физиология / А.К. Гайтон, Дж.Э. Холл / Пер. с англ.; Под ред. В.И. Кобрин. — М.: Логосфера, 2008. — 1296 с.: ил. :21,1 см. — ISBN 978-5-98657-013-6.
3. Holmes P. A nonlinear oscillator with strange attractor. // *Phylos. Trans.* – 1979. – Vol.292. – P.419–448.
4. Humieres D.D., Beasley M.R., Huberman B.A., Libhaber A. Chaotic states and rout to chaos in forced pendulum. // *Phys. Rev. A.* – 1982. – Vol.26, № 6. – P.3484–3496.
5. Holmes P., Whitley D. On attracting set of Duffing`s equation. // *Physica.* – 1983. – Vol.7D. – P.111–123.
6. Sato S., Sano M., Sawada Y. Universal scaling property in bifurcation structure of Duffing's and generalized Duffing's equation. // *Phys. Rev. A.* – 1983. – Vol.28, №3. – P. 1654–1658.
7. Englisch V., Lauterborn W. Regular window structure of a double–well Duffing's oscillator.// *Phys. Rev. A.* – 1991. – Vol. 44, №2. – P.916–924.
8. Астахов В.В., Безручко Б.П., Селезнев Е.П. Исследование динамики нелинейного колебательного контура при гармоническом воздействии. // *Радиотехника и электроника.* – 1987. – Т.32, №12. – С.2558–2566.
9. Безручко Б.П., Селезнев Е.П. Сложная динамика возбуждаемого осциллятора с кусочно-линейной характеристикой. // *Письма в ЖТФ.* 1994. Т.20, в.19. С.75-79.
10. Bezruchko V.P., Prokhorov M.D., Seleznev R.P. Multiparameter model of a dissipative nonlinear oscillator in the form of one-dimensional map. // *Chaos, Solitons, Fractals.* 1995. Vol.5, №11. P.2095-2107.
11. Селезнев Е.П., Захаревич А.М. Структура пространства управляющих параметров неавтономного кусочно–линейного осциллятора. // *ЖТФ.* 2006. Т. 76, вып. 4. с.133-135.



## ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО, ПСЕВДОГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО И КВАЗИГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА

С. П. Кузнецов

Саратовский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: spkuz@yandex.ru

С точки зрения возможных приложений хаоса, важно, чтобы он был робастным, т.е. не разрушался и не трансформировался в режимы регулярной, например, периодической динамики при малом возмущении параметров системы. В системах, где оператор эволюции задан гладкими функциями, такой хаос реализуется для *равномерно гиперболических* аттракторов (Смейла-Вильямса, Плыкина), обладающих строго доказанным свойством грубости [1], и для *псевдогиперболических* аттракторов (аттрактор Лоренца, «дикие» аттракторы), удовлетворяющих условиям, сформулированным Шильниковым и Тураевым [2]. Поскольку условия псевдогиперболическости в математическом смысле слабее, чем для равномерной гиперболическости, найти или сконструировать системы с такими аттракторами проще, чем с равномерно гиперболическими аттракторами. С другой стороны, робастный хаос оказывается часто достижимым, если при задании уравнений допустить использование негладких или разрывных функций, как в случае аттрактора Лози в отображении, заданном кусочно-линейной функцией, и аттрактора Белых, введенного в контексте систем фазовой автоподстройки [3] (квазигиперболическость).

В лекции рассматриваются примеры, допускающие реализацию на основе электронных схем, которые представляются имеющими перспективу использования в качестве генераторов робастного хаоса.

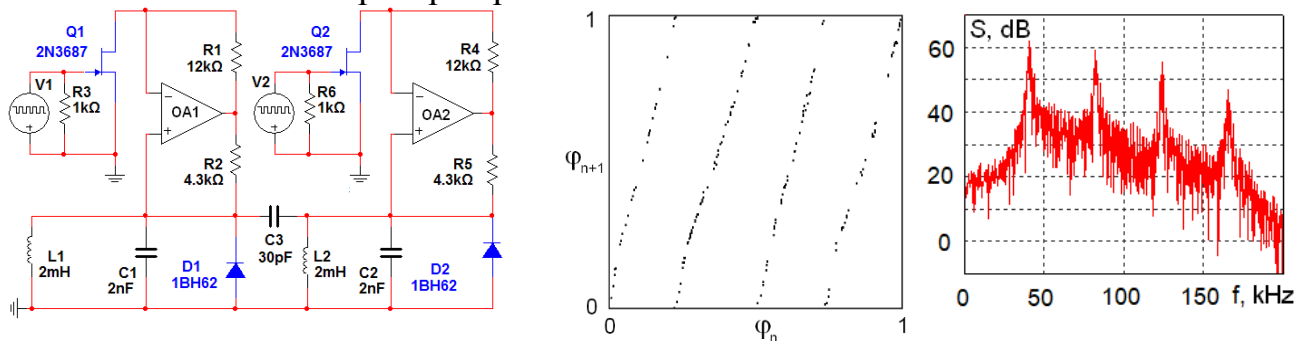


Рис.1. Система связанных автоколебательных элементов, реализующая гиперболический хаос, диаграмма, иллюстрирующая трансформацию фаз на последовательных стадиях активности, и спектр колебаний, полученные при моделировании в среде Multisim. Источники V1 и V2 выдают управляющие напряжения периода 1 мс, сдвинутые друг относительно друга на полпериода, причем для каждого из них напряжение остается нулевым на полупериоде, после чего за четверть периода убывает по линейному закону до -3 В, и затем возвращается к исходному нулевому уровню.

На рис. 1 показана схема, реализующая равномерно гиперболический хаос, на основе двух одинаковых автоколебательных элементов. Величина отрицательного сопротивления, вносимого в колебательные контуры, зависит от мгновенного сопротивления сток – исток полевых транзисторов. Подаваемое на затворы управляющее напряжение нулевое на протяжении части периода модуляции (при этом осциллятор активен), а на остальной части меньше нуля (колебания

подавляются). Параметры элементов отрицательного сопротивления подобраны так, что нулевое напряжение отвечает установлению релаксационных колебаний с частотой вдвое меньшей собственной частоты контура. В каждый контур включен диод, что обеспечивает ограничение уровня колебаний и наличие второй гармоники. Когда наступает очередная стадия активности осциллятора, развитие колебаний, начиная от малой амплитуды, стимулируется за счет второй гармоники колебаний осциллятора-партнера. Каждая передача возбуждения сопровождается удвоением фазы (см. центральную диаграмму), что при наличии сжатия по остальным направлениям в пространстве состояний отвечает аттрактору Смейла – Вильямса в отображении за период модуляции.

На рис.2 показана схема, реализующая псевдогиперболический аттрактор типа Лоренца, которая описывается системой уравнений с запаздыванием

$$\dot{y} = -y(t) + (r - z(t))y(t - \tau), \quad \dot{z} = -bz(t) + y(t)y(t - \tau),$$

где  $b = 2$ ,  $r = 14$ ,  $\tau = 0.1$ . Переменная  $y$  пропорциональна напряжению  $U$ , а переменная  $z$  напряжению  $V$ . На рисунке показан также портрет аттрактора в проекции из бесконечномерного фазового пространства системы с запаздыванием на плоскость, график зависимости показателя Ляпунова от параметра, дополненный графиками отображений для последовательных максимумов переменной  $z$ , а также спектры мощности сигналов  $U$  и  $V$ .

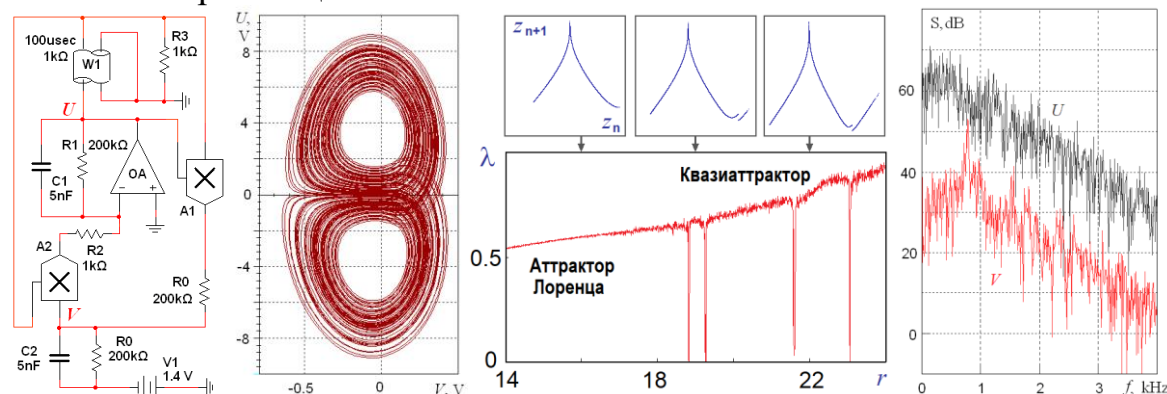


Рис. 2. Схема электронного устройства, описываемого уравнениями (2), где A1 и A2 – аналоговые умножители с коэффициентом передачи  $\kappa = 0.1 \text{ В}^{-1}$ , W1 – линия задержки с волновым сопротивлением 1 кОм и запаздыванием  $T=100$  мкс; график зависимости показателя Ляпунова системы (2) от параметра  $r$  при  $b=2$ ,  $\tau=0.1$ ; спектры напряжений  $U$  и  $V$ .

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00135 (конструирование схем) и гранта РНФ №17-12-01008 (получение модельных уравнений и численные расчеты).*

#### Библиографический список

1. Синай Я. Г. Стохастичность динамических систем // Нелинейные волны, ред. Гапонов–Грехов А.В. М.: Наука, 1979. С. 192-212.
2. Тураев Д. В., Шильников Л. П. Пример дикого странного аттрактора. Математический сборник, 1998. **189**, № 2. С. 137-160.
3. Кузнецов С.П. Аттрактор Белых в отображении Заславского и его трансформация при сглаживании. Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2018, **26**, № 1. С. 64–79.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНДЕНСАЦИИ И МОЩНОСТИ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК ИТО.

**С.В. Кузнецова, П. Н. Крылов, И. В. Федотова, Р. М. Закирова**

*Удмуртский государственный университет, Ижевск*

*E-mail: sofia259@mail.ru*

Оксид индия-олова – является смесью оксида индия и оксида олова, обычно в соотношении 90 %  $\text{In}_2\text{O}_3$  и 10 %  $\text{SnO}_2$  по массе. [1] Представляет собой полупроводниковый материал n-типа, прозрачен для видимого света, благодаря большой ширине запрещённой зоны ( $< 3\text{эВ}$ ), но способен отражать инфракрасное излучение.

Данные оксиды сочетают высокую оптическую прозрачность и высокую электрическую проводимость. С их помощью возможно создание просветляющих покрытий, предназначенные для увеличения спектрального диапазона и уменьшения остаточного отражения.

Оксид индия-олова наносят различными методами, в зависимости от нужной прозрачности и материала подложки. Но одним из наиболее перспективных методов получения оксидных плёнок является реактивное магнетронное и ВЧ магнетронное напыление, так как метод превосходит по своей управляемости, высокой скорости осаждения и пленки, полученной этим способом, показывает хорошую однородность на большой площади.

Данные оксиды применяются в различных приборах: солнечных элементах, тонкоплёночных транзисторах, электролюминесцентных излучателях, в качестве различных электронных и оптических покрытий, стойких к истиранию и коррозии; газовых датчиках; а также при изготовлении жидкокристаллических, электролюминесцентных и плазменных дисплеев, сенсорных экранов. [2]

Оптические свойства тонких плёнок ИТО получены с помощью спектров пропускания (рис.1), полученных с помощью спектрофотометра СФ-56.

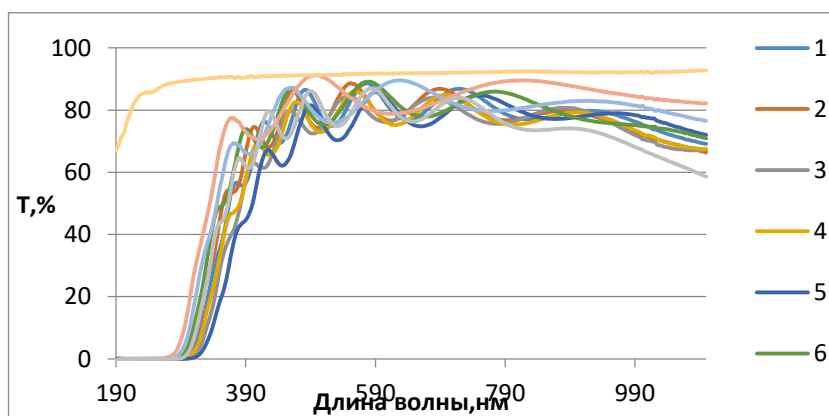


Рис.1 Спектры пропускания плёнок ИТО. Образцы полученные при температуре конденсации :1-300 °С, 2- 350 °С, 3- 200 °С, 4-250 °С, 5- 150 °С. Образцы полученные при мощности разряда: 1- 180 Вт, 6- 140 Вт, 7- 102 Вт, 8- 28 Вт, 9- 68 Вт, 10- чистая кварцевая подложка.

Для определения оптических свойств плёнок ИТО использовались следующие формулы:

$$n(\lambda) = \left[ \frac{2n_s(T_M(\lambda) - T_m(\lambda))}{T_M(\lambda)T_m(\lambda)} + \frac{n_s^2 + 1}{2} + \sqrt{\left( \frac{2n_s(T_M(\lambda) - T_m(\lambda))}{T_M(\lambda)T_m(\lambda)} \right)^2 + n_s^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

где  $T_m$  и  $T_M$  – коэффициенты пропускания плёнок соответствующие минимумам и максимумам на спектрах пропускания,  $n_s$  – показатель преломления кварцевой подложки, который определяется по формуле [3]:

$$n_s(\lambda) = \frac{1}{T_s(\lambda)} + \sqrt{\frac{1}{T_s^2(\lambda)} - 1}$$

где  $T_s$  – коэффициент пропускания подложки.

$$d(\lambda) = \frac{A\lambda_1\lambda_2}{2(n(\lambda_1)\lambda_2 - n(\lambda_2)\lambda_1)}$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – длины волн, у которых  $A = \frac{1}{2}$  для соседних экстремумов противоположного типа (max-min, min-max) и  $A = 1$  для двух соседних экстремумов одного типа (min-min, max-max). [3]

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{T(1 - T_s)^2}{-2T_s + \sqrt{4T_s^2 + T^2(1 - T_s^2)^2}} \right]$$

где  $d$  – толщина плёнки,  $T$  – коэффициент пропускания плёнки,  $T_s$  – коэффициент пропускания кварцевой подложки. [4]

$$k(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)\lambda}{4\pi}$$

где  $\alpha(\lambda)$  – коэффициент поглощения,  $\lambda$  – длина волны. [4]

Коэффициенты поглощения тонких плёнок ИТО в области края собственного поглощения хорошо описывается выражением [3]:

$$\alpha h\nu \sim A(h\nu - E_g)^Y$$

где  $Y=0,5$  для прямозонного проводника и  $Y=2$  для не прямозонного проводника и где  $A$  – константа,  $h\nu$  – энергия кванта света,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны. Экстраполяцией линейных участков соответствующих кривых зависимостей  $(\alpha h\nu)^2 = f(h\nu)$  до пересечения с осью энергий  $h\nu$  определены значения ширины запрещенной зоны тонких пленок (рис.2.)

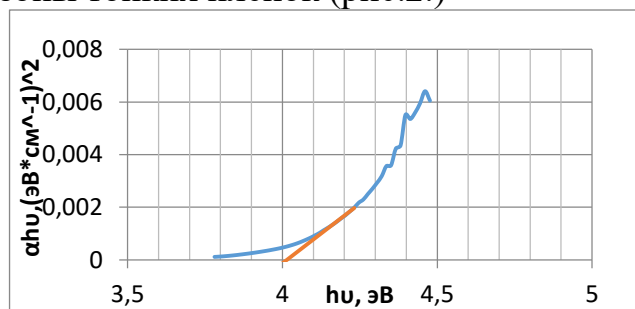


Рис.2 Определение ширины запрещенной зоны с помощью экстраполяции кривой.

Результаты полученных оптических свойств плёнок ИТО приведены в таблице 1.

Таблица 1.

№	n	k	d, нм	d, нм МИИ-4	Eg, эВ	T, C°	N, Вт
26	2,229501	0,291337	576,47	540	3,94	300	180
27	2,2562	0,2978	516,83	540	4,02	350	180
28	2,1859	0,299	548,8	540	3,75	200	180
29	2,1965	0,2998	537,19	540	3,84	250	180
30	2,2476	0,2632	578,1	540	3,69	150	180
31	2,1815	0,0805	533,38	405	3,97	360	140
32	2,19709	0,2996	403,7	340	3,93	350	102
33	2,1622	0,2259	433,3	220	3,96	351	28
34	2,2326	0,3087	587,4	540	3,96	352	68

#### Библиографический список

1. Обзор рынка ИТО и материалов для их производства в мире //ООО Инфомайн. Москва. 2014. 107 с.
2. Семикина Т.В., Комащенко В.Н., Шмырева Л.Н. Оксидная электроника как одно из направлений прозрачной электроники // Электроника и связь. - 2010. - №3. - с. 20-28.
3. Брус В.В. Оптические свойства тонких пленок TiO<sub>2</sub> – MnO<sub>2</sub>, изготовленных по методу электронно-лучевого испарения//ЖТФ.2012 Т. 82. В. 8. С.110 – 113.
4. Замчий А. О. Синтез кремнийсодержащих структур методом газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой. Дисс. к.ф.-м.н. Новосибирск. 2015. 75 с.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА И ОСТЫВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

В. Е. Куклина<sup>1</sup>, А. А. Бурцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,

<sup>2</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»

E-mail: vip.kisalera@mail.ru

В качестве модельного процесса нагревания рассмотрен процесс теплообмена в металлической пластине и показано, что при разных параметрах лазерного излучения имеет место явление термодиффузии, как при, так и без плавления материала, что соответствует условиям для создания различных наноструктур и модификации поверхности стали. Модель нагрева была реализована с использованием среды Matlab. Применялись сторонние библиотечные функции, реализованные в Matlab Laser Toolbox. Посредством встроенной функции генерировался гауссов лазерный пучок, заданного диаметра и мощности для поверхности, заданной координатами [1].

По предложенной модели были проведены расчеты для стальной пластины (марка AISI 304) в случае воздействия лазерного пучка диаметром  $d=1,6$  мм и длиной волны падающего излучения  $\lambda=1,06$  мкм для установки точечной сварки с параметрами, соответствующими применяемым в экспериментах. Источник излучения был приложен к центру расчетной области. Начальная температура пластины выбиралась величиной в 300 К.

Для заданного импульса ( $E=10$  Дж,  $t=16$  мс) результат моделирования показывает достижение в периферийной области температуры плавления (1200 К). Ближе к центру значение температуры возрастает на порядок, что предсказывает высокотемпературную лазерную абляцию.

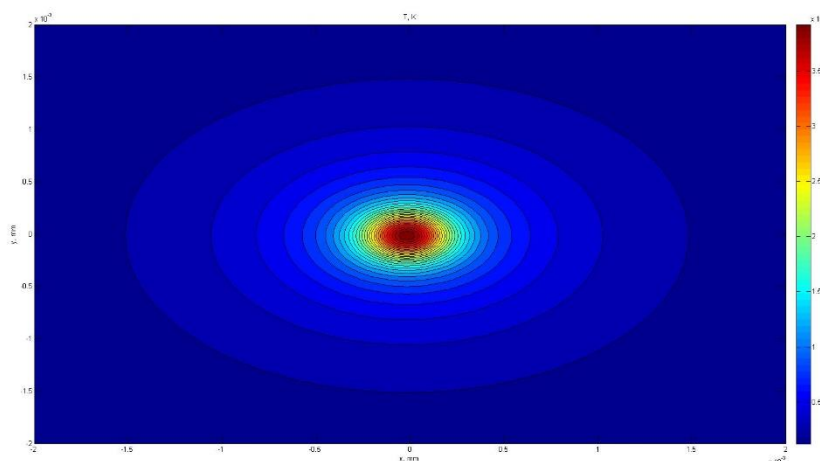


Рис.1. Поле температуры для импульса на установке сварки.

Численная модель остывания была реализована в коммерческом вычислительном пакете Comsol MultiPhysics, предназначенном для решения физических

и инженерных задач. Нестационарное уравнение теплопроводности для поставленной краевой задачи рассчитывалось методом конечных элементов [2]. С учетом принятых допущений уравнение теплопроводности может быть сведено к тепловому уравнению модели двухфазной зоны. Две краевые зоны со значениями температур 1200 К и 1600 К остывают до температуры 300 К. Шаг по времени определяет характерное время распространения теплового поля и зависит от коэффициента температуропроводности, если теплоперенос осуществляется по механизму диффузии (т.е. теплопроводности), как это происходит в твердых телах.

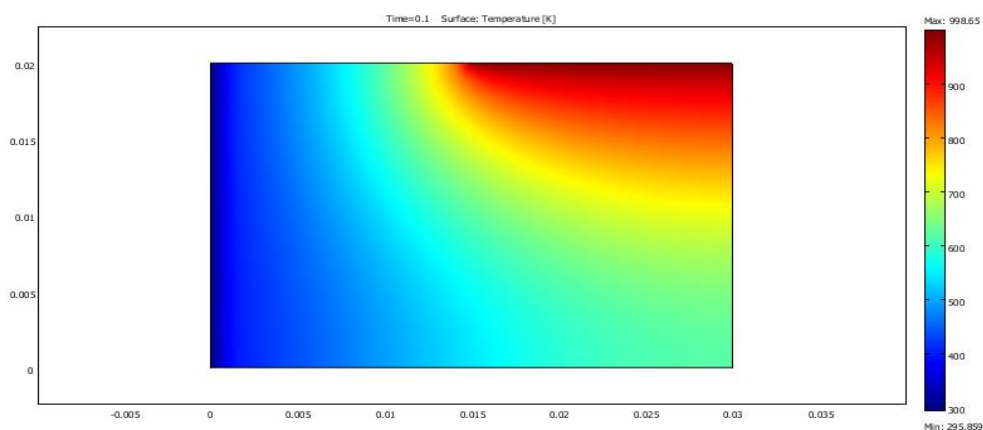


Рис.2. Модель остывания в среде COMSOL Multiphysics.

При анализе экспериментальных результатов и их сравнения с результатами моделирования, было выяснено, что при наличии градиентов температуры при импульсе на поверхности стали образуются сложные кристаллические образования (дендриты) [3]. Моделирование поля температур и анализ экспериментальных данных позволяют сделать вывод, что области с высокой скоростью роста дендритных кристаллов, соответствующие низким степеням переохлаждения, совпадают с градиентами энергии лазерного импульса [4].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.

#### Библиографический список

1. Куклина В.Е., Бурцев А.А. // Тезисы доклада XII Всероссийской конференции «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2017. – с. 136-138.
2. Егоров В.И. Применение ЭВМ для решения задач теплопроводности. Учебное пособие. – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2006. - 77 с.
3. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. – 2016. – V. 86. – №.1. – с.110-115.
4. Харанжевский Е. В., Кривилёв М.Д., Галенко П.К. Физика лазеров, лазерные технологии и методы математического моделирования лазерного воздействия на вещество. Учебное пособие. Ижевск: Изд-во «Удмуртский университет», 2011. 187 с.

## КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА В АНСАМБЛЯХ СИСТЕМ С ЗАДЕРЖКОЙ С АДАПТИВНЫМИ СВЯЗЯМИ

Д.Д. Кульминский, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: kulminskydd@gmail.com*

В последнее время большое внимание привлекает задача исследования колебательных режимов типа «химера», при которых в ансамбле идентичных осцилляторов сосуществуют кластеры с синхронным и асинхронным поведением элементов. Время переходного процесса, в течение которого происходит переход ансамбля от асинхронного состояния к состоянию типа «химера», может быть достаточно длительным. В [1, 2] нами были исследованы различные колебательные режимы в ансамбле генераторов с запаздыванием, связанных через общее поле, и показано существование синхронных режимов, асинхронных и режимов типа «химера». Оценка времени переходного процесса показывает, что для возникновения из асинхронного режима состояния типа «химера» требуется порядка 5000 характерных периодов колебаний, после чего колебания в различных осцилляторах синхронного кластера становятся достаточно близкими (отличие не более 1%).

В данной работе для уменьшения времени возникновения состояния типа «химера» в ансамбле генераторов с запаздыванием предложено использовать адаптивную подстройку параметров обратной связи в общем поле. Основная идея нашего подхода проиллюстрирована на рис. 1. Цифрами 1-8 обозначены отдельные автогенераторы. Начальные условия заданы таким образом, что генераторы 1-4 демонстрируют колебания на основной моде, а генераторы 5-8 совершают колебания, основная частота которых в 3 раза больше. Выходные сигналы всех генераторов суммируются при помощи сумматора  $\Sigma_1$  и масштабируются коэффициентом обратной связи  $k$ . Полученный таким образом сигнал проходит через линию задержки ЛЗ, имеющую время запаздывания  $\tau$ , и подается на каждый из генераторов в качестве внешнего воздействия.

При  $\tau=19$  в ансамбле наблюдается состояние типа «химера», в котором генераторы 1-4 низкочастотного кластера синхронны, а генераторы 5-8 высокочастотного кластера асинхронны. Поскольку для возникновения такого состояния требуется длительное время, для его уменьшения мы добавили в схему второй сумматор  $\Sigma_2$ , суммирующий сигналы только генераторов 5-8 (рис. 1). С выхода  $\Sigma_2$  сигнал поступает на фильтр высоких частот (ФВЧ), затем возводится в квадрат ( $x^2$ ), проходит через фильтр низких частот (ФНЧ) и подается на вход компаратора С. На второй вход компаратора подается постоянное пороговое значение  $M$ . Выход компаратора управляет переключением ключа S.



Сигнал на выходе ФНЧ фактически отражает дисперсию суммы сигналов генераторов 5-8. Если генераторы 5-8 колеблются асинхронно, то амплитуда сигнала на выходе ФНЧ будет малой. Если же колебания генераторов 5-8 синхронны, то сигнал на выходе ФНЧ будет большой. Когда сигнал на выходе ФНЧ больше порога, то есть, генераторы 5-8 начинают синхронизовываться между собой, компаратор переключает ключ  $S$  в нижнее положение. При этом сигнал общего поля проходит через линию задержки, что приводит к рассинхронизации генераторов 5-8. Когда же сигнал на выходе ФНЧ меньше порога (генераторы 5-8 колеблются асинхронно), компаратор переключает ключ  $S$  в верхнее положение, что уменьшает время синхронизации генераторов 1-4. Далее, когда синхронизация генераторов 5-8 немного увеличится, ключ  $S$  снова переключается в верхнее положение, и процесс повторится.

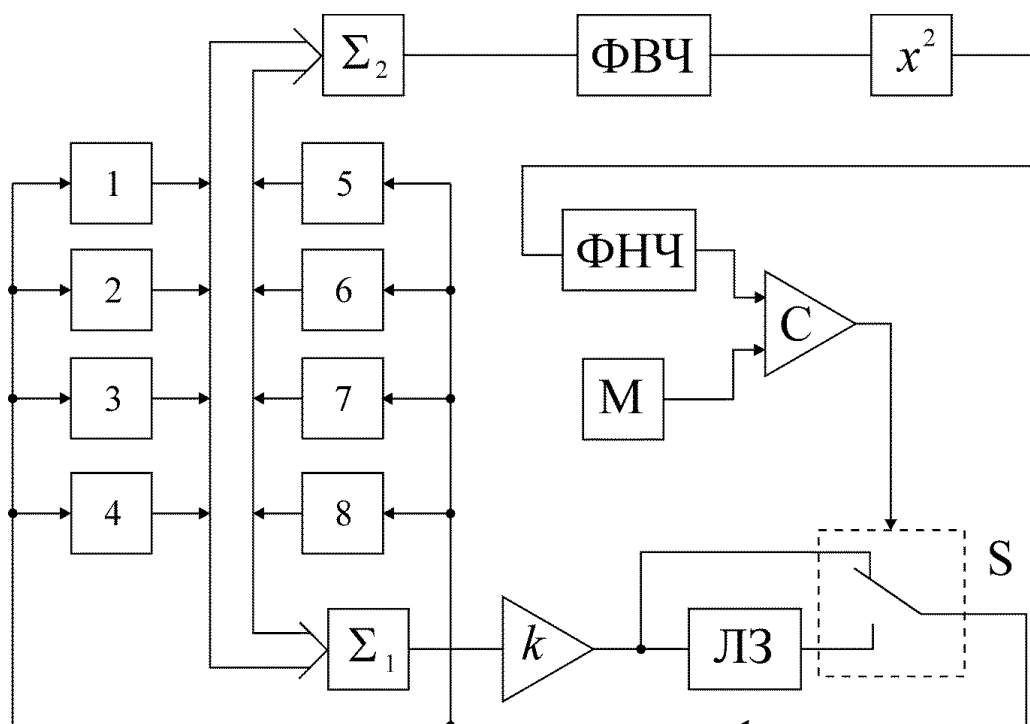


Рис. 1. Блок-схема, иллюстрирующая адаптивную подстройку общего поля в ансамбле из 8 связанных автогенераторов с запаздыванием.

Показано, что благодаря таким переключениям, переходной процесс от асинхронного состояния ансамбля к состоянию типа «химера», в котором колебания генераторов в синхронном кластере отличаются не более, чем на 1%, удастся сократить по меньшей мере в два раза.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00091.*

#### Библиографический список

1. Пономаренко В.И., Кульминский Д.Д., Караваев А.С., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ, 2017. Т. 43. В. 6. С. 64-71.
2. Ponomarenko V.I., Kulminskiy D.D., Prokhorov M.D. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. 022209.

## УПРАВЛЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ РЕЖИМАМИ В АНСАМБЛЕ БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ, СВЯЗАННЫХ ЧЕРЕЗ ОБЩЕЕ ПОЛЕ

Д.Д. Кульминский, Е.И. Боровкова, А.С. Караваяев

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН  
E-mail: kulminskydd@gmail.com*

Коллективная динамика ансамблей осцилляторов активно исследуется в течение нескольких десятилетий как численно, так и экспериментально [1]. Нами недавно было обнаружено существование устойчивых состояний типа «химера» в ансамблях генераторов с запаздыванием, связанных через общее поле [2, 3]. Было показано, что в ансамбле генераторов первого порядка с запаздыванием, имеющих кубическую нелинейную функцию, возможно наличие двух кластеров с различными базовыми частотами колебаний, которые определяются начальными условиями и параметрами нелинейной функции. В зависимости от параметров, отвечающих за инерционные и запаздывающие свойства общего поля, в ансамбле могут существовать 4 вида принципиально отличающихся режимов, в которых:

- в обоих кластерах наблюдаются синхронные колебания генераторов;
- в кластере с низкочастотными генераторами все элементы колеблются синхронно, а в кластере с высокочастотными генераторами колебания элементов асинхронны (химера №1);
- в кластере с высокочастотными генераторами все элементы колеблются синхронно, а в кластере с низкочастотными генераторами колебания элементов асинхронны (химера №2);
- в обоих кластерах колебания генераторов асинхронны.

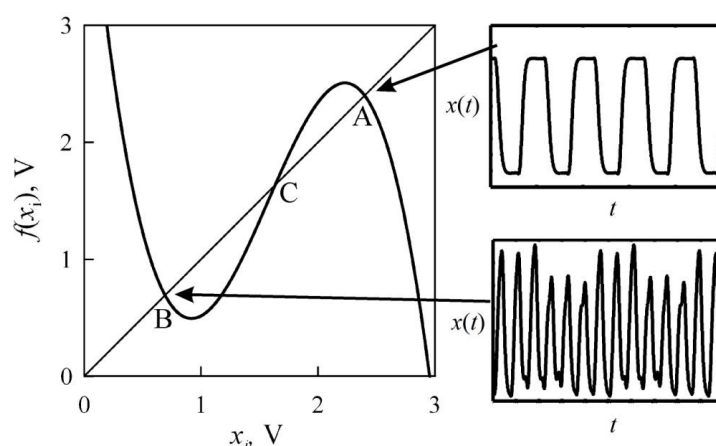


Рис. 1. Вид нелинейной функции генератора с запаздыванием при  $a = 1.5$ ,  $b = 2.3$ ,  $c = 1.78$  и  $d = 1.57$ . На выносках справа показаны временные реализации колебаний при соответствующих начальных условиях.

На рис. 1 представлен график кубической нелинейной функции  $f(x) = a + b(x-d) - c(x-d)^3$  генераторов с запаздыванием, глобально связанных между собой через общие поле. В данной работе исследованы колебательные режимы в ансамбле из 8 идентичных бистабильных автогенераторов с запаздыванием при вариации параметров нелинейной функции.

Нами показано, что увеличение параметра  $b$  увеличивает размах нелинейной функции и приводит к увеличению наклона как в точке А, так и в точке В, рис. 1. Фактически это означает, что для периодических режимов происходит переход к хаосу через последовательность удвоений периода колебаний с последующим развитием хаотического режима. Увеличение параметра  $c$  приводит к обратному эффекту. Параметр  $a$  отвечает за смещение нелинейной функции по оси ординат и его увеличение приводит к увеличению наклона функции в точке А и к уменьшению наклона в точке В. Параметр  $d$  отвечает за смещение функции по оси абсцисс и его изменение приводит к аналогичным изменениям наклона функции в точках А и В.

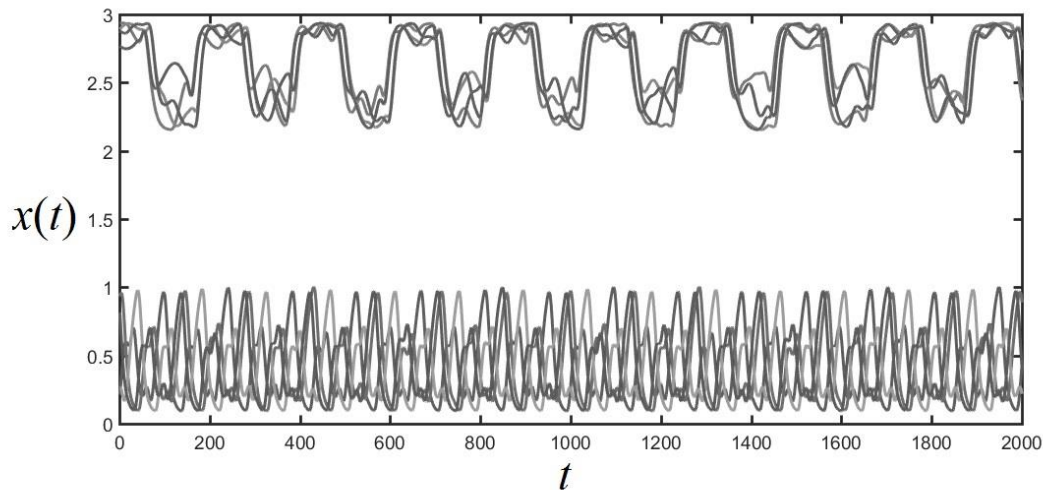


Рис. 2. Временные ряды ансамбля из 8 автогенераторов в режиме «химера» с хаотическим поведением в обоих кластерах.

На рис. 2 представлен режим типа «химера», в котором генераторы обоих кластеров совершают хаотические колебания, причем низкочастотные генераторы находятся в режиме фазовой синхронизации, а высокочастотные генераторы колеблются асинхронно.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00091.*

#### Библиографический список

1. *Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. 144103.
2. *Пономаренко В.И., Кульминский Д.Д., Караваев А.С., Прохоров М.Д.* // Письма в ЖТФ, 2017. Т. 43. В. 6. С. 64-71.
3. *Ponomarenko V.I., Kulminskiy D.D., Prokhorov M.D.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. 022209.

## КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА БИСТАБИЛЬНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ, СВЯЗАННЫХ ЧЕРЕЗ ОБЩЕЕ ПОЛЕ, ИМЕЮЩЕЕ ОДНОВРЕМЕННО ЗАДЕРЖКУ И ИНЕРЦИОННОСТЬ

Д.Д. Кульминский, А.С. Караваев, М.Д. Прохоров

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН  
E-mail: kulminskydd@gmail.com*

В [1, 2] нами была исследована коллективная динамика восьми идентичных бистабильных генераторов с запаздыванием, глобально связанных между собой через общее поле. Задание начальных условий в генераторах определяет разбиение связанного ансамбля на два кластера, в одном из которых генераторы совершают колебания на основной моде, а в другом кластере – на третьей гармонике основной моды. Было исследовано влияние фильтра низких частот, участвующего в формировании сигнала общего поля, на коллективную динамику связанных генераторов [1, 2]. Кроме того, было показано влияние запаздывания в общем поле на различные режимы колебаний.

В данной работе проведено исследование одновременного влияния инерционных свойств и запаздывания общего поля на коллективную динамику элементов ансамбля. Каждый из генераторов описывается уравнением вида:

$$\varepsilon \dot{x}_i(t) = -x_i(t) + f(x_i(t - \tau) + kG(t - \tau)), \quad (1)$$

где  $i = 1, \dots, N$ ,  $N$  — число элементов в ансамбле,  $\varepsilon$  — параметр инерционности,  $f$  — кубическая нелинейная функция,  $\tau$  — время запаздывания,  $k$  — коэффициент связи,  $G(t)$  — общее поле, которое описывается уравнением вида:

$$\gamma^2 \ddot{G}(t) + 2\gamma \dot{G}(t) + G(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t - \tau_m), \quad (2)$$

где  $\gamma$  — параметры фильтра в общем поле,  $\tau_m$  — время задержки в общем поле.

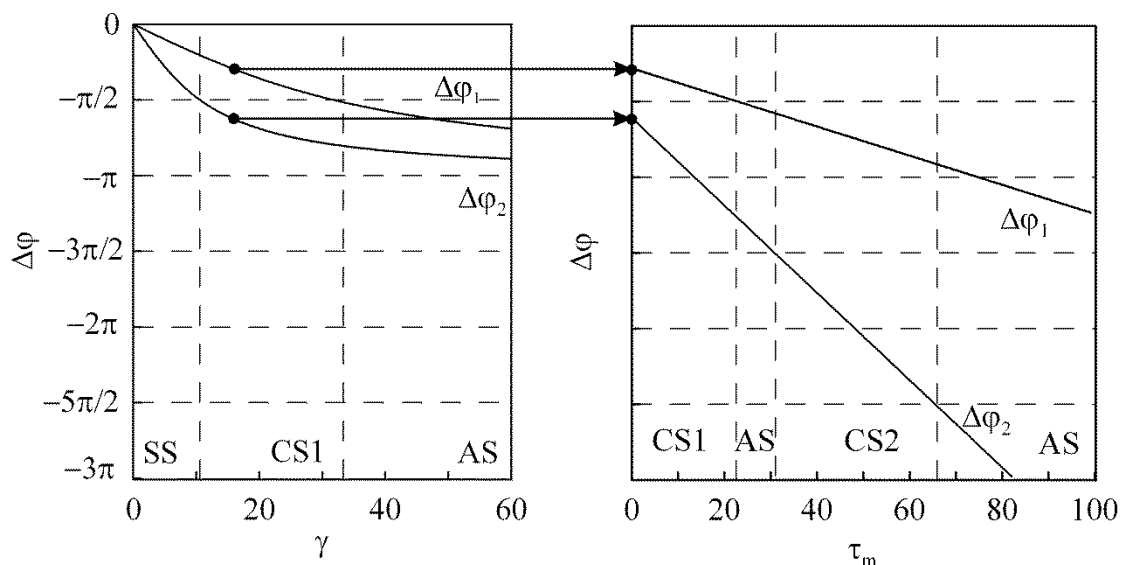


Рис. 1. Зависимости  $\Delta\varphi_1(\gamma)$  и  $\Delta\varphi_2(\gamma)$  при  $\tau_m = 0$  (слева) и  $\Delta\varphi_1(\tau_m)$  и  $\Delta\varphi_2(\tau_m)$  при  $\gamma = 15$  (справа) SS — области с синхронным поведением генераторов внутри кластеров.

AS — области с несинхронным поведением генераторов внутри кластеров. CS1 и CS2 — области существования состояний «химера».

Параметры и начальные условия бистабильных генераторов выбраны таким образом, что в ансамбле имеется два кластера, в одном из которых генераторы совершают периодические колебания на основной моде с частотой вблизи  $\nu_1 = 1/2\tau$ , а в другом кластере генераторы совершают хаотические колебания на третьей гармонике основной моды с основной частотой вблизи  $\nu_2 = 3\nu_1$ . Поведение элементов внутри каждого кластера определяется величиной фазового сдвига  $\Delta\varphi$  сигнала общего поля  $G(t)$  относительно  $x_i(t)$ . На рис. 1 и рис. 2 представлены зависимости фазовых сдвигов  $\Delta\varphi_1$  и  $\Delta\varphi_2$  (для генераторов, совершающих колебания на частотах вблизи  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , соответственно) от параметров общего поля  $\gamma$  и  $\tau_m$ . В области CS1 генераторы демонстрируют синхронное поведение в первом кластере и несинхронное во втором. В области CS2 имеет место противоположная ситуация. Таким образом, в ансамбле могут существовать два различных состояния «химера».

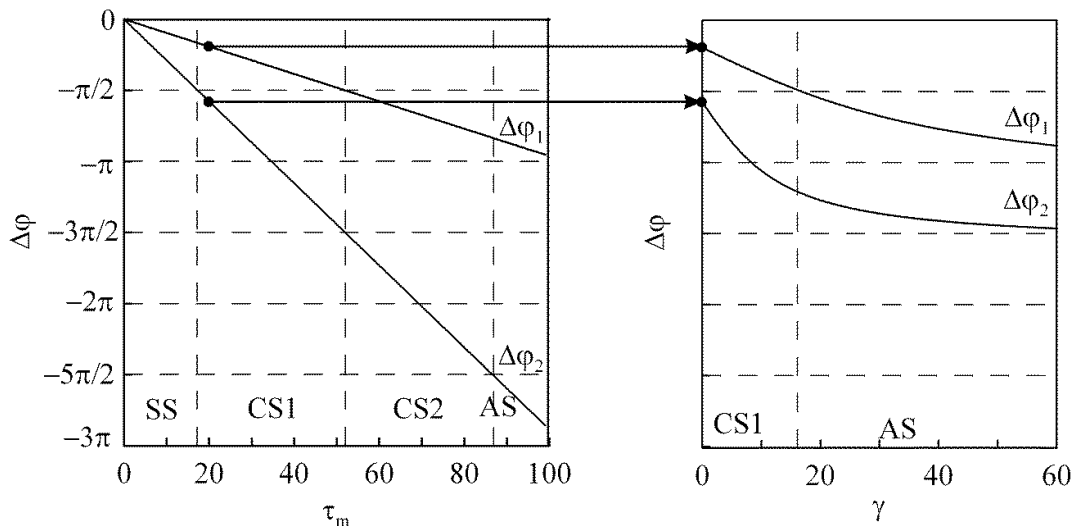


Рис. 2. Зависимости  $\Delta\varphi_1(\tau_m)$  и  $\Delta\varphi_2(\tau_m)$  при  $\gamma = 0$  (слева) и  $\Delta\varphi_1(\gamma)$  и  $\Delta\varphi_2(\gamma)$  при  $\tau_m = 20$  (справа).

Видно, что изменяя параметры общего поля, можно управлять поведением генераторов внутри кластеров, в том числе, контролировать состояния «химера». При одновременном изменении инерционных свойств и запаздывания общего поля можно более эффективно управлять колебательными режимами в сети глобально связанных генераторов.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00091.*

**Библиографический список**

1. Пономаренко В.И., Кульминский Д.Д., Караваев А.С., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ, 2017. Т. 43. В. 6. С. 64-71.
2. Ponomarenko V.I., Kulminskiy D.D., Prokhorov M.D. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. 022209.

## АНАЛИЗ ДИНАМИКИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В РЕЖИМАХ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХСЯ СОСУЩЕСТВОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

С. А. Куркин<sup>1,2</sup>, А.А. Бадарин<sup>1,2</sup>, А.Е. Храмов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный технический университет имени Ю.А Гагарина

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: [KurkinSA@gmail.com](mailto:KurkinSA@gmail.com)

Релятивистские электронные потоки (РЭП) представляют значительный интерес для современной электроники больших мощностей. Активные исследования процессов транспортировки и развития различных типов неустойчивостей в РЭП обусловлены, во-первых, широтой их применения: интенсивные пучки заряженных частиц используются во многих современных генераторах и усилителях СВЧ и ТГц диапазонов [1], таких как гиротроны, виркаторы, релятивистские ЛБВ, ЛОВ и магнетроны, ЛСЭ и др. Во-вторых, РЭП в пространстве дрейфа часто демонстрируют сложную нестационарную динамику пространственного заряда и образование электронных структур [2]. В частности, при выполнении определенных условий в РЭП могут развиваться различные неустойчивости (например, диокотронная, слиппинг, пирсовская, бурсиановская неустойчивости и др.) [2].

В данной работе рассматривается простая модель пролётного релятивистского виркатора, и на её примере показано, что в данной системе возможны условия для одновременного развития нескольких неустойчивостей.

Данная модель представляет из себя собой идеально проводящий цилиндрический волновод (камеру дрейфа) длиной  $L$  и радиусом  $R$ , в который с левой стороны инжектируется аксиально симметричный моноскоростной кольцевой релятивистский электронный пучок (РЭП) с током  $I$  и начальной энергией  $W$  (в данной работе энергия пучка лежала в диапазоне 450- 850 кэВ). С правой стороны располагается коаксиальный волноводный вывод мощности. Электроны могут покидать пространство дрейфа, оседая на боковых стенках волновода или на правой стороне камеры дрейфа (коллекторе). Геометрические параметры системы были выбраны следующими:  $L = 45$  мм,  $R = 10$  мм,  $R_b = 5$  мм,  $d = 1.5$  мм. Резонансные свойства системы слабо проявляются в силу сверхразмерности структуры по отношению к длине волны, соответствующей основной частоте генерации виркатора. Внешнее однородное магнитное поле с индукцией  $B$  прикладывается вдоль оси волновода. Предполагается, что инжектируемый в систему РЭП формируется с помощью магнитоизолированного диода [3].

Принимая во внимание, что при анализе релятивистских пучков необходимо учитывать эффекты, несущественные для слаборелятивистских систем, в частности, влияние собственных магнитных полей РЭП [4, 5], для проведения корректного численного моделирования процессов в релятивистском виркаторе необходимо использовать трехмерный электромагнитный самосогласованный код. Моделирование нестационарных процессов электронно-волнового взаимодействия в такой системе основано на методе “частиц в ячейке”, который хорошо

апробирован в электронике сверхвысоких частот [6]. Данный метод подразумевает согласованное решение уравнений движения крупных частиц и уравнений Максвелла в 3х пространственных измерениях, для нахождения собственных электромагнитных полей пучка и электродинамических систем.

Таким образом, было детально исследовано развитие и взаимодействие бурсиановской и диокотронной неустойчивостей в исследуемой модели виркатора. Показано, что взаимодействие этих неустойчивостей приводит к образованию виртуального катода со сложным пространственным распределением в азимутальном направлении, а именно, с образованием нескольких областей отражения в азимутальном направлении, вращающихся вокруг оси пространства дрейфа. Управляющие параметры системы определяют количество вращающихся в азимутальном направлении электронных сгустков в РЭП, причем тенденция такова, что с ростом тока их количество возрастает: система демонстрирует режимы с 1-7 вихрями при увеличении тока РЭП. Характерной отличительной особенностью данных режимов является различие в частоте основной спектральной составляющей, которая совпадает с частотой вращения электронных сгустков вокруг оси пространства дрейфа. Увеличение количества сгустков в азимутальном направлении приводит к скачкообразному росту частоты выходного СВЧ сигнала в релятивистском виркаторе.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (задание № 3.6723.2017/8.9) и гранта Президента РФ для молодых российских ученых–кандидатов наук (МК-1163.2017.2).*

#### Библиографический список

1. *Booske J. H. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation. // Physics of Plasmas. 2008 V. 15. No. 5. P. 055502.*
2. *Бадарин, А. А., Куркин, С. А., Короновский, А. А., Рак, А. О., Храмов, А. Е. // Физика плазмы, 43(3), 284-292..*
3. *Shulim E. Tsimring. Electron beams and microwave vacuum electronics. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.*
4. *A. E. Hramov, S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, and A. E. Filatova. // Physics of Plasmas, 19(11):112101, 2012.*
5. *S. A. Kurkin, A. A. Badarin, A. A. Koronovskii, and A. E. Hramov. // Physics of Plasmas, 22(12), 2015.*
6. *C. K. Birdsall, Plasma physics via computer simulation / Birdsall C. K., Langdon A. B. //Taylor and Francis Group. 2005*

## ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛОВ ИОНИЗАЦИИ И СРОДСТВА К ЭЛЕКТРОНУ РЯДА АЗОТ- И КИСЛОРОДСОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

**К. Ф. Латыпов**

*Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия*

*E-mail: latypovkf@rambler.ru*

Потенциалы ионизации (ПИ) и сродство к электрону (СЭ) являются важнейшими показателями процессов переноса заряда в молекулах органических полупроводниках, в частности, они важны для оценки ширины запрещённой зоны и работы выхода. Для определения ПИ и СЭ в настоящее время используются сложные аппаратные методы. Существуют способы определения ПИ и СЭ через интегральную силу осциллятора [1-3]. Однако эффективность данных методов недостаточна при оценке этих физических параметров для гетеросодержащих соединений.

Цель данного исследования заключается в разработке методики оценки ПИ и СЭ по интегральным автокорреляционным параметрам оптических спектров.

Интегральный параметр от автокорреляционной функции спектра ( $I_A$ ), представляет собой определенный интеграл от произведения основной и запаздывающей логарифмических функций молярного коэффициента поглощения  $\varepsilon$  в энергетической шкале:  $\lg \varepsilon(E)$  и  $\lg \varepsilon(E + \Delta E)$ , пределы интегрирования соответствуют границам оптического спектра  $E_1..E_n$ .

$I_A$  рассматривается в качестве меры взаимодействия электронных состояний при определенных энергиях перехода электронов из одного энергетического состояния в другое.

$$I_A = \int_{E_1}^{E_n} \lg \varepsilon(E) \cdot \lg \varepsilon(E + \Delta E) dE \quad (1)$$

Объектами исследования были взяты азотсодержащие соединения рядов акридинов и пиридинов, кислородсодержащие соединения различных гомологических рядов.

Электронные абсорбционные спектры соединений регистрировались в УФ и видимой областях спектра. Для получения калибровочных значений ПИ и СЭ при исследовании зависимости ПИ и СЭ от  $I_A$  выбран метод самосогласованного поля Хартри-Фока RHF-6-31G\*\*.

С применением теоремы Гаусса-Маркова, установлены следующие зависимости:

$$ПИ = \zeta_1 + \zeta_2 I_A \quad (2)$$

$$СЭ = \chi_1 + \chi_2 I_A \quad (3)$$



Физический смысл эмпирических коэффициентов зависимостей (2)-(3), по-видимому, состоит в следующем:  $\zeta_1$  и  $\chi_1$  характеризуют значения ПИ и СЭ в отсутствие автокорреляции состояний ( $I_A=0$ ).  $\zeta_2$  и  $\chi_2$  отражают изменение ПИ и СЭ с ростом корреляционной энергии отталкивания электронов, т.е. с возрастанием  $I_A$ .

Результаты статистической обработки данных и расчётов исследования представлены в таблицах 1,2.

Таблица 1. Эмпирические коэффициенты зависимости ПИ от  $I_A$  для молекулярных систем

№	молекулярная система	$\zeta_1$ , эВ	$\zeta_2 \cdot 10^{-2}$ , безр.	коэфф. детерминации, $R^2$	оценка погрешностей		
					ср. абс., $\Delta$ , эВ	ср. отн., $\delta$ %	ср. квадр. откл., эВ
1	спирты и окси-соединения	8,64	2,90	0,89	0,10	1,21	0,34
2	кетоны и альдегиды	9,88	4,41	0,87	0,16	1,76	0,49
3	пиридины и акридины	12,04	8,81	0,88	0,20	2,00	0,72

Таблица 2. Эмпирические коэффициенты зависимости СЭ от  $I_A$  для молекулярных систем

№	молекулярная система	$\chi_1$ , эВ	$\chi_2 \cdot 10^{-2}$ , безр.	коэфф. детерминации, $R^2$	оценка погрешностей		
					ср. абс., $\Delta$ , эВ	ср. отн., $\delta$ %	ср. квадр. откл., эВ
1	спирты и окси-соединения	0,52	1,69	0,90	0,06	6,25	0,20
2	кетоны и альдегиды	-0,21	2,58	0,87	0,09	27,05	0,29
3	пиридины и акридины	-0,48	5,27	0,91	0,11	21,34	0,43

Вывод: Таким образом, интегральные автокорреляционные параметры спектра позволяют адекватно оценить потенциалы ионизации и сродства к электрону для ряда кислород- и азотсодержащих соединений. Разработанные методики можно использовать в физической химии для прогнозирования реакционной способности органических соединений, а также для исследования электронной структуры органических полупроводников и наночастиц на основе гетеросодержащих молекул.

#### Библиографический список

1. Доломатов М. Ю. //ЖРХО им. Д.И. Менделеева. – 1990.– т. 35. – № 5 – 632с.
2. Доломатов М. Ю., Мукаева Г. Р. //Журнал прикладной спектроскопии. –2008. –т. 75. – №3. – 40бс.
3. Dolomatov M. Y., Shulyakovskaya D. O., Mukaeva G. R., Jarmuhametova G. U., Latypov K. F. // Journal of Materials Science and Engineering. – 2012. – В 2(4). – P.26.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СИНТЕЗА И МАТЕРИАЛА БУФЕРНОГО СЛОЯ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖЕК НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$

С. А. Левашов, М. С. Афанасьев, Д. А. Киселев, А. А. Сивов, Г. В. Чучева

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

*E-mail: [gvc@ms.ire.rssi.ru](mailto:gvc@ms.ire.rssi.ru)*

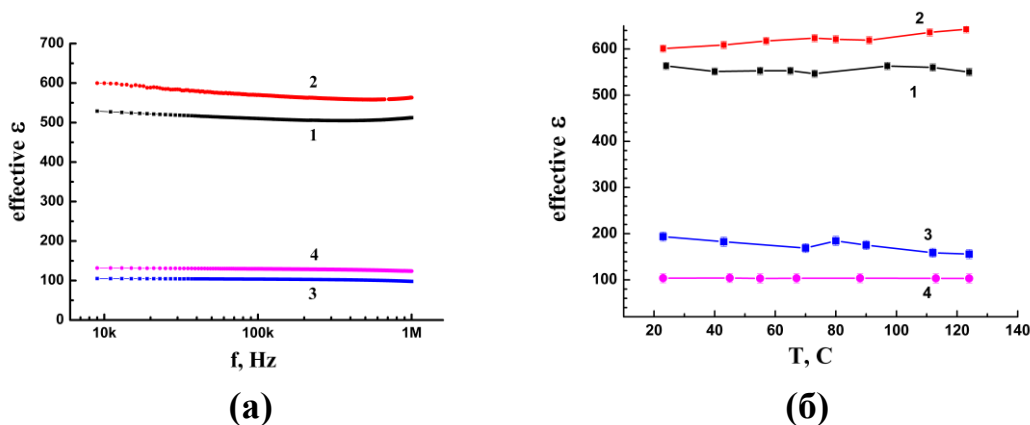
В настоящее время проводятся исследования тонких пленок титаната бария-стронция  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  (BST), рассматриваемого как модельный бессвинцовый материал для применений в микро- и нано-электронике (энергонезависимые элементы памяти, элементы для применений в СВЧ-технике). Целью данной работы являются исследования электрофизических свойств структур на основе тонких пленок BST в зависимости от температуры синтеза и материала нижнего интерфейса.

Пленки BST толщиной 450 nm осаждались на два типа подложек:  $SiO_x/Si$  и  $Pt/SiO_x/Si$  методом высокочастотного (ВЧ) реактивного плазмохимического распыления поликристаллической мишени состава  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  (BST 80/20) на экспериментальной установке ПЛАЗМА-50СЭ [1, 2]. На поверхность пленок BST наносились Ni электроды площадью  $2.7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ . Таким образом, получены металл-диэлектрик-металл (МДМ)-структуры  $BST/Pt/SiO_x/Si$ , синтезированные при температурах 560 °C (1) и 620 °C (2), и металл-диэлектрик-полупроводник (МДП)-структуры  $BST/SiO_x/Si$ , температура синтеза 560 °C (3) и 620 °C (4).

Исследования электрофизических характеристик проводились на экспериментальном стенде, состоящем из LCR-метра Agilent E4980A, персонального компьютера, камеры для крепления образца, предназначенной для измерения емкости, полной проводимости и тангенса угла диэлектрических потерь. Измерялись вольтфарадные характеристики (ВФХ), частотные и температурные зависимости емкости и тангенса угла диэлектрических потерь МДМ- и МДП-структур. В случае МДМ- и МДП-структур с ростом частоты наблюдается незначительное снижение емкости структуры и, соответственно, эффективной диэлектрической проницаемости (рисунок, а).

Образцы  $BST/Pt/SiO_x/Si$ , синтезированные при температуре 620 °C, показывают более высокие значения эффективной диэлектрической проницаемости, чем образцы, полученные при 560 °C, как для частотных, так и для температурных зависимостей (рисунок, а, б).

Исследования температурных зависимостей МДП-структур показывают уменьшение эффективной диэлектрической проницаемости образца и сужение петли с ростом температуры, кроме того, наблюдаются изменения нижнего уровня петли (перемещение петли по оси абсцисс) в зависимости от температуры.



а). Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от частоты для МДМ-структур, полученных при температуре 560 °С (1) и 620 °С (2), и для МДП-структур, полученных при температуре 560 °С (3) и 620 °С (4).

б). Температурная зависимость диэлектрической проницаемости МДМ- и МДП-структур, полученных при температурах 560 °С и 620 °С.

Разница между МДП-структурами, полученными в разных температурных режимах, не является столь очевидной, как для МДМ-структур, а также носит непостоянный характер и лежит вблизи погрешности измерений.

Величина эффективной диэлектрической проницаемости пленок, синтезированных при температуре 620 °С на кремниевую подложку с подслоем платины и кремниевую подложку с подслоем оксида кремния, составляет 600 и 135, соответственно. Установлено, что реализованные структуры обладают управляемостью. Проведенные исследования показали, что полученные структуры позволяют создавать перепрограммируемые запоминающие устройства и перестраиваемые конденсаторные элементы на их основе.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-07-00665, № 16-07-00666 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».*

#### Библиографический список

1. Kiselev D. A., Afanasiev M. S., Levashov S. A., Kiselev A. M., Chucheva G. V. // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2016. Vol. 8, № 3. P. 03027-1-03027-5.
2. Афанасьев М. С., Набиев А. Э., Чучева Г. В. // ФТТ. 2015. Т. 57, вып. 7. С. 1354-1357.

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ПОРОШКОВ ЗАМЕЩЕННЫХ КАЛЬЦИЙФОСФАТОВ

А. В. Лясникова, О. А. Дударева, И. П. Гришина, О. А. Маркелова

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., г. Саратов

E-mail: [markelovaoa@bk.com](mailto:markelovaoa@bk.com)

В современной медицине важной проблемой является повышение биосовместимости внутрикостных имплантатов. Одним из методов улучшения остеинтеграционных свойств имплантатов является нанесение на их поверхность методом плазменного напыления специальных покрытий [1]. Для повышения процента успешного приживления имплантатов предлагается модифицировать исходные порошки гидроксиапатита и трикальцийфосфата такими металлами как магний, цинк, серебро, медь [2-4].

Синтез порошков замещенных кальцийфосфатов проводился по известным и оригинальным методикам. Проведенная растровая электронная микроскопия синтезированных порошков показала, что порошки состоят преимущественно из частиц округлой или вытянутой формы размером 5-10 мкм, группы частиц образуют агломераты размером от 10 мкм.

Экспериментальным путем были установлены режимы плазменного напыления полученных порошков. Анализ морфологии покрытий и химического состава производился с помощью сканирующей электронной микроскопии. Во всех типах покрытий обнаружилось наличие наночастиц размером 20-100 нм, закрепленных на поверхностях крупных проплавленных частиц.

Проанализировав полученные экспериментальные данные можно заключить, что покрытия на основе замещенных ГА и ТКФ имеют большой потенциал для использования в сложных клинических ситуациях благодаря развитой морфологии, наличию наночастиц на поверхности покрытий, а также дополнительным эффектам, получаемым благодаря наличию в составе таких элементов как магний, цинк, серебро и медь.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента для государственной поддержки молодых российских ученых РФ – докторов наук МД-1403.2017.8, стипендий Президента РФ для молодых ученых и аспирантов СП-5048.2018.4, а также Гранта РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00677 мол\_а (в части исследования режимов плазменного напыления).*

### Библиографический список

1. Лясников В.Н., Лясникова А.В., Дударева О.А. Плазменное напыление : монография / ; Саратовский гос. техн. ун-т им. Гагарина Ю. А. - Саратов : СГТУ, 2016. - 624 с.
2. Лясникова А.В., Лясников В.Н., Дударева О.А., Гришина И.П., Маркелова О.А. Модифицированные кальцийфосфаты и биокерамические плазменные покрытия на их основе: свойства, технологии, оборудование: монография / Саратовский гос. техн. ун-т им. Гагарина Ю. А. - Саратов : СГТУ, 2017. - 615 с.
3. Liasnikova A.V., Dudareva O.A., Grishina I.P., Markelova O.A., Liasnikov V.N. // Letters on Materials, 2018, Vol. 8. Iss. 2. P. 202-207.
4. Liasnikova A.V., Dudareva O.A., Liasnikov V.N., Markelova O.A., Grishina I.P. // Powder Metallurgy and Metal Ceramics, 2018. – Vol. 56(9-10). – P. 541-545.

## ТЕХНОЛОГИЯ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ВНУТРИКОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ ПОСРЕДСТВОМ КОМБИНИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ И ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОГО НАПЫЛЕНИЯ

**А. В. Лясникова, И. П. Гришина, О. А. Маркелова,  
С. В. Телегин, О. А. Дударева**

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., г. Саратов  
E-mail: [markelovaoa@bk.com](mailto:markelovaoa@bk.com)*

Для формирования биоактивных покрытий на внутрикостных частях имплантатов успешно используется технология плазменного напыления. Этапы подготовки поверхности под нанесение покрытий включают очистку и пескоструйную обработку для создания развитого микрорельефа поверхности [1].

В целях повышения физико-механических характеристик плазменных покрытий медицинских имплантатов предлагается производить лазерную обработку поверхности взамен пескоструйной обработки, использующейся в традиционной технологии. Лазерная обработка позволит сформировать покрытие, обладающее прогнозируемым микрорельефом за счет контроля параметров лазерного излучения.

Экспериментальные образцы из титана марки ВТ1-00 обрабатывались с использованием лазера на Nd:YAG-лазерном технологическом комплексе «LRS-50» с длиной волны 1,064 мкм в воздушной среде по нескольким технологическим режимам (с оплавлением поверхности и без оплавления).

На сформированную поверхность наносилось покрытие на основе порошка гидроксиапатита с использованием полуавтоматической установки УПН-28 при следующих технологических режимах: ток дуги – 350 А, дисперсность порошка ГА – 70-90 мкм, расход плазмообразующего газа – 20 л/мин, дистанция напыления порошка ГА до 50 мм. Оптическая микроскопия полученных покрытий показала, что на поверхности образцов с подслоем, сформированным лазерным излучением частицы формируют равномерное покрытие с размерами отдельных агломератов до 100 мкм. При этом толщина покрытия всей поверхности образцов варьируется в пределах 30-35 мкм. На образцах, полученных по традиционной технологии покрытие не равномерное, присутствуют участки, как со скоплением частиц, так и с непокрытыми участками подложки. Толщина покрытия имеет разброс от 20 до 45 мкм. Итак, экспериментальные исследования морфологии полученных покрытий показали перспективность применения лазерного излучения в качестве замены этапа пескоструйной обработки в технологии плазменного напыления покрытий.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента для государственной поддержки молодых российских ученых РФ – докторов наук МД-1403.2017.8 и стипендий Президента РФ для молодых ученых и аспирантов СП-5291.2018.4. и СП-5048.2018.4, а также гранта РФФИ проект № 16-08-01250 а.*

### **Библиографический список**

1. Лясников В.Н., Лясникова А.В., Дударева О.А. Плазменное напыление : монография / Саратовский гос. техн. ун-т им. Гагарина Ю. А. - Саратов : СГТУ, 2016. - 624 с.

## ВЛИЯНИЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНЕЧНО-РАЗМЕРНОГО КОЛОННОГО ГРАФЕНА

М. М. Мазепа

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: mazeramm@yandex.ru

Актуальной задачей развития электроники является поиск новых материалов, отличающихся высокой прочностью и проводящими свойствами. Предполагается, что одним из таких материалов является колонный графен: материал, состоящий из графенового полотна с присоединенными к нему углеродными нанотрубками (УНТ) за счет высокой прочности и проводимости его составных частей [1-4] графена и УНТ.

При использовании в автоэмиссионной электронике необходима высокая прочность, так как эмиссионное поле обладает высоким растягивающим эффектом. В связи с этим, целью данной работы является определение модуля Юнга колонного графена на основе zigzag-УНТ. Исследование осуществлялось в рамках молекулярно-механического метода UFF в программном пакете Gaussian'09.

В качестве объекта исследования был выбран конечно-размерный колонный графен на основе zigzag-УНТ. Zigzag-УНТ были выбраны за счет того, что известно, что сэндвич-колонный графен на основе zigzag-УНТ обладает большей прочностью [5]. Геометрические размеры исследованных композитов, представлены в таблице 1.

Геометрические размеры исследуемых композитов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Геометрические размеры моделей исследуемых композитов

	диаметр УНТ, Å	длины УНТ, Å		длина торца графенового полотна композита при изменении количества УНТ, входящих в состав композита, Å							
		min	max	1 CNT	4 CNT	9 CNT	16 CNT	25 CNT	36 CNT	49 CNT	
1	5	3,7	14	16,0	33,5	50,1	68,4	85,9	103,3	120,8	
2	10	3,7	16	20,4	39,1	59,3	79,5	99,7	119,9	140,1	
3	15	3,7	19	26,5	51,4	77,0	102,2	127,4			

Проведено исследование зависимости модуля Юнга от длин и диаметров УНТ в композите, а также от размеров графенового полотна. Графеновое полотно увеличивалось в соответствии с увеличением УНТ в композите.

Исследование модуля Юнга проведено в соответствии с методом, описанным в работе [6]. В процессе определения равновесного состояния, композит деформировался (рисунок 1). Краевые атомы УНТ в композите притягивались друг к другу, вызывая «сворачивание» композита.

Для каркасных углеродных структур велика зависимость величины модуля Юнга от конфигурации и геометрии композита. Установлено, что изменение формы графенового полотна в ходе «сворачивания» композита влияет на значение его модуля Юнга.

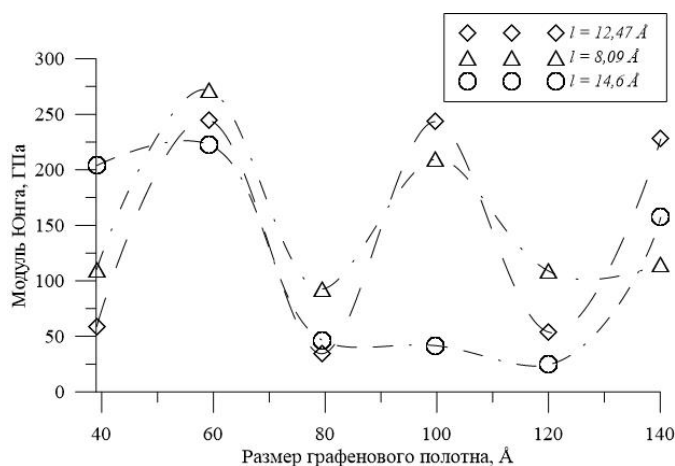


Рисунок 1 – График зависимости модуля Юнга от размеров графенового полотна для композитов с диаметром  $10 \text{ \AA}$ ;  $l$  – длина УНТ.

Полученные результаты носят осциллирующий характер. Пики осцилляции убывают с увеличением размеров графенового полотна в композите.

Полученные результаты совпадают в порядках с результатами для протяженного колонного графена [7].

Определена минимальная конфигурация композитов, в которых не наблюдается влияние краевых эффектов: расстояние между трубками составило  $12 \text{ \AA}$ , диаметр УНТ составил  $15 \text{ \AA}$ . Для данных композитов выявлено, что при УНТ, длины которых меньше  $10 \text{ \AA}$ , модуль Юнга увеличивается с увеличением длин торцов графенового полотна. При УНТ, длины которых больше  $10 \text{ \AA}$ , модуль Юнга уменьшается с увеличением длин торцов графенового полотна.

По результатам исследований, предполагается, что углеродный композит с диаметром УНТ  $15 \text{ \AA}$ , длиной  $6 \text{ \AA}$  и длиной торца графенового полотна композита  $100 \text{ \AA}$ , величина модуля Юнга которого составила  $180 \text{ ГПа}$ , будет наиболее перспективным материалом при его использовании в качестве сорбента.

#### Библиографический список

1. Глухова О.Е., Колесникова А.С. // Нелинейный мир. 2009. Т. 7. № 6. С. 478.
2. Глухова О.Е., Доль А.В., Колесникова А.С., Шунаев В.В. // Изв. Саратовского университета. Новая серия. Серия: Математика. Механика. Информатика. 2014. Т. 14. № 1. С. 73.
3. Glukhova O.E., Kolesnikova A.S., Slepchenkov M.M., Shunaev V.V., Savostyanov G.V. // Proceedings of SPIE. "Reporters, Markers, Dyes, Nanoparticles, and Molecular Probes for Biomedical Applications VI" 2014. С. 895616.
4. Глухова О.Е. и др. // Изв. Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2014. Т. 14. № 2. С. 18.
5. Wang, C.H., Fang, T.H., Sun, W.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 405.
6. Глухова О.Е., Терентьев О.А. // ФТТ. 2006. В. 7. С. 1329.
7. Колесникова А.С., Мазена М.М. // ФТТ. 2018. Т. 60. В. 9. С. 1781.

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КОЛОННОГО ГРАФЕНА НА ОСНОВЕ ARMCHAIR-УНТ

М. М. Мазепа, А. С. Колесникова

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: [kolesnikova.88@mail.com](mailto:kolesnikova.88@mail.com)

Для усовершенствования работы электронных устройств ведется активный поиск материалов, применимых для использования в качестве элементной базы. В качестве материала, применимого в автоэмиссионной электронике, предлагается колонный графен. Колонный графен – углеродный материал, состоящий из графенового полотна с присоединенными углеродными нанотрубками (УНТ).

Предполагается, что колонный графен заменит УНТ и стеклоуглерод, используемые в автоэмиссионной электронике в настоящее время [1]. Не смотря на высокие механические и эмиссионные свойства УНТ [2] невозможно проконтролировать направление их роста, поэтому эмитирующие центры могут не предсказуемо располагаться по поверхности эмиттера. Не смотря на высокие механические свойства стеклоуглерода [3] и высокие эмиссионные свойства [4] сложной задачей остается техническая реализация создания острия из стеклоуглерода размером в атом. Методология синтеза колонного графена позволяет контролировать направление роста УНТ, создавая упорядоченные кластеры, позволяющие осуществить процесс эмиссии с острия размером в один атом, а также позволяющие контролировать расположение эмитирующих центров.

Целью данной работы является определение ширины запрещенной зоны колонного графена на основе armchair-УНТ. В данной работе представлены результаты исследования зависимости ширины запрещенной зоны от геометрических размеров УНТ композита: длины и диаметра. Расчет проведен с помощью программного пакета Gaussian'09 методом DFT/ B3LYP с базисом STO-3G.

Объект исследования представлен на рисунке 1.

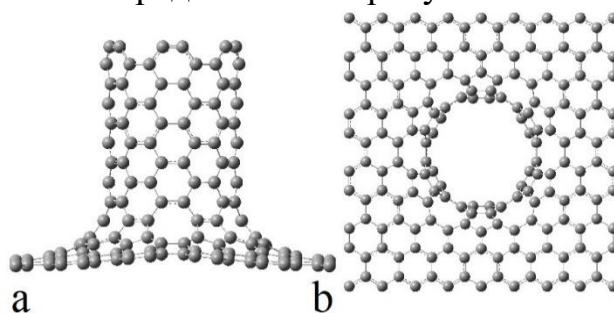


Рисунок 2 – Внешний вид исследуемых моделей.

В данной работе исследовались композиты, в состав которых входила одна УНТ. Исследования проводились на серии композитов. В серии исследовались композиты, в состав которых входила УНТ с диаметров 5 Å и 8 Å, длины УНТ варьировались от 4 Å до 14 Å.



Исходя из результатов, колонный графен на основе armchair-УНТ можно отнести к узкозонным проводникам. Из графика (рисунок 2) видно, композит с большим диаметром УНТ обладает меньшей шириной запрещенной зоны. Данный результат качественно и в порядках согласуется с результатами работы [5].

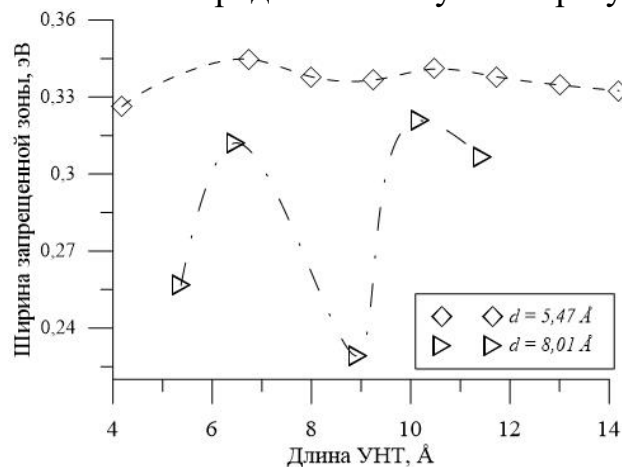


Рисунок 3 – График зависимости ширины запрещенной зоны композита от длин и диаметров УНТ;  $d$  – диаметр УНТ.

По результатам исследований видно, что пики осцилляции ширины запрещенной зоны уменьшаются с ростом длин УНТ. Данный результат согласуется с результатами [6], поддерживая общий осциллирующий характер зонной структуры материала. Однако, в целом, ширина запрещенной зоны колонного графена меньше ширины запрещенной зоны УНТ, отнесенных к УНТ полупроводникового типа. Средняя величина запрещенной зоны УНТ составляет 0.3 эВ. Следовательно, можно утверждать, что изменение длины armchair-УНТ не значительно влияет на эмиссионные свойства композита. Однако, известно, что модуль Юнга, соответствующий нормали к графеновому полотну, колонного графена на основе armchair-УНТ увеличивается с ростом УНТ [7]. На основе полученных результатов можно предположить, что колонный графен будет перспективным материалом в эмиссионной электронике.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Президентской стипендии 2016 – 2018 (проект № СП-2502.2016.1).*

#### Библиографический список

1. Rizler A.G. et al. // Science. 1995. V. 269. P. 1550.
2. Glukhova O.E., Kolesnikova A.S. // Journal of Physics: Conference Series. 2012. T. 393. C. 012027.
3. Колесникова А.С. // ФТТ. 2017. Т. 59. № 7. С. 1311.
4. Бушуев Н.А. и др. // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 2. С. 134.
5. Елецкий А В // УФН. 1997. Т. 167. С. 945.
6. Бормонтов Е.Н., Ганин А.А., Битюцкая Л.А // Известия высших учебных заведений. Электроника. Изд. НИУ «МИЭТ», г. Москва. 2012. Н. 2 (94). С. 10.
7. Колесникова А.С., Мазена М.М. // ФТТ. 2018. Т. 60. В. 9. С. 1781.

## ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЭГ ВО ВРЕМЯ ПРОСМОТРА ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

**В.В. Макаров, Н.С. Фролов**

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*

*E-mail: [vladmak404@gmail.com](mailto:vladmak404@gmail.com)*

В настоящее время одним из основных направлений развития нейронауки становится понимание механизмов обработки информации и установления функциональных связей в головном мозге в процессе когнитивной деятельности [1]. В частности, одним из наименее изученных процессов при этом выступает обучение и приобретение новых навыков [2]. В этом контексте можно отметить работы, связанные с анализом динамики мозга при решении логических задач [3] и освоении моторных навыков, в том числе, в контексте реабилитации [4]. Большой интерес представляет ряд исследований того, как меняется функциональная сеть головного мозга в процессе обработки как визуальной и аудиальной информации [5].

Несмотря на общий рост числа научных работ, посвященных упомянутой тематике, на данный момент отсутствуют комплексные исследования нейронной сети головного мозга в процессе обучения, учитывающие взаимодействие с преподавателем, а также процессы, происходящие при групповом обучении. Стоит отметить, что общение с преподавателем, а также взаимодействие между учениками при обучении в группе могут существенно влиять на реализующиеся частотные характеристики электрической активности мозга испытуемых [6]. В частности, показано, что процесс обучения в группе сопровождается появлением эффектов коллективного взаимодействия, таких как реализация синхронизации между различными ритмами ЭЭГ студентов и преподавателя [7].

В данном контексте актуальной задачей, лежащей на стыке современной нейронауки, радиофизики и нелинейной динамики, является изучение синхронизации и взаимосвязи между различными областями нейронной сети головного мозга при обработке и усвоении новой информации [8].

Стоит отметить, что данная задача также имеет большое практическое значение. В связи с развитием и миниатюризацией современной аппаратуры для регистрации сигналов электрической активной головного мозга [9], все более востребованными становятся методы автоматического выделения характерных частотно-временных паттернов на сигналах ЭЭГ. Это в первую очередь связано с возможностью создания интерфейсов мозг-компьютер (brain-computer interface) для мониторинга и контроля состояний мозга [10]. В этом ключе, разработка автоматических методов выделения паттернов когнитивной деятельности, соответствующих эффективному усвоению новой информации, представляет огромный интерес и может быть использована в широком круге прикладных задач, таких как экспресс-переподготовка и обучение языкам [11]. Важнейшим элементом таких методов является точность распознавания характерных паттернов электрической активности [12], что может быть достигнуто с помощью использования методов спектрального анализа и технологий искусственного интеллекта [13]. В

тоже время, создание интерфейса мозг-компьютер предполагает обработку многоканальных записей ЭЭГ в режиме реального времени, что требует эффективного распределения вычислительных мощностей и использования современных технологий параллельных вычислений [14].

В ходе настоящего исследования был изучен частотно-временной состав электроэнцефалограммы (ЭЭГ) испытуемых в процессе восприятия образовательного материала. Образовательный материал подавался в виде коротких видеолекций, содержащих новую для испытуемых информацию. После каждого видео испытуемому предлагалось ответить на ряд контрольных вопросов для оценки их вовлеченности в процесс восприятия информации. Регистрация ЭЭГ производилась в расширенной расстановке электродов 10-20, что позволило получить хорошее пространственное разрешение по всей поверхности головы. Частотно-временной анализ производился с помощью вейвлетного преобразования, для ускорения расчетов, алгоритм вычисления вейвлетного преобразования был реализован с использованием технологии параллельного программирования CUDA для одновременной обработки каждого временного отсчета сигнала при оффлайн-анализе.

В ходе анализа были выявлены основные отличия спектральных характеристик ЭЭГ в процессе восприятия образовательного материала от фоновой активности, определены основные закономерности, связанные с распределением энергии по альфа-, бета- и дельта-диапазонам. Также, проведено сопоставление спектрального состава ЭЭГ в процессе просмотра нейтрального видео и образовательного материала, выделены характерные отличия в динамике бета-ритма в лобных и затылочных долях.

*Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ в рамках поддержки ведущих научных школ (НШ-2737.2018.2) и молодых ученых-кандидатов наук (МК-5850.2018.2).*

#### Библиографический список

1. C. Yongmin // Front Neurosci. 2014. V.8.
2. J.F. Cavanagh, M.J. Frank // Trends Cogn Sci. 2014. V. 18. No 8. P. 414-421.
3. M. Strenziok, R. Parasuraman, E. Clarke et al. // Neuroimage. 2014. V. 85. P. 1027-1039.
4. M.J. Frank, C. Gagne, E. Nyhus et al. // Journal of Neuroscience. 2015. V. 35. P. 485-494.
5. J. Ethan // Brain research. 2015. V. 1597. P. 95-107.
6. K. Spiegelhalder, S. Ohlendorf, W. Regen et al. // Behav Brain Res. 2014. V. 258. P. 75-79.
7. S. Dikker, L. Wan, I. Davidesco et al. // Curr Biol. 2017. V. 27. P. 1375-1380.
8. F. Vecchio, F. Miraglia, D. Quaranta et al. // Neuroscience. 2016. V. 316. P. 143-150.
9. A.J. Ries, J. Touryan, J. Vettel, et al. // J. Neurosci. Neuroeng. 2014. V. 3 No. 1. P. 10-20.
10. R. Padmavathi, V. Ranganathan // International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering. 2014. V. 4. No. 4.
11. J.-S. Kang, A. Ojha, M. Lee // Proceedings of the 3rd International Conference on Human-Agent Interaction. ACM, 2015.
12. S. Sprague, M.T. McBee, E.W. Sellers // Clinical Neurophysiology. 2016. V. 127. P. 1331-1341.
13. U. Mody. Artificial intelligence in brain computer interfaces. Diss. California State University, Northridge, 2014.
14. S.E. Dilsizian // Curr. Cardiol. Rep. 2014. V. 16. No. 1. P. 441.

## ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МДП-СТРУКТУР ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Э.А. Манафова<sup>3</sup>, Е. П. Селезнев<sup>1,3</sup>, И.В. Сысоев<sup>3</sup>, Г. В. Чучева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

<sup>3</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

В настоящее время отсутствуют отработанные методы для измерения вольтфарадных характеристик полупроводниковых элементов в режиме большого сигнала. Применительно к структурам металл-диэлектрик-полупроводник такие измерения необходимы, в частности, при разработке элементов памяти нового типа [1,2]. Математическая модель процессов накопления и переноса заряда в полупроводниковых элементах и структурах очень сложная и представляется уравнениями в частных производных. Однако, если представить элемент в виде эквивалентной цепи, например, параллельного соединения нелинейной емкости и проводимости, то модель значительно упрощается. Поставив в соответствие эквивалентной схеме модель в виде обыкновенных дифференциальных уравнений, записав в компьютер временные реализации тока и напряжения на элементе, можно решить обратную задачу и получить характеристики элемента из экспериментальных данных [3,4]. Данный подход реализован на примере измерения характеристик полупроводникового диода с  $p-n$  переходом [5]. В настоящей работе данный метод используется для измерения и анализа вольтфарадных характеристик структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП структур) полевых транзисторов с изолированным затвором.

На рис.1а представлена эквивалентная схема МДП структуры в виде параллельного соединения нелинейной емкости и проводимости. Такое представление является наиболее простым, соответственно сравнительно несложной получается и математическая модель. На рис.1б представлена схема измерения токов и напряжений МДП структуры, в эксперименте использовалась МДП структура затвор-исток полевого транзистора типа КП305, напряжение подавалось между затвором и истоком, который был соединен с подложкой. Как показывают исследования такая схема оказалась наиболее удобной для измерений [4]. Для обработки данных использовались э.д.с. в цепи  $e(t)$  и напряжение на резисторе  $R_1$ , которое пропорционально силе тока, протекающего через МДП структуру. Данные записывались в память осциллографа типа DSO-X 4043А, для обработки использовался массив данных длиной 62500 отсчетов, который выбирались с частотой от 1000 до 2000 точек на периоде гармонической эдс. Математическая модель исследуемой цепи представляет систему уравнений вида

$$\begin{cases} U + U_{R_1} = e \\ i = U_{R_1} / R_1 = i_g + i_C \end{cases} \quad (1)$$

где  $e = U_0 \sin 2\pi ft$  – эдс внешнего генератора,  $U$  – напряжение на измеряемом элементе,  $i_c = C(U) dU / dt$  – емкостной ток,  $i_g = G(U)U$  – ток проводимости. Для обработки экспериментальных данных система уравнений записывалась в следующем виде

$$\begin{cases} U = e - U_{R_1} \\ G(U)U + C(U) \frac{dU}{dt} = U_{R_1} / R_1 \end{cases} \quad (2)$$

В компьютер записывались ряды  $e$  и  $U_{R_1}$ . В процессе обработки введенных данных вычисляются значения  $U$  и  $dU/dt$ . Затем для полученных значений  $U$  вычисляются зависимости  $I(U)$  и  $C(U)$ , которые представляют вольтамперную и вольт-фарадную характеристики МДП структуры. Зависимости  $I(U)$  и  $C(U)$  получаются путем их разложения в степенной ряд, с последующим вычислением коэффициентов разложения, точность полученных характеристик зависит от адекватности математической модели, точности оцифровки данных, частоты выборки, степени полиномов разложения и длины массива данных. В эксперименте для вольтфарадных характеристик использовались разложение в ряд 18 степени.

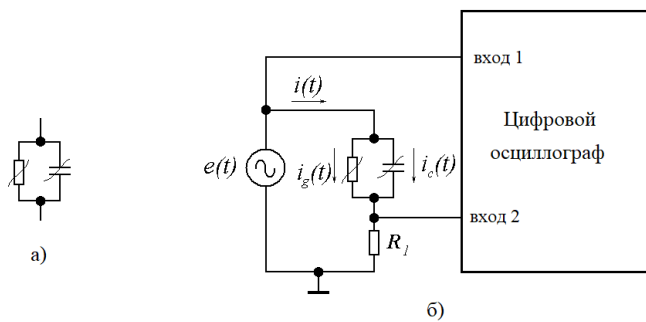


Рис.1. Эквивалентная схема МДП структуры (а) и блок-схема измерительной установки (б).

На рис. 2а вольтфарадная характеристика МДП структуры, измеренная с помощью LCR измерителя типа Е7-12. Характеристика имеет характерный минимум при напряжении -2.2 В и качественно соответствует известным теоретическим результатам [6]. На рис.2б представлена вольтфарадная характеристика той же структуры, полученная на основе предложенной методики. Вольтфарадная характеристика на рис.2б хорошо повторяет аналогичную, полученную с помощью измерений на измерителе Е7-12. Отличие состоит в том, что минимальное значение емкости МДП структуры, полученное с помощью Е7-12 меньше, чем аналогичное значение, полученное предлагаемым методом. С одной стороны, это можно объяснить ошибкой метода, а с другой стороны тем, что в условиях сигнала с большой амплитудой вольтфарадная характеристика МДП структуры ведет себя иным образом. Как один из основных недостатков метода следует отметить немонотонность зависимости емкости от напряжения, что связано с поведением степенных функций и так называемыми краевыми эффектами.

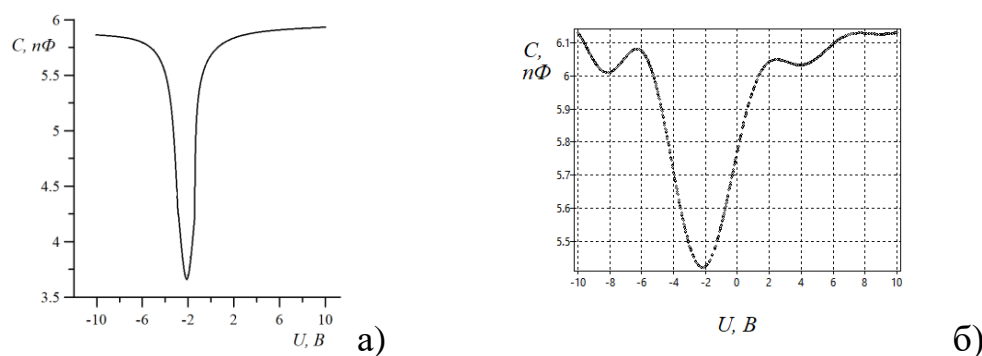


Рис.2. Вольт-фарадные характеристики МДП структуры, измеренные на с помощью E7-12 (а) и по предлагаемой методике (б).

На рис.3 представлены вольтфарадные характеристики исследуемой МДП структуры, полученные на различных частотах. Следует отметить, что изменение частоты измерений в диапазоне от 10 кГц до 5 МГц качественно не меняет вид характеристики и диапазон изменения емкости.

В целом предложенная методика позволяет измерить вольт-фарадные характеристики различных элементов. Точность измерений можно улучшить использованием более сложных эквивалентных схем, однако в этом случае требуется запись в компьютер всех переменных, определяющих характеристики измеряемого элемента.

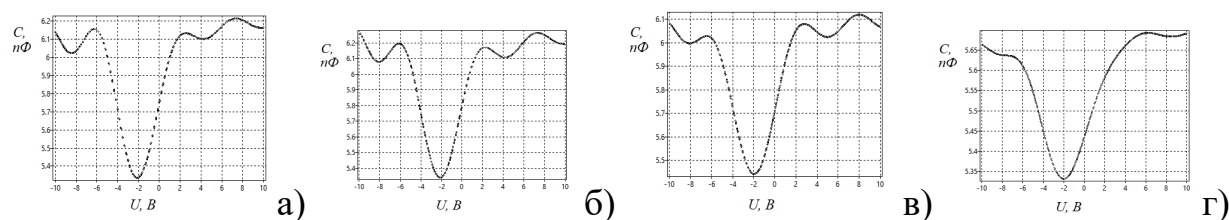


Рис.3. Вольт-фарадные характеристики, измеренные по предлагаемой методике на частотах: а) 10 кГц, б) 500 кГц, в) 2 МГц, г) 5 МГц.

#### Библиографический список

1. Афанасьев М. С., Митягин А. Ю., Чучева Г. В. // Известия СГУ. Новая серия. Физика. 2013. №1. С.7.
2. Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Чучева Г. В. // ПТЭ. 1997. №2. С. 110.
3. Безручко Б.П., Селезнев Е.П., Смирнов Д.А. Реконструкция уравнений неавтономного нелинейного осциллятора по временному ряду (модели, эксперимент). // Изв. ВУЗов, Прикладная Нелинейная Динамика. 1999. Т.7, №1. С.49-68.
4. Безручко Б.П., Селезнев Е.П., Смирнов Д.А., Сысоев И.В. Реконструкция моделей неавтономных систем с дискретным спектром воздействия. // Письма в ЖТФ. 2003. Т.29, вып.19. С.69-76.
5. №2004115469/28(016733). Способ определения характеристик нелинейных устройств. Безручко Б. П., Селезнёв Е. П., Смирнов Д. А., Сысоев И. В., МПК 7 G 01 R 27/08, 31/27.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2 кн. – М.: Мир, 1984

**КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА ЗЕРЕН КРИСТАЛЛА  
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УДАРНЫХ ВОЛН****А.В. Маркидонов***Филиал Кузбасского государственного технического  
университета им. Т.Ф. Горбачева, Новокузнецк**E-mail: [markidonov\\_artem@mail.ru](mailto:markidonov_artem@mail.ru)*

Увеличение размеров зерен может отрицательно сказываться на свойства нанокристаллов. Основным механизмом роста является миграция границ и слияние зерен в результате термообработки или механического деформирования [1]. Кроме того, существуют экспериментальные свидетельства миграции границ в результате облучения высокоэнергетическими частицами [2].

Целью представленной работы является определение с помощью метода молекулярной динамики атомных механизмов миграции границ зерен кручения в моделируемом кристалле никеля под воздействием ударных послекаскадных волн. Данные волны формируются в твердом теле под воздействием потока высокоэнергетических частиц в результате скачка давления в каскадной области, образующегося из-за различий времени термализации атомных колебаний в некоторой конечной области и времени отвода из нее тепла [3].

Исследование проводилось с помощью пакета XMD [4]. В качестве потенциальной функции межатомного взаимодействия использовался потенциал, рассчитанный в рамках метода погруженного атома.

Исследование показало, что существует два атомистических механизма миграции границы под воздействием ударных волн. При малых углах разориентации миграция осуществляется путем кооперативных смещений групп атомов вдоль ядер зернограницных дислокаций. Данный процесс приводит к повороту атомной плоскости. Для большеугловых границ зерен, когда ядра дислокаций начинают перекрываться, доминирующим механизмом миграции границ зерен становится локальная аморфизация структуры, возникающая при прохождении ударной волны по зернограницной области, с последующей повторной кристаллизацией на втором зерне.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-220002 p\_a.*

**Библиографический список**

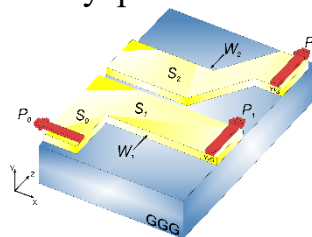
1. Овидько И.А. // Materials Physics and Mechanics. 2009. V.8. №2. С.174.
2. Dey S., Mardinly J., Wang Y. and others // Physical Chemistry Chemical Physics. 2016. V.18. №18. P.16921.
3. Маркидонов А.В., Старостенков М.Д. Радиационно-динамические процессы в ГЦК кристаллах, сопровождающиеся высокоскоростным массопереносом. – Кемерово: Кузбассвузиздат, 2014 – 191 с.
4. XMD – Molecular Dynamics for Metals and Ceramics // [Electronic resource]. Mode of Access: <http://xmd.sourceforge.net/about.html>.

## МЕЖМОДОВАЯ СВЯЗЬ СПИНОВЫХ ВОЛН В НЕИДЕНТИЧНЫХ ЛАТЕРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОСТРУКТУРАХ

А.А. Мартышкин<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>, А.А. Грачев<sup>1</sup>,  
В.А. Губанов<sup>1</sup>, С.А. Одинцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
E-mail: [AAMartyshkin@gmail.com](mailto:AAMartyshkin@gmail.com)

В последнее время большой интерес представляет исследование распространения спиновых волн (СВ) в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров [1]. Использование СВ в качестве носителей информационных сигналов позволяет реализовывать, на принципах магноники, различные устройства обработки информационного сигнала [2]. Одним из способов управления СВ является использование геометрических эффектов, проявляющихся в изменении локальных характеристик магнитных структур, при этом одной из проблем является необходимость разработки элементов межсоединений для эффективной передачи СВ внутри магнетонных сетей [3].



Схематическое изображение исследуемой структуры

В данной работе показан один из вариантов решения проблемы вывода энергии, распространяющейся СВ из одной магнитной микрополоски в другую. Создание неидентичных латеральных структур с нарушением трансляционной симметрии позволяет повысить эффективность ответвления спин-волнового сигнала в условиях многомодового режима распространения СВ вдоль микроволноводов. На основе численного и экспериментального исследования выявлены особенности межмодовой связи СВ и механизмы направленного ответвления спин-волнового сигнала. Проведено исследование влияния геометрических параметров микроволноводов на свойства распространяющихся в них СВ.

Работы выполнены при поддержке гранта РФФИ (№18-57-760001) и гранта Президента РФ (МК-3650.2018.9), разработка численной модели выполнена по проекту РФФИ (№18-37-00482).

### Библиографический список

1. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, S. A. Nikitov, *Physical Review Letters* 120, 257203 (2018)
2. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43, 264001 (2010)
3. C. S. Davies, A. Francies, A. V. Sadovnikov, S. V. Chertopalov, M. T. Bryan, S. V. Grishin, D. A. Allwood, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and V. V. Kruglyak, *Phys. Rev. B* 92, 020408 (2015)



**ПОДАВЛЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПЕРЕКАЧКИ СИГНАЛА В СТРУКТУРЕ СВЯЗАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК****Матвеев О.В., Морозова М.А., Романенко Д.В.***Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [olymatveev@gmail.com](mailto:olymatveev@gmail.com)*

В настоящее время нелинейные эффекты, возникающие при распространении магнитостатических волн в структуре связанных ферромагнитных пленок исследованы достаточно подробно. В частности, показана возможность формирования солитонов, самофокусировка [1] и автомодуляция огибающей [2]. Известно, что в связанных структурах имеет место периодическая перекачка энергии волны между слоями [3], однако влияние нелинейности ферромагнитной среды на характер периодической перекачки сигнала между пленками на данный момент мало исследовано. Кроме того, экспериментальное наблюдение распространения нелинейных спиновых волн в слоистой ферромагнитной структуре до настоящего времени не проводилось.

Целью данной работы является исследование влияния уровня входного сигнала в слоистой структуре, состоящей из двух ферромагнитных пленок на связь между волновыми процессами в такой структуре. Для экспериментального исследования указанных процессов использовалась установка Бриллюэновского рассеяния света, позволяющая наблюдать особенности распределения намагниченности вдоль направления распространения волны в плоскости каждого слоя при различных уровнях входного сигнала [4]. Эксперимент проводился на макете линии задержки с микрополосковыми антеннами, между которыми размещалась структура из двух ферромагнитных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), разделенных диэлектрическим слоем слюды. Внешнее магнитное поле ориентировалось вдоль микрополосковых антенн параллельно поверхности структуры. В этой конфигурации в структуре возбуждались поверхностные магнитостатические волны.

Фокусировка оптической системы установки бриллюэновской спектроскопии позволяла снимать распределение спиновых волн в каждой из ферромагнитных пленок. Анализ распространения спиновых волн в каждом слое показал, что в зависимости от мощности входного сигнала распространение волн имеет различный характер. При малой мощности сигнал перекачивается в соседний слой. При увеличении мощности входного сигнала периодическая перекачка мощности пропадает. На рис. 1а показана передаточная характеристика, построенная посредством анализа карт распределения спиновых волн, на рис 1б показана передаточная характеристика, рассчитанная на основе модели из работы [5]. На обоих рисунках видно наличие точки переключения, приводящей к подавлению линейной перекачки между слоями.

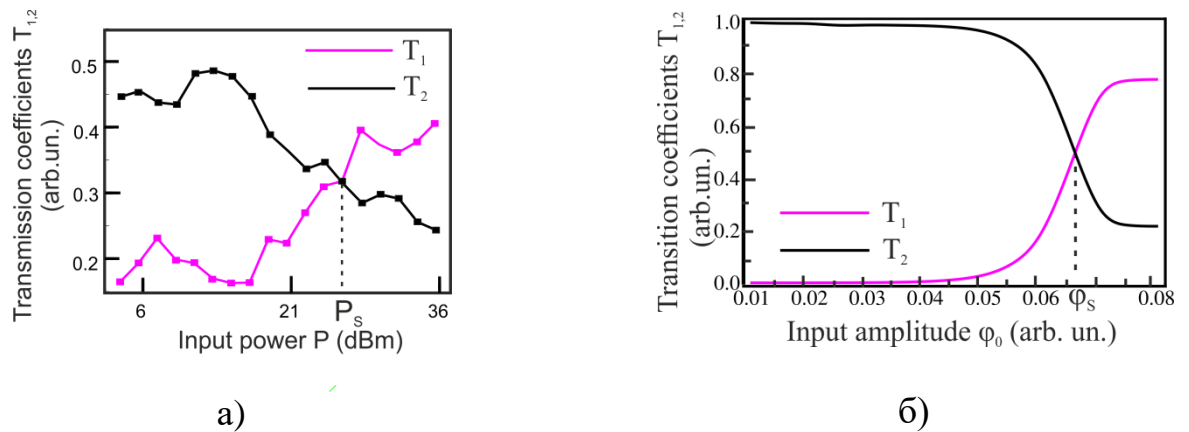


Рис. 1. Передаточные характеристики структуры связанных ферромагнитных пленок, полученные (а) экспериментально, (б) теоретически.

Таким образом, в работе показано, что при уровне входной мощности выше определенного критического значения наблюдается эффект подавления пространственной перекачки сигнала в каждой из плёнок.

Описанный эффект может быть положен в основу нелинейного спин-волнового ответвителя, который может функционировать в качестве магнотного переключателя или делителя мощности.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-37-00373-мол\_a), РНФ (проект № 16-19-10283)*

#### Библиографический список

1. Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Шешукова С.Е., Жаманова М.К. // ФТТ. 2012. Т. 54. С 1478.
2. Шутый А.М., Семенцов Д.И. // ЖТФ. 2010. Т. 76. С. 110.
3. Daniel M.R. Daniel Emtage P.R. // J. Appl. Phys. 53, 3723 (1982).
4. Demokritov S., Hillebrands B., Slavin A. // Physics Reports. Amsterdam: North-Holland Pub. Co.. 2001. Vol. 348, P. 441.
5. Morozova M. A., Matveev O. V., Sharaevskii Yu. P. // Physics of the Solid State. 2016. Vol. 58, P. 1967.

**ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА СПЕКТР ГИБРИДНЫХ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ  
МАГНОННЫЙ КРИСТАЛЛ – СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК****Матвеев О.В., Морозова М.А., Романенко Д.В.***Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [olymatveev@gmail.com](mailto:olymatveev@gmail.com)*

Известно, что в слоистых мультiferроидных структурах на основе ферромагнитных пленок (ФП) и сегнетоэлектрических пластин (СЭ) при больших значениях диэлектрической проницаемости СЭ, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны в СЭ оказываются сильно замедленными. В этом случае в слоистой структуре ФП–СЭ на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между электромагнитной и спиновой волнами, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ) [1]. Если сформировать слоистую структуру из магнетонного кристалла (МК), который вследствие периодичности структуры обладает брэгговской запрещенной зоной в СВЧ-диапазоне, и СЭ, в то спектре гибридных волн образуются дополнительные запрещенные зоны [2]. Экспериментальные исследования также показали наличие дополнительной запрещенной зоны в полосе первого брэгговского резонанса [3,4].

Анализируемая в работе структура состоит из одномерного МК и слоя СЭ, наложенного сверху на МК. Магнетонный кристалл представляет собой ФП, на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок. К слою СЭ приложено внешнее электрическое поле, изменение которого приводит к изменению диэлектрической проницаемости.

Линейная модель для описания структуры слоистой мультiferроидной структуры получена в работе [2] на основе метода связанных волн, в котором полагается, что в периодической структуре распространяются прямые и отраженные от брэгговской решетки волны. Магнитная нелинейность учитывалась в виде зависимости намагниченности от амплитуды прецессии магнитного момента. Электрическая нелинейность учитывалась как зависимость диэлектрической проницаемости от приложенного электрического поля. Связь между мощностями входного сигнала и электрического поля вводилась с использованием результатов работы [5].

На рис. 2а на дисперсионные характеристики в линейном случае (штриховые кривые) наложены дисперсионные кривые при  $|\mu|^2 = 0.01$ . На рис. 1б показана зависимость положения запрещенных зон (закрашенные области b, c на рис. 1а). Из графиков видно, что увеличение амплитуды входного сигнала приводит к сдвигу дисперсионных кривых вниз по частоте, что связано с уменьшением частоты отсечки, которая пропорциональна намагниченности феррита.

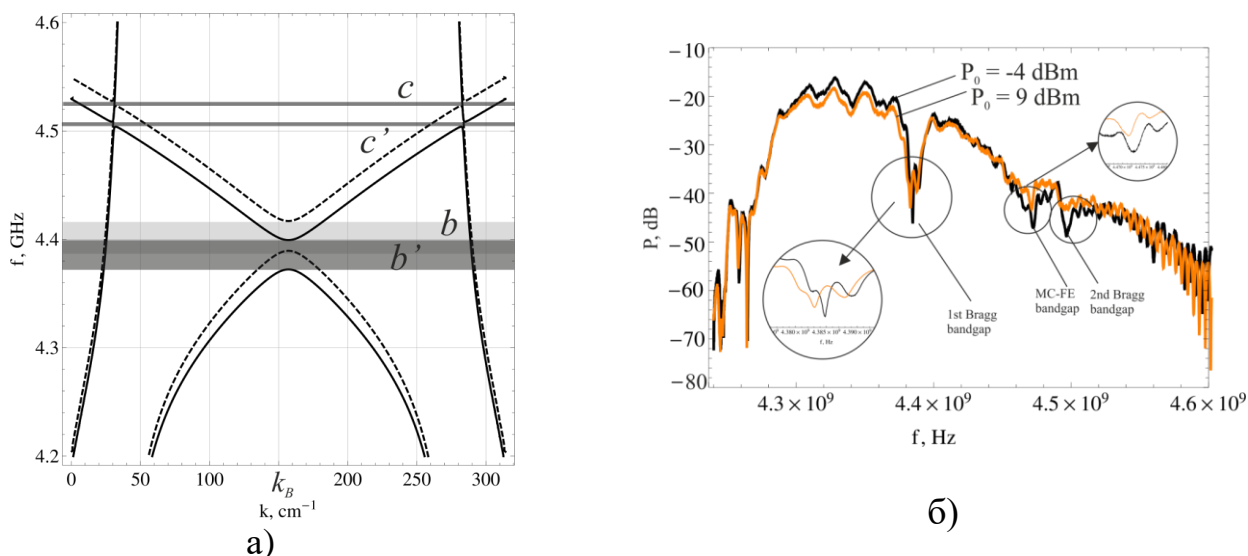


Рис. 1. Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК-СЭ (а), зависимость положения запрещенных зон структуры МК-СЭ от амплитуды входного сигнала (б).

В результате экспериментальное исследование подтвердило наличие двух запрещенных зон в полосе первого брэгговского резонанса: основная – брэгговская и дополнительная - гибридная, возможность электрического управления характеристиками запрещенных зон, а также нелинейный эффект, приводящий к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте.

Таким образом, мультиферроидные структуры на базе магнетонных кристаллов могут быть полезны при разработке систем частотной обработки СВЧ-сигналов в качестве узкополосных фильтров. Возможность электрического управления делает такие системы более энергоэффективными и быстродействующими по сравнению с ферромагнитными. А учет нелинейных эффектов позволит уточнить характеристики таких систем в случае распространения сигналов большой мощности.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 18-37-00373-мол\_а, 16-29-14021 офи\_м)*

#### Библиографический список

1. Анфиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 938.
2. Морозова М. А., Матвеев О. В., Шараевский Ю. П., Никитов С. А // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 266.
3. Morozova M.A., Grishin S.V., Sadovnikov A.V., Romanenko D.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // IEEE Trans. on Magn. 2015. V. 51. P. 7126980.
4. Устинов А.Б., Калиникос Б.А. // ПЖТФ 2014. Т. 40. С. 58
5. Черкасский М. А., Никитин А. А., Калиникос Б. А.// ЖЭТФ. 2016. Т. 149, С. 839.

**ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМОННОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ *n-p-n* ГРАФЕНОВОЙ СТРУКТУРЕ****К.В. Машинский<sup>1,2</sup>, Д.В. Фатеев<sup>2</sup>, В.В. Попов<sup>1,2,3</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*<sup>2</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.*<sup>3</sup>*Саратовский научный центр РАН**E-mail: [konstantin-m92@yandex.ru](mailto:konstantin-m92@yandex.ru)*

Как показывают исследования выпрямления терагерцового (ТГц) излучения в графене, выпрямленный ток в графеновых структурах с *p-n* переходами превосходит по величине ток, выпрямленный в структурах только с *n-* или *p-* типами проводимости [1]. Обсуждаются некоторые физические механизмы выпрямления волн в структурах графена, такие как фототермоэлектрический эффект [2], Друде-нагрев носителей заряда ТГц излучением [3] и нелинейные плазмонные эффекты [4].

В данной работе рассматривается влияние сильной пространственной неоднородности электрического поля на плазмонное выпрямление ТГц излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором.

Рассмотрим графеновую структуру, состоящую из графена, расположенного на поверхности диэлектрического слоя ( $\text{SiO}_2$ ) толщиной 300 нм, который расположен на проводящей подложке. Над графеном находится двойной решеточный металлический затвор, отделенный от графена слоем диэлектрика ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) толщиной 26 нм. Электроды подрешеток смещены друг относительно друга в направлении периодичности для создания асимметрии элементарной ячейки структуры (рис. 1а). Приложение постоянного напряжения между затворными электродами и графеном, а так же - между проводящей подложкой и графеном, позволяет контролировать концентрацию и тип носителей заряда на разных участках графена.

Для описания нелинейной динамики носителей заряда в графене используются гидродинамические уравнения, состоящие из уравнения непрерывности и уравнении баланса импульса носителей заряда, которые решены методом теории возмущений [4]. Электрическое поле плазмонов в графене вычислено с использованием самосогласованного электромагнитного подхода, основанного на решении интегральных уравнений [5]. Равновесное пространственное распределение энергии Ферми носителей заряда в элементарной ячейке структуры получено путем решения электростатических уравнений.

Выпрямление ТГц излучения в периодической графеновой структуре может быть обусловлено двумя разными физическими эффектами – эффектом плазмонного разностного увлечения носителей заряда и эффектом плазмонного электронно-дырочного хруповика. Выпрямление ТГц излучения за счет эффекта хруповика возможно только в случае наличия участков с разными типами проводимости в элементарной ячейке периодической графеновой структуры [6] (рис. 1),

что может быть достигнуто путем приложения разных постоянных потенциалов к электродам подрешеток. При этом, в элементарной ячейке структуры появятся планарные n-p-n переходы в графене. Эффект плазмонного электронно-дырочного хруповика доминирует в ТГц диапазоне частот [6]. Помимо геометрической асимметрии графеновой структуры, выпрямленный ток зависит от неоднородности электрического поля плазмона в графене.

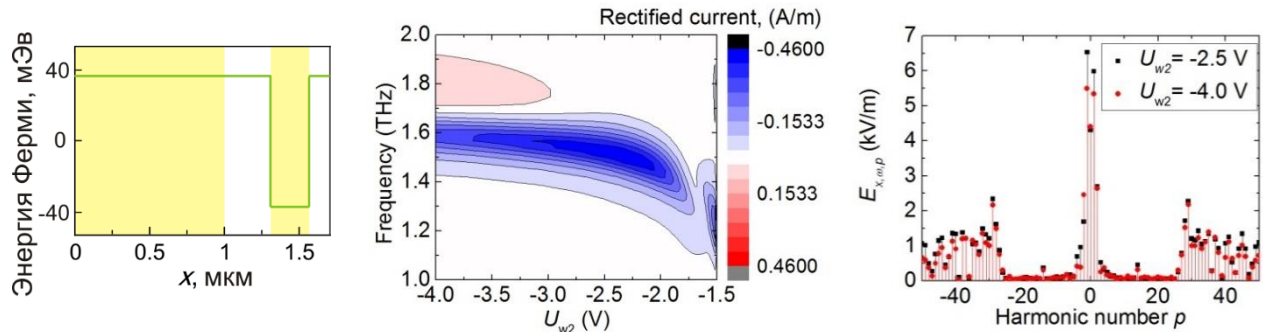


Рис. 1. (а) Распределение энергии Ферми носителей заряда в графене в элементарной ячейке структуры. Цветом обозначено расположение электродов затворной решетки. (б) Зависимость плотности выпрямленного тока от частоты и напряжения  $U_{w2}$  на затворе  $w_2$ . (в) Спектральный состав возбужденной плазмонной моды на частоте  $\omega=1.537$  ТГц при разных напряжениях  $U_{w2}$ . Расчеты выполнены для структуры с параметрами:  $w_1=1$ мкм,  $w_2=0.25$ мкм,  $s_1=0.625$ мкм,  $s_2=0.125$ мкм, напряжение на нижнем затворе  $U_{BG}=40$ В,  $\tau=1$ пс

Выпрямленный ток в графеновой структуре растет вблизи плазмонного резонанса (рис. 1б). Приложение постоянных напряжений  $U_{BG}$  и  $U_{w1}$  создает электронную проводимость во всех областях графена в элементарной ячейке, за исключением области под затвором  $w_2$ . Увеличение постоянного напряжения  $U_{w2}$  изменяет спектральный состав (рис. 1в) возбужденной плазмонной моды, что приводит к увеличению плотности выпрямленного тока (рис. 1б) за счет увеличения неоднородности электрического поля.

Возбуждение плазмонных мод в графене при сильной неоднородности электрического поля приводит к увеличению эффективности выпрямления за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хруповика.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-52-53063 и гранта Фонда развития теоретической физики «БАЗИС».

#### Библиографический список

1. Alonso-González P., Nikitin A.Y., Gao Y., Woessner A., Lundeborg M.B., Principi A., Forcellini N., Yan W., Vélez S., Huber A.J., Watanabe K., Taniguchi T., Casanova F., Hueso L.E. // Nat. Nanotech. 2017. V. 12. Pp. 31–35.
2. Koppens F.H.L., Mueller T., Avouris P., Ferrari A.C., Vitiello M.S., Polini M. // Nat. Nanotechnol. 2014. V. 9. Pp. 780–793.
3. Freitag M., Low T., Avouris P. // Nano Lett. 2013. V. 13. Pp 1644–1648.
4. Fateev D.V., Mashinskiy K.V., Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. P. 061106.
5. Polischuk O.V., Fateev D.V., Popov V.V. // Semiconductors. 2017. V. 51. Pp 1460–1465.
6. Fateev D.V., Mashinsky K.V., Hua Qin, Jiandong Sun, Popov V.V. // Semiconductors. 2017. V. 51. Pp. 1500-1504.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С  
ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАССИВОМ ГРАФЕНОВЫХ МИКРОЛЕНТ В  
ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ УГЛОВ ПАДЕНИЯ НА ЧАСТОТАХ  
ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ГРАФЕНЕ**

**В. С. Мельникова<sup>1</sup>, О. В. Полищук<sup>1</sup>, В. В. Попов<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН*

*E-mail: [MelnikovaVeronica@yandex.ru](mailto:MelnikovaVeronica@yandex.ru)*

В настоящее время активно развивается новая область – графеновая нано-плазмоника. Графен обладает уникальными электронными и оптическими свойствами, вытекающими из двумерной природы этого материала и линейного вида (дираковского) бесщелевого энергетического спектра носителей заряда. Графен демонстрирует сильный плазмонный отклик на терагерцовых (ТГц) частотах, что обусловлено как высокой плотностью [1], так и малой коллективной эффективной массой свободных носителей заряда. Высокая плотность и подвижность электронов сохраняются в периодических графеновых структурах [2]. Указанные свойства графена позволяют возбуждать графеновые плазмоны практически во всем ТГц диапазоне при комнатной температуре. Использование плазменных колебаний носителей заряда в графене представляется привлекательным, поскольку позволяет сконцентрировать электромагнитное поле вблизи графена и, таким образом, значительно повысить эффективность взаимодействия ТГц излучения с графеном.

В данной работе проводится обзор работ, посвященных преобразованию поляризации и поглощению ТГц излучения массивом графеновых микролент. Известно, что преобразование поляризации электромагнитной волны (в том числе в ТГц диапазоне частот), может иметь место исключительно в системах, не обладающих зеркальной плоскостью симметрии. В работах [3] – [6] исследовано преобразование поляризации ТГц *p*-поляризованной волны в волну с *s*-поляризацией массивом графеновых микролент со смещенным уровнем Ферми без приложения внешнего постоянного магнитного поля. Необходимая для преобразования поляризации падающей ТГц волны асимметрия возникает при несовпадении плоскости падения волны и плоскости зеркальной симметрии планарного массива графеновых микролент. В работах [4] и [5] показана возможность получения коэффициента преобразования поляризации до 70% по отношению к поляризации падающей волны. Часть мощности падающей волны теряется за счет поглощения в графене, вызванного внутризонными процессами рассеяния свободных носителей заряда. При этом в работе [5] отмечено, что волна, отраженная от массива графеновых микролент, полностью преобразована в волну с *s*-поляризацией. В работе [6] рассматривается преобразование поляризации ТГц волны в оптически накачанном массиве графеновых микролент и показано, что возможно полное преобразование *p*-поляризованной ТГц волны в волну с *s*-

поляризацией при определенной величине оптической накачки на частоте плазмонного резонанса, когда плазмонное усиление компенсирует потери в графене. В статье [7] исследован спектр поглощения терагерцового излучения периодическим массивом графеновых микролент и показано, что полное поглощение ТГц излучения происходит в режиме полного внутреннего отражения ТГц волны от периодического массива графеновых микролент на частотах плазменных колебаний в графене в широком диапазоне углов падения внешней ТГц волны при комнатной температуре. Эффект полного поглощения ТГц волны массивом графеновых микролент, достигается только при балансе диссипативных потерь (определяются скоростью внутризонного рассеяния электронов) и радиационных потерь (зависят от концентрации свободных носителей заряда, определяемой положением уровня Ферми, периода и заполняемости массива графеновых микролент).

Полученные результаты могут быть использованы для создания компактных, оптически настраиваемых устройств управления ТГц излучением.

#### Библиографический список

1. *M. Orlita, C. Faugeras, P. Plochocka, Neugebauer P, Martinez G.* // Phys. Rev. Lett., 2008, V. 101, P. 267601
2. *C. Berger, Z. Song, X. Li Wu X* // Science, 2006, V. 312, P. 1191
3. *Melnikova, V.S. O.V. Polischuk, V.V. Popov* // The 4th Russia-Japan-USA Symp. on Fundamental & Appl. Problems of THz Devices & Technologies. 2015. С. 47-48.
4. *В.С. Мельникова, О.В. Полищук, В.В. Попов* // Известия Саратовского университета. Серия Физика. Т.3, 2015г. С. 51-54.
5. *V. S. Melnikova, O. V. Polischuk, V. V. Popov* // Proc. of SPIE V. 9917 99172В. 2016.
6. *В.С. Мельникова, О.В. Полищук, В.В. Попов* // Нелинейный мир. 2016. Т.1. С. 32-33.
7. *О.В. Полищук, В.С. Мельникова, В.В. Попов* // Физика и техника полупроводников, 2016, Т. 50. В. 11. С. 1565–1569.



**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕРОДНОГО ПЛЕНОЧНОГО КОМПОЗИТА ГРАФЕН/УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ****В. В. Митрофанов, О. Е. Глухова, М. М. Слепченков***Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [slepchenkovm@mail.ru](mailto:slepchenkovm@mail.ru)*

Одним из интенсивно развивающихся направлений современного материаловедения является создание низкоразмерных материалов для разработки новой элементной базы оптических наноустройств. Среди перспективных кандидатов на роль таких материалов рассматриваются углеродные наноматериалы, прежде всего нанотрубки и графен по причине наличия у них необычных оптических и оптоэлектронных свойств [1,2].

В работе исследуются электродинамические свойства нового композитного материала графен/углеродные нанотрубки (УНТ) с горизонтальной укладкой трубок между графеновыми листами. Были рассмотрены две топологических модели композита с трубками (12,0) и (18,0), обладающими металлической проводимостью, и две модели с полупроводниковыми трубками (14,0) и (16,0). Ранее было показано, что такие структуры характеризуются высокой термодинамической устойчивостью [3]. Элементарная ячейка исследуемого композита показана на рисунке 1.

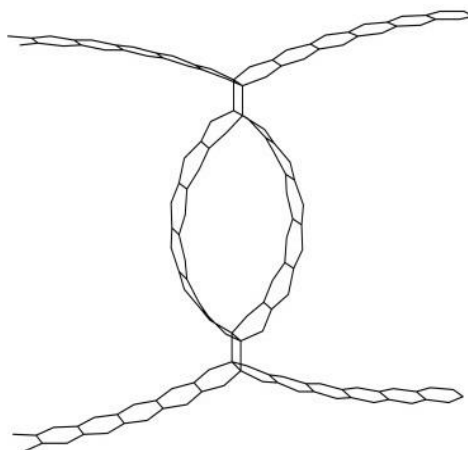


Рис. 1. Элементарная ячейка монослойного композита графен/УНТ с трубкой (12,0) и межтрубным расстоянием 12 гексагонов.

Для определения параметров отражения, пропускания и поглощения решаются уравнения Максвелла для электрического и магнитного полей в вакууме с 2D-композитом графен/УНТ в качестве границы раздела [4]. Для расчета элементов тензора комплексной оптической проводимости применялась известная формула Кубо-Гринвуда [5]. Результаты расчетов коэффициента поглощения электромагнитных волн пленкой графен/УНТ представлены на рисунке 2, где показано два случая поляризации для разных топологических моделей композита. На рисунке 2а показан профиль коэффициента поглощения для четырех типов

трубок с 13ю гексагонами между ними, а на рисунке 2б представлены модели композита с трубкой (18,0) и расстояниями 9, 11, 13 и 15 гексагонов между ними.

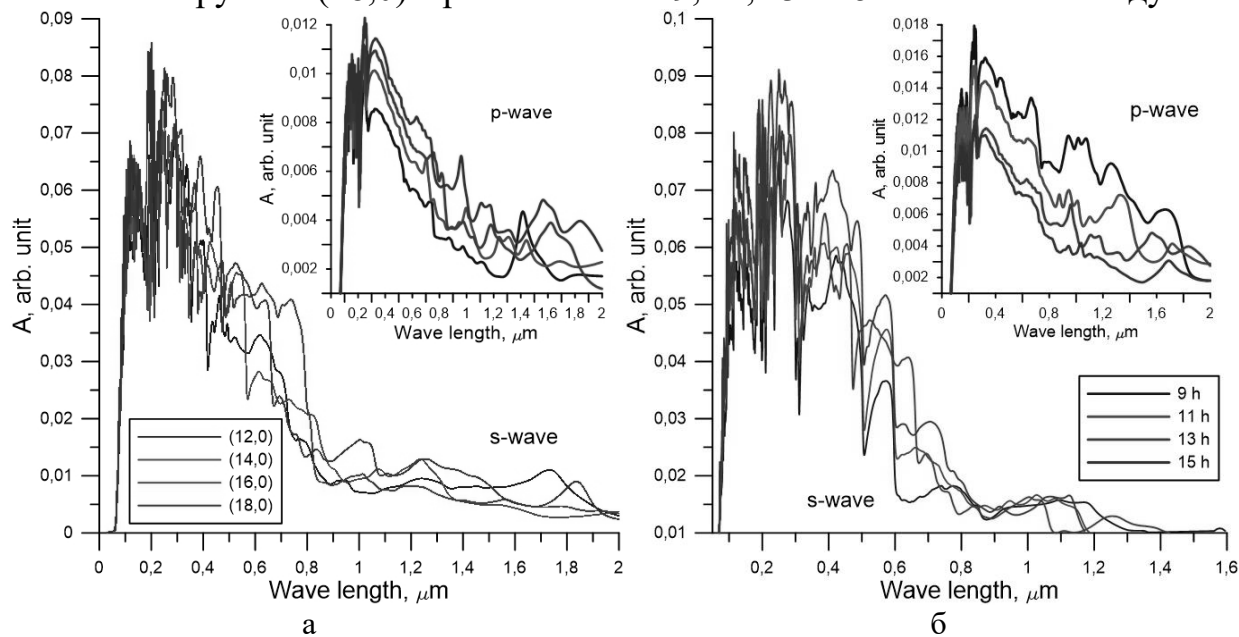


Рис. 2. Коэффициент поглощения 2D-композита графен/УНТ: а) модели с трубками (12,0), (14,0), (16,0) и (18,0) при расстоянии между ними 13 гексагонов; б) модели с трубками (18,0) при различных расстояниях между ними.

Анализ графиков показывает, что независимо от диаметра трубок и расстояния между ними выделяются характерные для всех топологических моделей композита пики большой интенсивности в УФ-области на длинах волн 150-350 нм и в оптическом диапазоне 380-740 нм. В ИК-области интенсивные пики отсутствуют. Наличие пиков высокой интенсивности для длин волн 150 – 250 нм характерно для графена, поэтому в УФ-области неизбежно наличие пиков именно в этом диапазоне. Однако, если максимальное поглощение у графена меньше по сравнению с композитом почти на 100 %, то есть композит перспективнее для применения в оптических модуляторах, чем чистый графен.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-32-01003-мол\_а); стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (проект №СП-3135.2016.1).*

#### Библиографический список

1. Otsuji T., Boubanga Tombet S.A., Satou A. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. Vol. 45. P. 303001.
2. Hartmann R.R., Kono J., Portnoi M.E. // Nanotechnology. 2014. Vol. 25. P. 322001.
3. Mitrofanov V.V., Slepchenkov M.M., Zhang G. et al. // Carbon. 2017. Vol. 115. P. 803-810
4. Glukhova O.E., Nefedov I.S., Shalin A.S. et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2018. Vol. 9. P. 1321-1327.
5. Zhang M.L., Drabold D.A. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 085210.

**УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРАХ НА  
ОСНОВЕ ГРАФЕНА С ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТЬЮ****И. М. Моисеенко<sup>1,2</sup>, М. Ю. Морозов<sup>1</sup>, В. В. Попов<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup> *Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН*<sup>2</sup> *Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*E-mail: *MoiseenkoIM@yandex.ru*

Отсутствие в настоящее время эффективных компактных источников терагерцового (ТГц) излучения, работающих при комнатной температуре делает актуальной проблему их создания. Важность исследования ТГц диапазона частот связана с широким кругом возможных применений ТГц приборов, например в спектроскопии, в системах безопасности. Графен, благодаря нулевой ширине запрещенной зоны и возможности достижения отрицательной проводимости в ТГц диапазоне [1], может стать основой для создания источников и усилителей ТГц излучения [2,3]. Перспективным является исследование усиления плазменных волн (плазмонов) в графене, поскольку длина волны плазмонов на два порядка меньше длины электромагнитного излучения в вакууме. Усиление ТГц плазмонов при прямой накачке графена оптическим излучением рассматривалось в [4], однако такой метод накачки недостаточно эффективен, поскольку поглощение оптического излучения в графене составляет менее 2,3% [5].

В данной работе приводится обзор актуальных работ, посвященных усилению ТГц плазмонов в графене и методам создания в нем инверсии носителей заряда. Усиление ТГц плазмонов в графене исследовано при его диффузионной накачке внешним оптическим излучением [6] и диффузионной накачке графена оптическими плазмонами [7]. При этих типах накачки инверсия в графене создается диффузионным потоком носителей заряда из полупроводниковой подложки, на которую нанесен графен. В расчетах используются параметры полупроводника, соответствующие GaAs. В случае диффузионной накачки внешним излучением генерация электрон-дырочных пар в полупроводнике происходит за счет поглощения энергии внешнего оптического излучения, падающего на полупроводник. При диффузионной накачке графена оптическими плазмонами электрон-дырочные пары в полупроводнике генерируются в результате поглощения энергии оптического плазмона, распространяющегося вдоль поверхности металла, экранирующего графен. Сравнение указанных методов накачки графена с известным методом прямой оптической накачки показало, что диффузионная накачка графена оптическими плазмонами и внешним оптическим излучением позволяет достичь максимального усиления плазмонов в графене при мощностях накачки, более чем на порядок величины меньших при реально достижимых параметрах структуры и накачки.

Известно, что экранирование графена металлом приводит к дополнительной локализации плазмонов в графене. В работе [8] исследовано усиление плазмонов в активном графене, экранированном идеально проводящей металлической поверхностью. В указанной работе показано, что приближение металла к графену на расстояние порядка

единиц нанометров приводит к возрастанию инкремента мощности плазмонов в графене в несколько раз, по сравнению с инкрементом мощности плазмонов в графене в отсутствие металла при фиксированной частоте и величине инверсии в графене.

В настоящее время актуальным также является исследование двухслойных графеновых структур. В работе [9] исследовано усиление ТГц плазмонов в структуре, состоящей из двух монослоев графена с инверсным энергетическим распределением носителей заряда. Монослои графена разделены барьерным диэлектриком и покрыты полубесконечными диэлектрическими обкладками. В подобных структурах важную роль играет соотношение диэлектрических проницаемостей барьерного диэлектрика  $\epsilon_b$  и диэлектрических обкладок  $\epsilon_c$ . При соотношении  $\epsilon_b / \epsilon_c \approx 15$ , коэффициент усиления симметричной плазмонной моды, распространяющейся в исследуемой структуре, превышает коэффициент усиления плазмонов в монослое графена более чем на четыре порядка величины при частоте плазмонов 10 ТГц и одинаковом уровне инверсии в слоях графена.

Описанные выше методы создания инверсии в графене и плазмонные эффекты могут быть использованы для создания компактных источников и усилителей ТГц излучения, работающих при комнатной температуре.

Авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку (грант 18-72-00009).

### Библиографический список

1. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping // Journal of Applied Physics. 2007. V. 101. P. 083114.
2. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov et al. Terahertz Laser Based on Optically Pumped Graphene: Model and Feasibility of Realization // JETP Letters. 2009. V. 89. P. 70.
3. V. V. Popov, O. V. Polischuk, A. R. Davoyan et al. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 195437.
4. A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin et al. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23. P. 145302.
5. R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, et al. Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene // Science. 2008. V. 320. P. 1308.
6. M. Yu. Morozov, A.R. Davoyan et al. Active guiding of Dirac plasmons in graphene // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 061105.
7. И. М. Моисеенко, М. Ю. Морозов, В. В. Попов. Отрицательная терагерцовая проводимость графена при накачке оптическими плазмонами // Письма в журнал технической физики. 2017. Т. 43. Вып. 11. С. 46-54.
8. М. Ю. Морозов, И. М. Моисеенко, В. В. Попов. Усиление плазменных волн в экранированном активном графене // Письма в журнал технической физики. 2016. Т. 42. Вып. 1. С. 80-86.
9. M. Yu. Morozov, I. M. Moiseenko, V. V. Popov Giant amplification of terahertz plasmons in a double-layer graphene // J. Phys.: Condens. Matter. 2018. V. 30. P. 08LT02 (5pp).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ СРЕД****С. Ю. Молчанов<sup>1</sup>, Н. М. Ушаков<sup>2</sup>**<sup>1</sup>*АО Центральный научно-исследовательский институт измерительной аппаратуры*<sup>2</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН**E-mail: ntu@bk.ru*

В последние десятилетия наметилась тенденция к созданию композитных материалов с наноразмерными включениями. Одними из перспективных для использования в качестве радиопоглощающих материалов являются полимерные нанокompозиты. Такие материалы могут обладать требуемыми свойствами по радиопоглощению и диэлектрической проницаемости в микроволновом диапазоне [1], оптическом [2], а также в качестве гамма-поглотителей [3].

Одним из перспективных наполнителей могут выступать углеродные нанотрубки (УНТ). В работе [4] показано, что оптимальной, с точки зрения получения максимального ослабления электромагнитного излучения в радиодиапазоне, является структурная организация, элементы которой содержат сетки из пересекающихся УНТ. Но структурная организация в полимерной матрице является трудоемким процессом с точки зрения создания материала [5]. Намного проще и дешевле создавать нанокompозиты со случайным расположением нановключений в матрице. Поэтому актуальным является прогнозирование диэлектрических свойств композитных наноматериалов в зависимости от состава в неупорядоченной среде. Для теоретического анализа свойств в микроволновом диапазоне можно воспользоваться теорией эффективной среды. Причем диэлектрическая проницаемость матрицы будет слабо зависеть от частоты, а диэлектрическая проницаемость нановключений будет частотно зависимая. Так же будет учтён механизм Максвелла-Вагнера (межповерхностная дипольная релаксация) с помощью обобщенных формул Дебая.

Теоретический расчет может не показать точных зависимостей диэлектрической проницаемости от частоты. Поэтому в работе для оценки адекватности предложенного алгоритма приведены и результаты экспериментального измерения, сделанные с помощью оборудования фирмы Rohde&Schwarz в миллиметровом диапазоне длин волн. На рис.1 приведены теоретическая кривая и экспериментально измеренные точки для композитного наноматериала с матрицей из полиэтилена высокого давления и включениями в виде случайно расположенных углеродных нанотрубок. Теоретический расчет имел хорошее совпадение экспериментальными данными. Погрешность составляла меньше 10%. Было установлено, что диэлектрическая проницаемость композита, содержащего углеродные нанотрубки, линейно возрастает в диапазоне 110-170 ГГц, со значения 1,5 до 1,8.

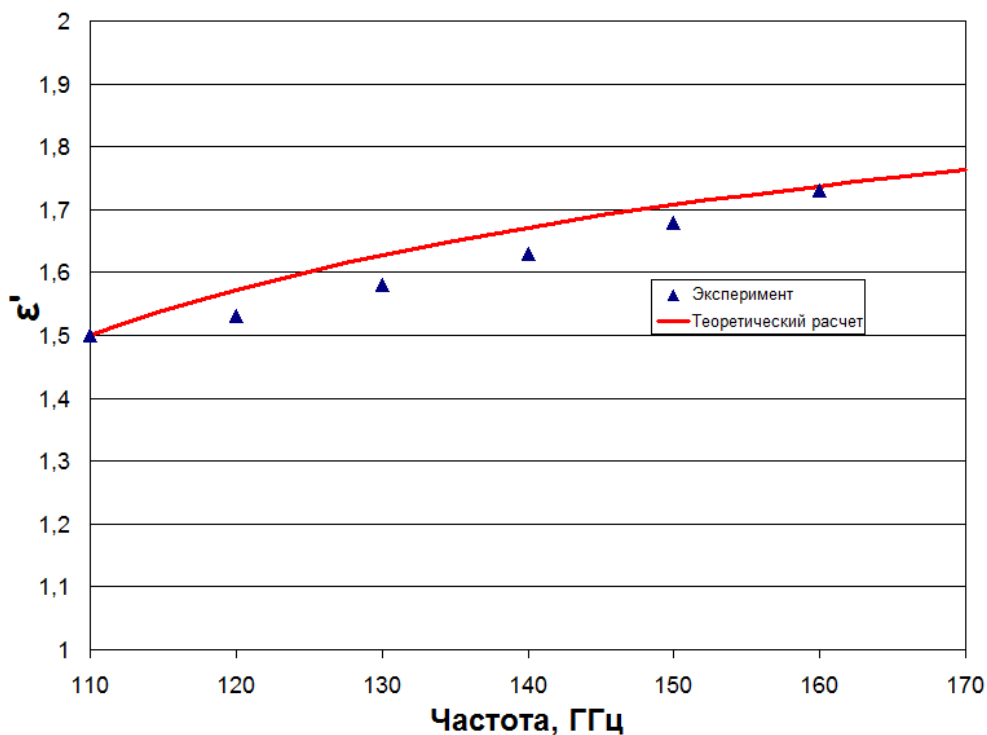


Рис.1 - Диэлектрическая проницаемость нанокompозита УНТ-ПЭВД.

#### Библиографический список

1. Молчанов С.Ю., Ушаков Н.М. // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2012. № 4. С. 195-199.
2. Ушаков Н.М., Юрков Г.Ю., Баранов Д.А., Запис К.В., Журавлева М.Н., Кочубей В.И., Кособудский И.Д., Губин С.П. // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 2. С. 262-267.
3. Гульбин В.Н., Колтаков Н.С., Горкавенко В.В., Бойков А.А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2018. Т. 23. № 1. С. 4-11.
4. Акатенков Р.В., Аношкин И.В., Беляев А.А., Битт В.В., Богатов В.А., Дьячкова Т.П., Куцевич К.Е., Кондрашов С.В., Романов А.М., Широков В.В., Хоробров Н.В. // Авиационные материалы и технологии. 2011. № 1 (18). С. 35-42.
5. Михайлов М. Д. // СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. – 208 с.

## АВТОВОЛНЫ В СРЕДЕ С БЫСТРОЙ ДИФфуЗИЕЙ И МЕТОД ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ПОДСТАНОВОК

**В. М. Морозов, В. М. Журавлев**

<sup>1</sup>Ульяновский государственный университет

E-mail: aielar@rambler.ru

Целью работы является выяснение условий возникновения периодических и когерентных структур в средах с нелинейной диффузией, при наличии внешнего источника излучения и без него.

Рассмотрим уравнение диффузии следующего вида [1]:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left[ n^p \frac{\partial}{\partial x} n(x,t) \right] = F(x,t,n, \partial n / \partial x), \quad (1)$$

где  $F$  – внешний источник, в общем случае нелинейный. Частным случаем уравнения (1) при  $p = -1$  является уравнение быстрой диффузии (УБД):

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln(n) = F(x,t,n, \partial n / \partial x), \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет множество приложений и описывает кинетику точечных дефектов кристаллах, неравновесных носителей заряда в полупроводниках и т.д.

Для анализа и поиска точных решений уравнений типа (1) в работе применяется метод функциональных подстановок (МФП) [2].

В МФП рассматривается пара уравнений, называемых базовыми:

$$T_t = B(x,t)T$$

$$T_x = A(x,t)T$$

$$B_x = A_t.$$

а нелинейное уравнение (2) получается при подстановке базовых соотношений в некоторое вспомогательное уравнение.

Для системы уравнения (1), вспомогательное уравнение имеет вид:

$$T_t(T_x + PT) + T_x(CT_x + QT) + MT^2 = T_{xx}(GT + NT_x) \quad (3)$$

УБД получается из (3) после подстановки базовых соотношений, дифференцирования по  $x$  и замены  $n = A_x / A$ .

В данной работе для поиска точных решений уравнения (2) используются нелинейные функциональные подстановки.

В этом случае, для решения уравнения (4) будем использовать нелинейные

подстановки для производных функции  $T$ :  $T_x = u(t, x, T)$ ,  $T_t = v(t, x, T)$ ,

тогда исходное уравнение сведется к паре уравнений (уравнение (4) и условие совместности) первого порядка, в которые неизвестная функция входит в качестве переменной:

$$v(u + PT) + u(Cu + QT) + MT^2 = (u_x + uu_T)(GT + Nu)$$

$$u_t + vu_T = v_x + uv_T$$

Выберем функции  $u, v$  в следующем виде:

$$u = \sum_{k=0}^N U_k(x,t)T^k, \quad v = \sum_{k=0}^N V_k(x,t)T^k$$

После подстановки в (5) и решения получившейся системы уравнений, решение уравнения при  $F = n_x$  (2) можно записать в следующем виде:

$$n(x,t) = \frac{1}{1-N} \frac{\partial}{\partial x} (P(x+pt) + Q(x+qt)).$$

В функцию  $n(x,t)$  входят две бегущих переменных, таким образом, уравнение диффузии (2) имеет волновые решения, в отсутствие внешнего источника, поэтому эти волны можно рассматривать как автоволны.

Так же в работе показано, что уравнение (2) обладает периодическими решениями.

*Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках гос. задания 3.2111.2017/4.6*

#### Библиографический список

1. В.М. Журавлев, И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, В.М. Морозов, В.В. Светухин, И.О. Явтушенко, М.С. Явтушенко. Лазерно-индуцированная генерация поверхностных периодических структур в средах с нелинейной диффузией. ФТТ, 2017, том 59, вып. 12, с. 2291-2998
2. Журавлев В.М. Метод обобщенных подстановок Коула-Хопфа и новые примеры линеаризуемых нелинейных эволюционных уравнений // ТМФ. 2009, т. 158, N 1, с. 58-71.
3. Журавлев. В.М. Матричные функциональные подстановки для интегрируемых динамических систем и уравнения Ландау – Лифшица // Нелинейная динамика. 2014. Т. 10. № 1. С. 35–48.



**ОЦЕНКА СКРЫТОСТИ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В ХАОТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ****Е.В. Навроцкая, Р.О. Чуб, А.С. Караваев, В.И. Пономаренко***Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН  
E-mail: sidakev@gmail.com*

Сравнительный анализ криптостойкости систем передачи информации, основанных на принципах динамического хаоса [1, 2], и обычных систем, использующих программное или аппаратное шифрование, представляет собой непростою задачу вследствие того, что эти системы связи основаны на разных принципах. В данной работе предложен метод оценки криптостойкости систем передачи информации с переключением хаотических режимов и с его помощью проведено сравнение скрытости систем связи на базе хаотических генераторов с запаздыванием и систем связи на базе шифрования с закрытым ключом.

Основная идея сравнительного анализа криптостойкости состоит в оценке вычислительной сложности алгоритма расшифровки сигнала, сгенерированного хаотической системой передачи информации, и алгоритма расшифровки криптографической системы с закрытым ключом. При этом используются следующие основные предположения:

1) структура хаотической системы передачи информации считается известной (это генератор первого порядка с запаздыванием, время задержки которого переключается между двумя значениями, одно из которых соответствует логическому 0, а второе логической 1) и требуется лишь правильно определить параметры передатчика;

2) все возможные комбинации значений параметров хаотического передатчика равновероятны, как и в криптографической системе с закрытым ключом;

3) шумы в канале связи отсутствуют и в хаотической системе передачи информации, и в стандартной криптографической системе.

Рассмотрим принцип шифрования в системе связи с закрытым ключом. Это алгоритм, в котором и передатчик, и приемник должны иметь ключи шифрования. Для шифрования алгоритм принимает в качестве входа открытый текст блоками определенной длины и на выходе выдает зашифрованный текст блоками такой же длины. Приемник, получив блок зашифрованного текста, проводит процедуру дешифровки и выдает блок расшифрованного текста. Для шифрования и дешифрования применяют один и тот же ключ. Секретность ключа определяется его длиной. Например, в известном алгоритме шифрования DES длина ключа составляет 56 бит, то есть всего возможно  $2^{56}$  ключей (в десятичной системе счисления это составляет 72057594037927936 возможностей). Один из путей расшифровки этого кода – попробовать каждый из возможных ключей, каждый раз сравнивая образец добытого уже расшифрованного сообщения и сообщения, полученного при пробе ключа. Для того чтобы попробовать 1 пробный ключ, необходимо совершить примерно  $10^3$  арифметических и логических операций.

При современных мощностях персональных компьютеров за 1 секунду

можно опробовать порядка  $10^6$  ключей. Таким образом, для того, чтобы перебрать все ключи, потребуется более 2000 лет. Время вычисления изменится, если для взлома шифра применить суперкомпьютер и параллельные вычисления. С одной стороны, эти расчеты показывают, что такой шифр не очень надежен и его можно взломать за разумное время. С другой стороны, указанный стандарт принят де-факто в настоящее время для передачи информации обычного уровня конфиденциальности. В то же время, для защиты важных коммерческих данных и в правительственных каналах связи применяют 2048-разрядное шифрование. Такая разрядность не дает возможности расшифровать передаваемое сообщение даже на современных суперкомпьютерах за разумное время.

Теперь рассмотрим принцип оценки конфиденциальности системы передачи информации, предложенной в [2]. Передатчик в этой системе связи описывается уравнением вида:

$$\varepsilon \dot{x}(t) = -x(t) + \lambda - \left( x(t - (\tau_1 + m(t)\tau_2)) \right)^2, \quad (1)$$

где  $x$  – динамическая переменная,  $\varepsilon$  — параметр инерционности системы,  $\lambda$  — параметр нелинейности,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – времена запаздывания,  $m$  – бинарный информационный сигнал.

Следует отметить, что данная система передачи информации обладает в некоторой мере стеганографическими свойствами, то есть она скрывает и сам факт передачи информации. Если противник не знает, передается сообщение или нет, он сможет определить факт передачи информации только по косвенным признакам, например, увеличение мощности принимаемого сигнала в полосе. В то же время, обычная передача цифрового сигнала дает нам информацию не только о факте передачи, но также и о скорости передаваемых данных.

Предположим, что нам известна нелинейная функция в явном виде, скорость передачи информации и параметр инерционности в уравнении (1). Неизвестными являются времена запаздывания  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ . Тогда для их определения необходимо перебрать все возможные пары значений и для каждой пары провести численное моделирование.

В работе проведена оценка BER для различных наборов  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и сделана оценка вычислительной сложности алгоритма декодирования передаваемого сообщения при двух неизвестных параметрах передатчика.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-02-00205.*

#### Библиографический список

1. Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Kulminskiy D.D., Koronovskii A.A., Moskalenko O.I. Hramov A.E. // *Nonlinear Dynamics*. - 2017. Vol. 87, No.3. – P. 2039-2050.
2. Караваев А.С., Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // *Письма в ЖТФ* – 2015. – Том 41, вып. 1. – С. 3-11.

**АНТИБАКТЕРИАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУЧЕННЫХ КОМПОЗИТОВ****Г.Н. Наумова<sup>1</sup>, С.Б. Вениг<sup>1</sup>, Р.К. Чернова<sup>1</sup>, В.Г. Сержантов<sup>1</sup>, О.Г. Шаповал<sup>2</sup>,  
В.П. Сплюхин<sup>1</sup>, Н.Н. Щербакова<sup>1</sup>, Е.И. Селифонова<sup>1</sup>,**<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*<sup>2</sup>*Саратовский государственный медицинский университет*E-mail: [selif-ei@yandex.ru](mailto:selif-ei@yandex.ru)

В последнее время интересен и актуален вопрос создания и изучения антибактериальных композитов для внутреннего и наружного использования на основе природных сорбентов. Имеются данные о применении глауконита в ветеринарии [1], откуда видно, что его действие проявляется в первую очередь в желудочно-кишечном тракте и обусловлено как хорошими сорбционными свойствами, так и способностью отдавать ряд макро- и микроэлементов, необходимых для жизнедеятельности организма.

На базе природного глауконита Белоозерского месторождения Саратовской области получена его 85 % обогащенная фракция путём магнитной сепарации. Установлена морфология поверхности глауконитовых зерен глауконита, получен его элементный состав. Получен композит с иммобилизованным метиленовым синим и цетилпиридинием хлоридом на глауконите и определены основные параметры его сорбции.

Получение композита глауконита с вышеуказанными веществами проводили методом сорбции в статическом режиме при комнатной температуре. Для этого в конические колбы вместимостью 100 мл помещали навески глауконита (0,5 г) и заливали 25 мл исходного водного раствора метиленового синего ( $C_{исх}=4,5 \cdot 10^{-5}$  М), цетилпиридиния хлорида ( $C_{исх}=1 \cdot 10^{-3}$  М) и метиленового синего ( $C_{исх}=4,5 \cdot 10^{-5}$  М) в 0,001 М растворе цетилпиридиния хлорида. Сорбцию проводили в течении 60 мин при постоянном перемешивании. Затем раствор фильтровали через складчатый фильтр, отделяли глауконитовый композит от маточного раствора и промывали осадок три раза дистиллированной водой (порциями по 10 мл) для удаления избытка используемых реагентов. Оставшуюся твердую фазу высушивали при комнатной температуре.

Антибактериальную активность полученных композитов глауконита с иммобилизованными веществами исследовали на штамме *Escherichia coli* ATCC 25922. Проводили мерный высеv бульонных культур штамма по 1мл (105 КОЕ) на мясопептонный агар сразу и через 3, 6 часов после посева с последующим подсчётом выросших колоний. В качестве контролей использованы посеvы в МПБ с навесками глауконита без метиленового синего и цетилпиридиния хлорида и среду без этих веществ (табл.1).

Таблица 1. Среднее количество клеток штаммов *Escherichia coli* ATCC 25922 в зависимости от условий культивирования ( $n=3$ ,  $p=0,95$ ).

Условия культивирования	Время культивирования		
	0ч	3ч	7ч
<i>Escherichia coli</i>			
Контроль	111±37	522±158	21450±3344
Глауконит 0,0625г	108±34	531±132	20383±1703
Композит с водным раствором метиленового синего 0,125г	102±40	450±85	14850±2545
Композит с ЦПХ 0,0625	98±36	296±114	655±291
Композит с раствором метиленового синего и ЦПХ 0,0625г	120±46	103±19	210±134

#### Библиографический список

1. Басыров, А.Р., Гадиев Р.Р. Эффективность использования глауконита в рационах мясных гусят / А.Р. Басыров, Р.Р. Гадиев // Вест. Башкирского гос. аграрного университета. 2012. №1. С. 23-24.
2. С.Б. Вениг, Р.К. Чернова, В.Г. Сержантов, А.А. Селифонов, О.Г. Шаповал, О.В. Нечаева, В.П. Сплюхин, Е.И. Селифонова, Г.Н. Наумова, Н.Н. Щербакова. Антибактериальные композиты на основе природного сорбента. Вестн. Моск.ун-та. Сер.2. Химия. 2018. т.59. №3.с.223-229.

**АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С ПЛОСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК,  
ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ****Д.В. Нефедов***Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН**E-mail: nefedov\_dv@rambler.ru*

Активирование эмиссионных катодов является важной составляющей процесса подготовки эмиттера к стабильной эмиссии. Если для термоэмиссионных катодов активирование осуществляется посредством увеличения температуры катода, то для автоэмиссионных катодов, данный процесс осуществляется путем повышения напряженности электрического поля. В ходе активирования автоэмиссионных катодов происходит улучшение таких важных параметров, как работа выхода и увеличение эффективной площади эмиссии, определяемой числом действующих эмиссионных центров.

Ранее [1] было обнаружено, что наибольшие значения токов автоэлектронной эмиссии были получены из углеродных волокон, образованных в ходе термической деструкции углеродной пленки при протекании через нее токов с плотностью более  $15 \text{ mA/cm}^2$ . Поскольку данный процесс абсолютно неуправляем, то для получения, в строго определенных местах, воспроизводимых эмиссионных центров, не требующих значительных токов для проведения процесса формовки, целесообразной является предварительная обработка углеродной пленки. Такую обработку можно произвести, в том числе, с помощью лазерного воздействия.

Целью данной работы явилось изучение импульсных автоэмиссионных ВАХ, полученных с углеродной пленки, подвергнутой лазерному воздействию.

В качестве измеряемых образцов использовалась сплошная углеродная пленка на стекле. На данной пленке, посредством сфокусированного лазерного излучения с длиной волны  $405 \text{ nm}$  и максимальной мощностью  $500 \text{ mW}$ , в постоянном режиме, осуществлялось прожигание сплошных полос, а также точечное воздействие. Измерения автоэмиссионных ВАХ проводились на характеристикографе «Эрбий-7176» в импульсном режиме с длительностями импульсов  $10, 30, 50 \text{ мкс}$ .

АЭ ВАХ для всех трех образцов, измеренных при длительности импульса  $10 \text{ мкс}$ , приведены на рис. 1 а, для остальных длительностей импульсов характер ВАХ и их расположение, в целом, аналогичны.

Из графика (рис. 1а) видно, что все три характеристики имеют экспоненциальный характер, а построенные в координатах Фаулера-Нордгейма показывают линейный характер и, как правило, состоят из двух частей, что может говорить об автоэлектронной эмиссии из участков катода с различной работой выхода. Также было установлено, что порог начала эмиссии различен для образцов разного типа. Так для сплошной пленки порог эмиссии составляет порядка  $21 \text{ В/мкм}$ , для образца со сплошными полосами  $22 \text{ В/мкм}$ , а для образца с точками  $28 \text{ В/мкм}$ . Что касается влияния длительности импульса на значение порога начала эмиссии, то для минимальной длительности  $10 \text{ мкс}$ , для всех типов образцов, характерен

максимальный порог.

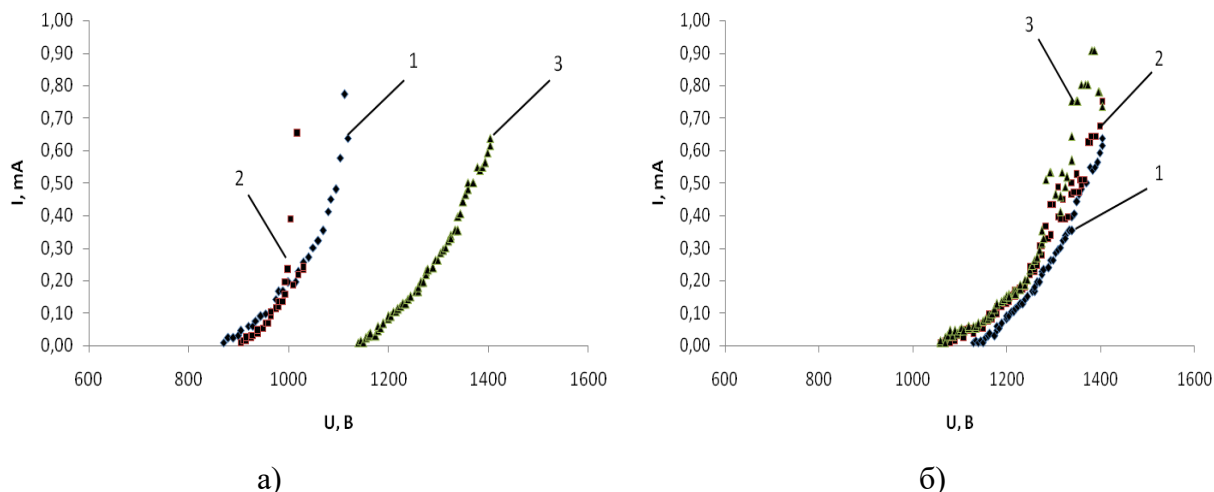


Рис. 1. Автоэмиссионные ВАХ: а) при длительности импульса 10 мкс, 1-сплошная пленка, 2-пленка с полосами, 3-пленка с точками; б) образца с точками при длительности импульса 10 мкс (1), 30 мкс (2), 50 мкс (3).

С увеличением длительности импульса, в рамках одного и того же образца, наблюдалось увеличение максимального тока, снятого при одном и том же напряжении (рис. 1б). При этом в области максимальных напряжений приложенных к образцу, имеет место неустойчивость в характере протекания тока. Другой особенностью является снижение порога начала эмиссии с увеличением длительности импульса, что может говорить о разном времени включения для различных эмиссионных центров.

Также по результатам оптической микроскопии было установлено, что максимальные разрушения углеродной пленки, в ходе процесса активации, имели место на образце со сплошной пленкой.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы: 1) лазерное воздействие позволяет управляемым образом сформировать в углеродной пленке эмиссионные центры, не требующие для своей активации протекания значительных токов, что позволяет избежать термической деструкции пленки; 2) увеличение длительности импульсов напряжения позволяет повысить значения АЭ тока.

### Библиографический список

1. Суздальцев С.Ю., Нефедов Д.В., Огурицов К.Н., Буров А.М. // ПЖТФ, 2011, т. 37, вып. 18, с. 37-43.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХАНОДНЫХ ПЛАНАРНО-ТОРЦЕВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

**Д.В. Нефедов, Р.К. Яфаров**

*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

*E-mail: nefedov\_dv@rambler.ru*

Разработка устройств вакуумной электроники в микро- и наноразмерном исполнении открывает широкие возможности для их интеграции с существующими структурами кремниевой электроники. Преимуществами таких элементов являются: радиационная стойкость, быстродействие, низкий уровень собственных шумов и т.д. Одним из наиболее перспективных материалов для создания подобного типа устройств являются нанокремниевые пленочные структуры, на основе которых можно реализовывать различные элементы классической вакуумной электроники.

Целью работы являлось создание двуханодных полевых источников электронов на основе алмазографитовых пленочных структур и изучение в них процессов перераспределения автоэмиссионных токов.

Изготовление эмиссионных структур производилось путем осаждения углеродной пленки на поликоровую подложку. Углеродная пленка осаждалась в ходе разложения паров этанола в СВЧ плазме газового разряда низкого давления. Параметры осаждения пленок описаны в [1]. Полученная пленка с помощью механического скрайбирования разделялась на две части. Зазор между частями пленки составлял 30 мкм. Одна часть пленки выполняла роль катода, на вторую часть пленки подавался положительный потенциал, и она выполняла роль «активного» (или управляющего) анодного элемента. Основным металлический анод размещался сверху над зазором между обеими частями пленки на расстоянии 40 мкм. Измерение автоэмиссионных характеристик производилось в условиях технического вакуума  $(2-4) \cdot 10^{-3}$  Па. На катод - основной анод подавалось напряжение от 0 до 450В, на дополнительный анод подавался положительный потенциал 0, 10, 30, 60 и 90 В. В процессе автоэмиссионных измерений были получены семейства вольт-амперных характеристик анодного тока на обоих анодных электродах при различных потенциалах на «активном» аноде.

На рис. 1 приведены ВАХ, на которых видны следующие особенности. Во-первых, во всем диапазоне напряжений, приложенных между катодом и основным анодом, максимальный ток достигается на дополнительном аноде, при этом он примерно в два раза выше, чем ток на основном аноде. Исключение составляет режим, в котором напряжение на дополнительном аноде составляет 0 В. Во-вторых, с увеличением напряжения на дополнительном аноде с 0 до 90 В, ток на основном аноде снижается в шесть раз с 0,039 мА до 0,007 мА. При этом ток на дополнительном аноде увеличивается примерно в 1,5 раза с 0,038 мА до 0,055 мА. В-третьих, начало протекания эмиссионных токов в цепи катод - дополни-

тельный анод происходит при меньших напряжениях, нежели в цепи катод - основной анод.

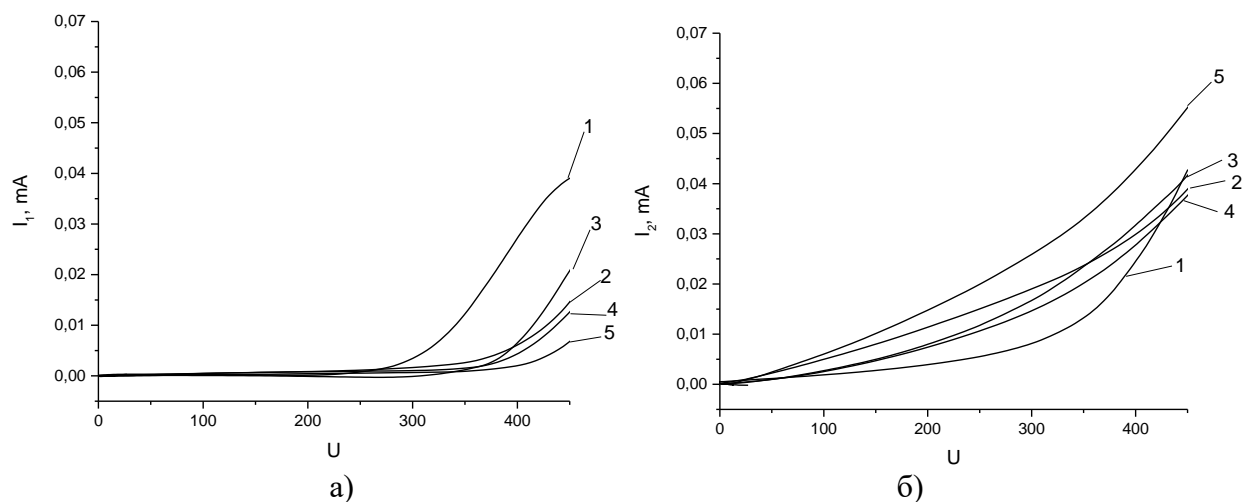


Рис. 1. Зависимость тока  $I_1$  на основном аноде (а) и тока  $I_2$  на дополнительном аноде (б), от напряжения на катоде при потенциале на дополнительном аноде 1 – 0В, 2 – 10В, 3 – 30В, 4 – 60В, 5 – 90В.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы: 1) в результате функционирования двуханодной эмиссионной структуры происходит перераспределением токов между анодами, в зависимости от величины потенциала на дополнительном аноде; 2) величина тока на дополнительном аноде выше, а его протекание начинается раньше. Возможно, это происходит благодаря более развитой торцевой части дополнительного анода, что позволяет создать большую напряженность поля.

Полученную двуханодную автоэмиссионную структуру можно использовать в качестве разветвителя тока или аналога двуханодного кенотрона.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №16-19-10033).*

#### Библиографический список

1. Алехин А.А., Суздальцев С.Ю., Яфаров Р.К. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. вып. 15. С. 73-79.



**СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ МОДИФИКАЦИИ 9R-Si,  
ПОЛУЧЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ****А. А. Никольская, Д. С. Королев, Д. С. Тетельбаум, А. Н. Михайлов,  
А. И. Белов, А. А. Сушков, Д. А. Павлов***Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород  
E-mail: alena.nikolskaya.1994@mail.ru*

Стремление производителей интегральных схем к увеличению быстродействия при обработке информации приводит к поиску наиболее перспективных подходов для его осуществления. Потенциальным подходом является замена электрических межсоединений оптическими. Но основным материал традиционной микроэлектроники – кремний – не может быть непосредственно использован в качестве излучателя света в силу своей непрямозонности. Поэтому необходим поиск светоизлучающих материалов, совместимых с кремниевой технологией. Одним из возможных вариантов является использование гексагональных модификаций кремния, для которых предсказано увеличение вероятности излучательных процессов по сравнению с алмазоподобным кремнием [1]. В настоящей работе методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показана возможность синтеза гексагонального кремния фазы 9R с помощью ионной имплантации, а также изучены оптические свойства данной фазы методом фотолюминесценции (ФЛ).

Впервые формирование гексагональных включений кремния было установлено в подложке кремния КЭФ-4.5 (100) при имплантации ионов  $Ga^+$  и  $N^+$  в кремний и плёнки  $SiO_2$  на кремнии с последующей термообработкой [2]. Для определения влияния толщины плёнки и сорта имплантируемых атомов на образование гексагональных включений в кремнии, в работе было проведено облучение ионами  $Kr^+$  в плёнки термически окисленного кремния разной толщины 120, 160 и 300 нм, с последующим отжигом в осушенном азоте при 800 °С (30 мин). Исследование структуры поперечного среза проводилось на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM-2100F. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) использовался полупроводниковый лазер ( $\lambda = 980$  нм) и зелёный светодиод ( $\lambda = 530$  нм).

На снимках ПЭМ высокого разрешения для образца с толщиной плёнки  $SiO_2$  120 нм, снятых вблизи границы плёнка - подложка, наблюдаются области, отличные по структуре от алмазоподобного кремния. Полученную картину можно интерпретировать как изображение системы идущих непосредственно один за другим дефектов упаковки. Анализ данных областей показал, что это области гексагональной фазы 9R-Si, как и в случаях облучения  $Ga^+$  и  $N^+$ . Об этом свидетельствует период чередования плоскостей, равный  $0.94 \pm 0.03$  нм, который с точностью до погрешности измерения совпадает с утроенным значением межплоскостного расстояния (111) в алмазоподобном кремнии (3C), а также наличие на картине дифракции, полученной Фурье-преобразованием, дополнительных рефлексов на расстояниях  $1/3$  и  $2/3$  от центра.

Исследование синтезированных образцов методом ФЛ (рис. 1) показало, что на спектрах для образцов с толщиной плёнки  $\text{SiO}_2$  120 и 160 нм, помимо полосы межзонного перехода от алмазоподобного кремния при 1128 нм, наблюдается полоса при 1240 нм, которая предположительно относится к излучению фазы 9R-Si.

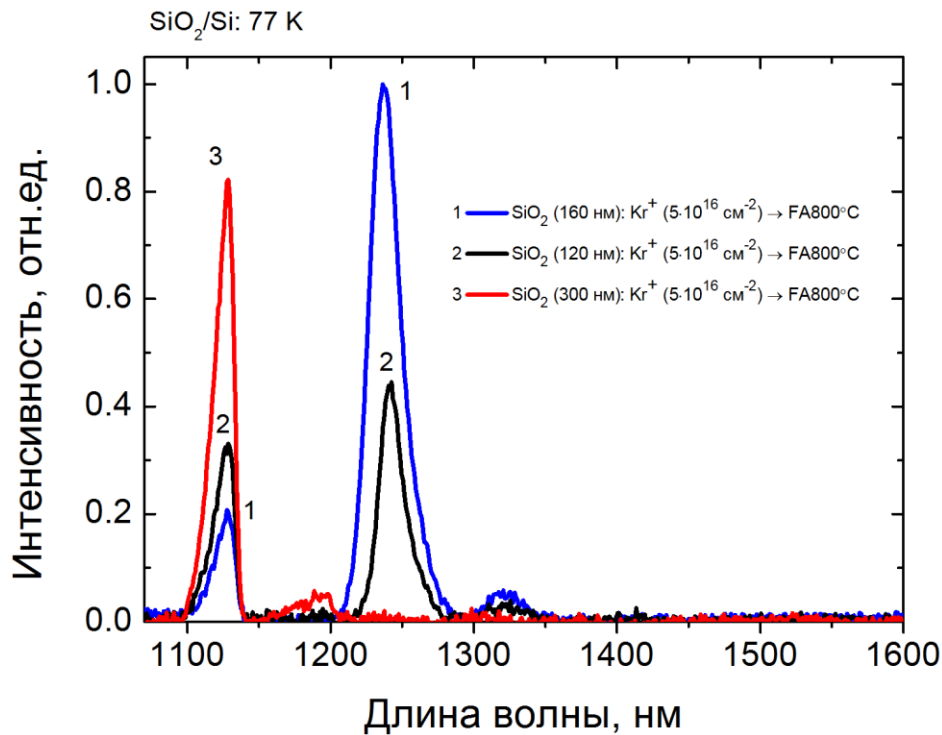


Рис. 1. Спектры ФЛ, снятые для образцов кремния с термически нанесенной плёнкой  $\text{SiO}_2$  с  $d=120, 160, 300$  нм, облученных ионами  $\text{Kr}^+$ , после отжига при  $800^\circ\text{C}$ , при возбуждении лазером.

Предполагается, что за синтез фазы 9R-Si ответственны механические напряжения, возникшие при имплантации и отжиге, релаксация которых при температурах, близких к пороговой для осуществления пластической деформации кремния, реализуется в форме фазового перехода в приповерхностном слое Si.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках проектной части государственного задания (№ 16.2737.2017/4.6). Никольская А.А. признательна за поддержку в рамках программы «УМНИК» (№13192ГУ/2018).*

#### Библиографический список

1. Rödl C., Sander T., Bechstedt F. et al. // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92. P. 045207.
2. Korolev D. S., Nikolskaya A. A., Krivulin N. O. et al. // Tech. Phys. Lett. 2017. Vol. 43, №8. P. 767.

## ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ РАБОЧЕГО ГАЗА НА ПЬЕЗОАКТИВНОСТЬ ПЛЕНОК ZnO С НАКЛОННОЙ ТЕКСТУРОЙ, ОСАЖДАЕМЫХ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>, А. Г. Веселов<sup>1</sup>, О. А. Кирясова<sup>1</sup>, В. И. Елманов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: yvnikulin@gmail.com

Широкий спектр применения пленок ZnO с наклонной текстурой в СВЧ устройствах акустоэлектроники (резонаторы, фильтры, оптические модуляторы, линии задержки, конвольверы), а также их устойчивость к физическому воздействию (вибрация, температура, электромагнитное излучение) являются причиной интереса к разработке технологий синтеза пьезоактивных текстурированных пленок ZnO толщиной менее 1  $\mu\text{m}$  и исследованию их свойств. В данной работе представлены результаты исследования влияния давления рабочего газа ( $P \approx 0.74\text{--}0.14$  mTorr) на пьезоакустические свойства и микроструктуру пленок ZnO с наклонной текстурой ( $d \approx 450\text{--}1200$  nm), осаждаемых методом магнетронного распыления на постоянном токе в смеси газов аргона и кислорода (Ar/O - 60/40). Осаждение пленок ZnO производилось при токе разряда 110 mA на подложке Sr при температуре  $T_s \approx 300^\circ\text{C}$ . Подложка-звукопровод (АИГ) размером 4x4x10 mm располагалась без наклона в зоне эрозии мишени, что позволяло синтезировать пьезоактивные пленки ZnO с наклонной текстурой с равномерностью толщины  $\delta d \approx 2\text{--}3\%$  по всей поверхности подложки.

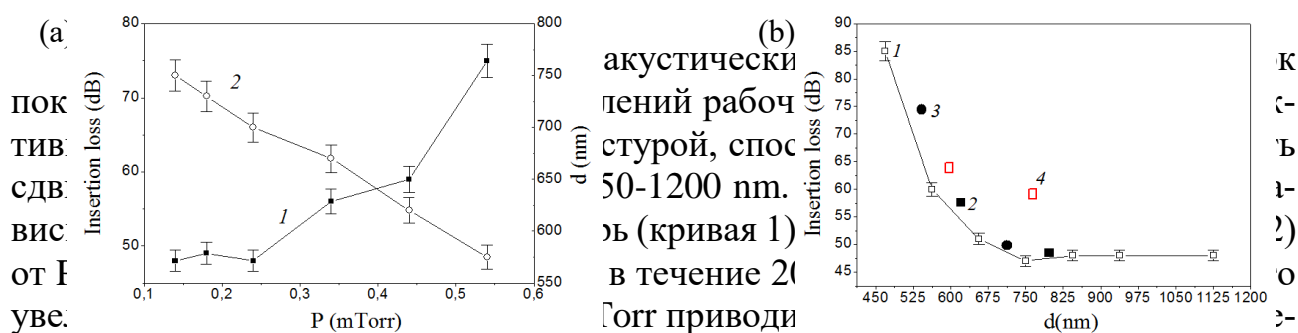


Рис. 1. (а) Зависимости величины вносимых потерь (кривая 1) и толщины пленки  $d$  (кривая 2) от давления рабочего газа  $P$ . Время осаждения для всех  $P$  составляет  $t \approx 20$  min; (б) Зависимость величины вносимых потерь от толщины  $d$  для пленок ZnO, синтезируемых при  $P \approx 0.24$  mTorr (кривая 1). Отдельными точками на этой кривой обозначены значения вносимых потерь для пленок различных толщин, выращенных при  $P \approx 0.44$  mTorr (2),  $P \approx 0.54$  mTorr (3) и  $P \approx 0.74$  mTorr (4)

пленок с 750 nm до 570 nm и сопровождается ростом вносимых потерь с 47 dB до 75 dB. На рисунке 1(б) приведена зависимость величины вносимых потерь от толщины  $d$  для пленок ZnO, синтезируемых при  $P \approx 0.24$  mTorr (кривая 1) в течение  $t \approx 12\text{--}40$  min. Отдельными точками на этой кривой обозначены значения вносимых потерь для пленок различных толщин, выращенных при  $P \approx 0.44$  mTorr (2),  $P \approx 0.54$  mTorr (3) и  $P \approx 0.74$  mTorr (4). Из рисунка видно, что в пленках толщиной  $d > 700$  nm выращенных при  $P \approx 0.14\text{--}0.54$  mTorr величина потерь почти не зависит

от  $P$  и составляет 47-50 dB, тогда как для пленок толщиной  $d < 700$  nm наименьшими потерями обладают пленки выращенные при низком давлении ( $P \approx 0.14-0.24$  mTorr). При  $P \approx 0.74$  mTorr величина потерь в пленках толщиной 600 и 800 nm оказывается больше, чем у пленок, осаждаемых при  $P \approx 0.54-0.14$  mTorr и составляет 65 и 60 dB соответственно.

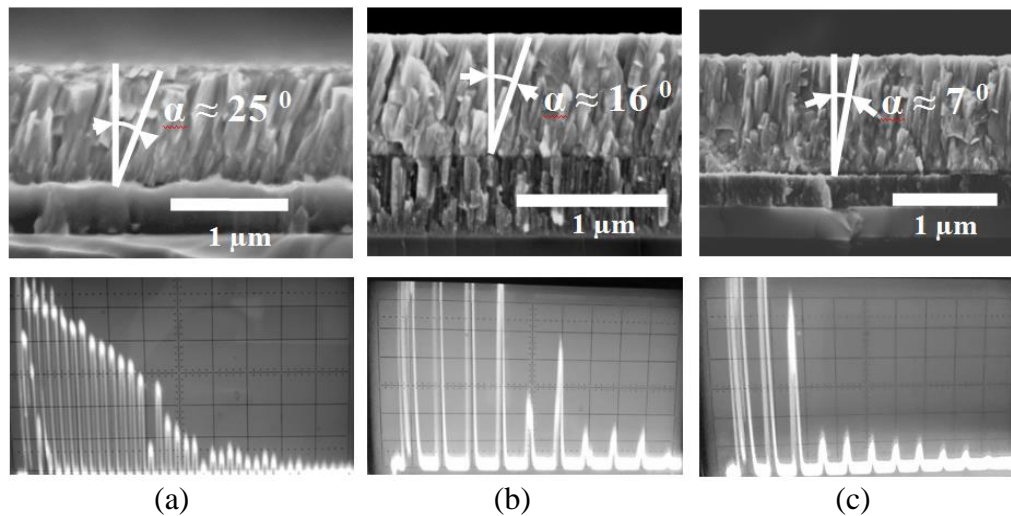


Рис. 2. Изображения сколов и осциллограммы пленок ZnO, выращенных при давлении  $P \approx 0.14-0.24$  mTorr (a),  $P \approx 0.54$  mTorr (b) и  $P \approx 0.74$  mTorr (c)

На рисунке 2 представлены изображения сколов и осциллограммы пленок ZnO, осажденных при  $P \approx 0.14-0.24$ , 0.54 и 0.74 mTorr. Видно, что пленки характеризуются столбчатой структурой, угол наклона  $\alpha$  которой линейно зависит от  $P$  и уменьшается с  $\alpha \approx 25^\circ$  при  $P \approx 0.14-0.24$  mTorr до  $\alpha \approx 7^\circ$  при  $P \approx 0.74$  mTorr. Изменение угла наклона  $\alpha$  приводит к тому, что эффективность возбуждения сдвиговых волн снижается с ростом  $P$  - при  $P \approx 0.2$  mTorr на осциллограмме наблюдается сетка из 40-50 эхо-импульсов, тогда как при  $P \geq 0.54$  mTorr сетка состоит не более чем из 10 эхо-импульсов.

Таким образом, полученные результаты показывают, что для формирования пьезоактивных пленок ZnO с наклонной текстурой методом магнетронного распыления на постоянном токе осаждение предпочтительно производить при как можно более низком давлении рабочего газа ( $P \approx 0.14-0.24$  mTorr). Получаемые при этом пленки ZnO имеют наибольший угол наклона кристаллитов, однородны по толщине на всей поверхности подложки и позволяют наблюдать эхо-импульсы с задержкой более 80-100  $\mu$ s при длине кристалла-звукопровода 1 см.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-37-60052.*

## НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ СПИН-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА НА ОСНОВЕ ЛАТЕРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРО- И НАНОВОЛНОВОДОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАГРУЗКОЙ

С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Ф.У. Ogrin, Ю. П. Шараевский

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

имени Н.Г. Чернышевского

[E-mail: Odinoff@gmail.com](mailto:Odinoff@gmail.com)

Большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров [1,2]. При этом основное внимание уделяется использованию спиновых волн (СВ) как носителей информационных сигналов, так как существует возможность реализации целого ряда устройств обработки сигнала на принципах магноники, принимая во внимание возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы спиновой волны. Как известно, свойства спиновых волн СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно меняться при изменении параметров среды, например, величины и направления поля подмагничивания.

В настоящей работе рассматриваются структуры, состоящие из латерально связанных ЖИГ микро- и нановолноводов. Такие структуры могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств функциональной магноники: волноводов, фильтров, ответвителей. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и исследование динамики распространения СВ в системе двух ограниченных в поперечном направлении латеральных волноводов из железо – иттриевого граната со слоем металла над ними. Показана возможность управления динамикой связанных спиновых волн путем изменения расстояния до металлического слоя. Построена зависимость длины перекачки от частоты для волн распространяющихся в разных направлениях. Выявлены особенности режимов распространения СВ в такой структуре.

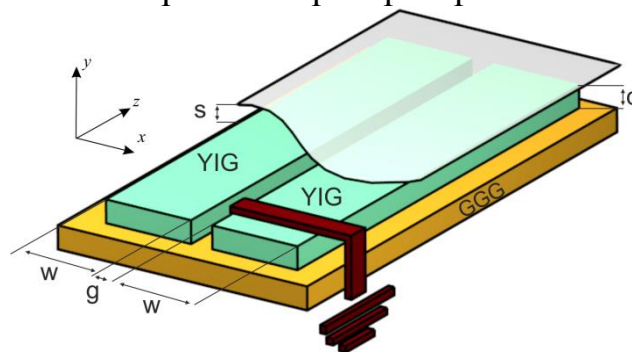


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной установки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 16-02-00789) и РНФ (№ 16-19-10283).

### Библиографический список

1. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, S. A. Nikitov, Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018)
2. A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. B 96, 144428

## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ДИОКСИДА ОЛОВА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

И. Д. Осыко, В. В. Симаков, И. В. Синёв, В. А. Суханов

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: viatcheslav.simakov@gmail.com*

Для полупроводниковых газовых сенсоров на основе оксидов металлов (например, диоксида олова) характерны низкая стоимость, малые габариты, высокая чувствительность к присутствию в окружающей атмосфере примесей газов различной природы, надежность работы [1] и т.д. Однако для таких газочувствительных структур существует проблема селективности распознавания того или иного сорта газа [2]. Предполагается, что анализ электрофизических характеристик сенсоров, измеренных в атмосфере анализируемых газов, откроет перспективы улучшения селективности металлооксидных газочувствительных слоев [3-5].

В работе представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик тонких пленок диоксида олова при комнатной температуре газовых пробах, содержащих пары этанола и воды.

Слои диоксида олова формировались методом высокочастотного магнетронного распыления стехиометрической мишени SnO<sub>2</sub> [6, 7]. Поверх пленки диоксида олова через маску напылялась система Pt-контактов. Исследования электрофизических свойств полученных структур проводились с помощью аппаратно-программного комплекса [8]. Температура сенсоров во всех экспериментах поддерживалась на уровне 30±1°C с помощью термостата типа ТС-1/80. Газовые пробы, содержащие пары воды и этанола, составлялись путем барботирования деионизованной воды или 96% этилового спирта потоком сухого очищенного воздуха. Газочувствительная структура на основе пленки диоксида олова помещалась в измерительную камеру объемом 2 см<sup>3</sup>, через которую продувалась анализируемая газовая смесь. Общий расход во всех экспериментах составлял 100 сссм.

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики тонкой пленки диоксида олова в атмосфере паров воды и этанола. Характеристики образца носили нелинейный характер и аппроксимировались степенной зависимостью вида:

$$I_c = A \cdot U_c^n, \quad (1)$$

где  $I_c$  – ток через газочувствительную структуру;  $A$  – константа;  $U_c$  – напряжение на сенсоре;  $n$  – показатель степени.

Из рис.1 видно, что при малых напряжениях на вольт-амперной характеристике диоксида олова в атмосфере паров этанола наблюдался сверхлинейный участок, а при высоких напряжениях – сублинейный участок. Вольт-амперная характеристика диоксида олова в парах воды при малых значениях напряжения

носила сублинейный характер, при высоких напряжениях наблюдается сверхлинейный участок.

Нелинейность вольт-амперных характеристик может быть связана с процессами инжекции носителей заряда в поликристаллический образец, а также с захватом/выбросом электронов на поверхностных примесных состояниях на границах зерен, индуцированных адсорбированными частицами газов (частиц кислорода, молекул этанола и воды).

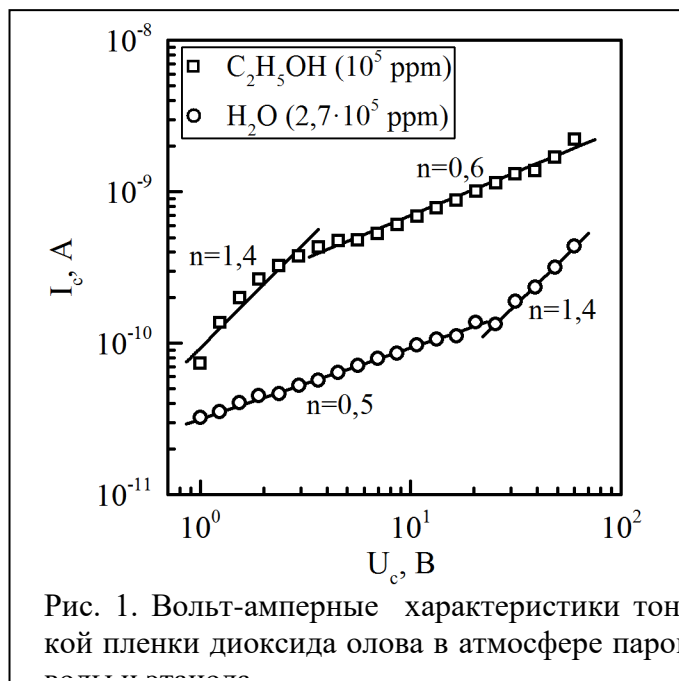


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики тонкой пленки диоксида олова в атмосфере паров

лорода, молекул этанола и воды).

Таким образом, в работе представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик тонкой пленки диоксида олова, в атмосфере паров воды и этанола. Обнаружено, что характеристики являются специфичными для каждого из исследованных газов, что открывает перспективу улучшения селективности и распознавательной способности газовых сенсоров на основе тонких полукристаллических пленок диоксида олова путем анализа их вольт-амперных характеристик в атмосфере детектируемых газов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-07-00821.

#### Библиографический список

1. Кисин В.В., Ворошилов С.А., Сысоев В.В., Симаков В.В. // Приборы и техника эксперимента. 1995. Т. 38. № 5. С. 178.
2. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2017. Т. 19. № 1. С. 34.
3. Симаков В.В., Якушева О.В., Ворошилов А.С. и др. // Письма в Журнал технической физики. 2006. Т. 32. № 16. С. 75.
4. Сякина С.Д., Никитина Л.В., Симаков В.В. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2011. № 7. С. 10.
5. Симаков В.В. // Электрохимия. 2005. Т. 41. № 6. С. 735.
6. Симаков В.В., Ворошилов А.С., Галушка В.В. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 9. С. 49.
7. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Журнал технической физики. 2016. Т. 86. № 4. С. 96.
8. Синев И.В., Смирнов А.В., Гребенников А.И. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 1. С. 52.

## КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ДИОКСИДА ОЛОВА В ПАРАХ ВОДЫ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ

И. Д. Осыко, В. В. Симаков, И. В. Синёв, В. А. Суханов

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: viatcheslav.simakov@gmail.com*

Полупроводниковые газовые сенсоры на основе оксидов металлов (например, диоксида олова) характеризуются низкой стоимостью, малыми габаритами, высокой чувствительностью к присутствию в окружающей атмосфере примесей газов различной природы, надежностью работы и т.д. [1]. Однако металлооксидные сенсоры обычно работают при температурах свыше 300°C [2, 3], что ограничивает возможности их применения. Использование энергии внешнего излучения открывает перспективы снижения рабочей температуры сенсоров газа до комнатной [4].

В работе представлены результаты исследований концентрационной зависимости проводимости тонкой пленки диоксида олова в парах воды в условиях освещения с различной интенсивностью.

Слои диоксида олова формировались методом высокочастотного магнетронного распыления стехиометрической мишени диоксида олова [5]. Поверх осажденных слоев SnO<sub>2</sub> через маску напылялась система Pt-контактов. Исследования электрофизических свойств полученных структур проводились с помощью аппаратно-программного комплекса [6]. Для освещения сенсора использовался светодиод с излучением в полосе длин волн 397...409 нм. Температура сенсоров во всех экспериментах поддерживалась на уровне 30±1°C. Газовые пробы составлялись путем барботирования деионизованной воды потоком сухого очищенного воздуха. Газочувствительная структура помещалась в измерительную камеру объемом 2 см<sup>3</sup>, через которую продувалась анализируемая газовая смесь с расходом 100 sccm.

На рис. 1, а представлена концентрационная зависимость проводимости пленки диоксида олова в темноте. Зависимость носит нелинейный характер. В области малых концентраций паров воды проводимость диоксида олова остается практически постоянной, а в области высоких концентраций проводимость выходит на уровень насыщения.

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов была предложена модель, описывающая динамику изменения проводимости тонкой полупроводниковой пленки в атмосфере сухого воздуха и паров воды при освещении с различной интенсивностью:

$$1 - \eta + \delta_t \cdot \frac{n_{tD}}{n_{tD} + \eta} = \delta_1 \cdot \frac{\eta}{\eta + n_{1D}} + \delta_2 \cdot \frac{\eta}{\eta + n_{2D}}, \quad (1)$$

где  $\eta$  – относительная концентрация электронов в зоне проводимости;

– относительная концентрация ловушек в объеме зерна;  $n_{tD}$  – параметр, завися-

$\delta_t$



щий от интенсивности освещения;  $\delta_1$  и  $\delta_2$  – число мест, на которые может адсорбироваться газ на единице поверхности на центрах 1-го и 2-го типа, соответственно;  $n_{1D}$  и  $n_{2D}$  – параметры, зависящие от давления кислорода и паров воды, температуры и материала активного слоя сенсора.

Концентрационные зависимости проводимости пленки диоксида олова в парах воды, рассчитанные на основе модели, представлены на рис. 1, б. В условиях освещения ( $I_1$  и  $I_2$ ) зависимости отклика от концентрации паров воды имеют немонотонный характер. При малом содержании паров воды в атмосфере ( $<10^3$  ppm) с увеличением концентрации проводимость пленки диоксида олова уменьшается, а в области высоких концентраций ( $>10^3$  ppm) проводимость увеличивается с ростом концентрации паров воды и выходит на уровень насыщения, который определяется максимальным заполнением центров адсорбции молекулами воды.

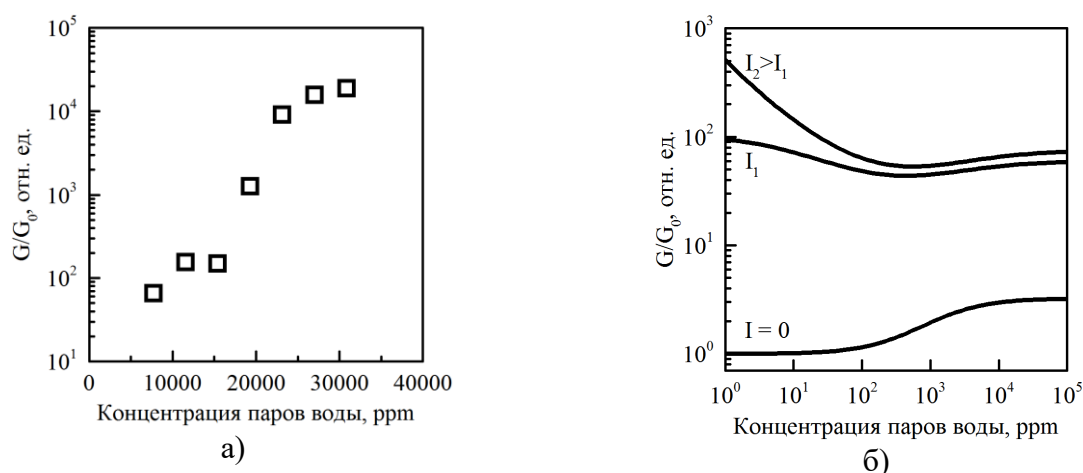


Рис. 1. Экспериментальная (а) и теоретические (б) зависимости отклика пленки диоксида олова от концентрации паров воды,  $G$  – проводимость пленки диоксида олова,  $G_0$  – базовый уровень проводимости пленки диоксида олова

Таким образом, в работе представлены результаты исследований влияния освещения на концентрационную зависимость отклика тонкой пленки диоксида олова к парам воды при комнатной температуре.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-07-00821.*

#### Библиографический список

1. Кисин В.В., Ворошилов С.А., Сысоев В.В., Симаков В.В. // Приборы и техника эксперимента. 1995. Т. 38. № 5. С. 178.
2. Kissine V.V., Sysoev V.V., Voroshilov S.A., Simakov V.V. // Semiconductors. 2000. V. 34. P. 308.
3. Симаков В.В., Якушева О.В., Гребенников А.И., Кисин В.В. // Письма в Журнал технической физики. 2006. Т. 32. № 2. С. 1-7.
4. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2017. Т. 19. № 1. С. 34.
5. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45.
6. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синёв И.В. // Башкирский химический журнал. 2010. Т. 17. С. 125.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЧ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ  
МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ОДНОМЕРНОМ  
МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ДЕФЕКТОМ**

**Е. С. Павлов<sup>1</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: [sf4sbireras@yandex.ru](mailto:sf4sbireras@yandex.ru)

Экспериментально исследовано распространение СВЧ прямоугольных импульсов поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) в одномерном магнотонном кристалле с дефектом, представляющего собой двухвходовый брэгговский резонатор типа Фабри-Перо [1].

Получены зависимости формы огибающих прошедшего и отраженного СВЧ импульсов в зависимости от длительности, мощности СВЧ импульса накачки и величины внешнего магнитного поля в полосе частот, отвечающей развитию четырехмагнотонных (4М) параметрических процессов распада ПМСВ.

Эксперименты выполнялись с образцом 1D МК с дефектом, представляющим собой пленку ЖИГ толщиной  $d \approx 14.7$  мкм, шириной  $w \approx 4$  мм, длиной  $b \approx 7$  мм, линией ФМР  $2\Delta H \approx 0.6\Theta$ , намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 \approx 1750$  Гс с химически вытравленной периодической решеткой канавок глубиной  $\delta d \approx 1.8$  мкм, шириной  $w_g \approx 80$  мкм и периодом  $\Lambda \approx 150$  мкм. В центральной части периодической решетки содержится дефект в виде микрополоски шириной  $L_d \approx \Lambda \approx 150$  мкм (см. рис.1).

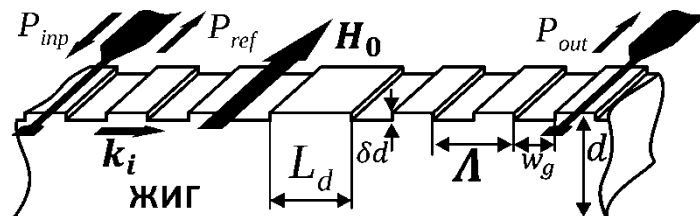


Рис.1 Исследуемый образец 1D МК с дефектом и схема эксперимента

Возбуждение и прием ПМСВ в исследуемой структуре осуществлялось с помощью макета линии задержки (ЛЗ), который помещался в зазор между полюсами электромагнита в магнитное поле  $H_0$ , направленное вдоль преобразователей, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ с законом дисперсии

$$f^2(k) - f_0^2 - \frac{f_m^2(1 - e^{-2kd})}{4} = 0,$$

где  $k$  - волновое число ПМСВ,  $f_0 = \sqrt{f_H(f_H + f_m)}$ ,  $f_m = \gamma 4\pi M_0$ . Величина поля  $H_0$  могла меняться в диапазоне  $H_0 \approx 0 - 7$  кЭ. На вход макета подавался сигнал накачки  $P_{inp}$  в виде амплитудно-модулированных СВЧ радиопульсов с прямоугольной формой огибающей. Для формирования которых, непрерывный гармонический сигнал накачки с частотой  $f_p \approx 4636$  МГц поступал с СВЧ генератора Г4-

80 на вход р-і-п диодного СВЧ модулятора, а сигнал в виде прямоугольных видеоимпульсов подавался с генератора импульсов Г5-72 на управляющий вход модулятора.

Сигнал с выхода макета  $P_{out}$  подавался через малошумящий усилитель Agilent 87405C и полупроводниковый детектор на вход осциллографа Agilent 54832D. Также в эксперименте контролировалась форма огибающей амплитуды отраженных импульсов  $P_{ref}$ . Уровень мощности сигнала накачки, поступающего на вход макета регулировался с помощью перестраиваемого аттенуатора.

На рис.2 представлены осциллограммы амплитуды огибающих СВЧ импульсов, нормированные на максимальное значение амплитуды импульса в зависимости от длительности входного импульса (б) и уровня падающей мощности (в) при величине магнитного поля  $H_0 \approx 901$  Э, отвечающей середине пика пропускания дефектной моды [1]. Как видно из рис. 2(б) при возбуждении импульсов ПМСВ в полосе возбуждения дефектной моды, наблюдается сильное искажение формы импульса и сильная изрезанность вблизи фронта и среза импульса, одновременно с появлением внутри коротких импульсов с гауссовой формой огибающей. С уменьшением длительности входного импульса, наблюдается также «сжатие» прошедшего импульса. С ростом мощности накачки в диапазоне  $P_{inp} \approx 1 \dots 170$  мВт форма выходного импульса меняется слабо. Заметное влияние наблюдается лишь при  $P_{inp} > 170$  мВт, что сопровождается компрессией импульса вблизи его фронта и среза (рис.2 (в)).

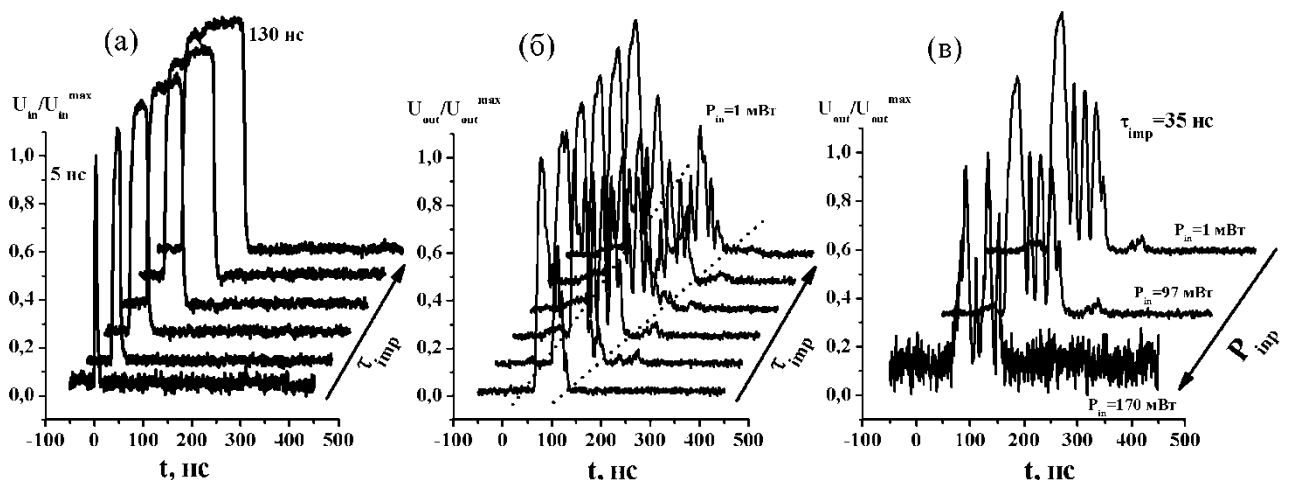


Рис.2 Осциллограммы амплитуды огибающей входного (а) и выходного импульсов (б) в зависимости от длительности входного импульса  $\tau_{imp}$  при величине  $P_{inp} \approx 1$  мВт. Зависимость формы выходного импульса в зависимости от уровня мощности накачки  $P_{inp}$  для длительности входного импульса  $\tau_{imp} \approx 35$  нс (в). Частота заполнения импульсов  $f_p \approx 4636$  МГц, величина поля подмагничивания  $H_0 \approx 901$  Э.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-57-00005, № 17-07-01452\_a).*

#### Библиографический список

1. Павлов Е.С., и др. // Изв. Вузов «ПНД». Т.25. №2, 2017. С.74-88.

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН НА  
ФОРМИРОВАНИЕ ДЕФЕКТНЫХ МОД В ОДНОМЕРНЫХ  
МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ**

**<sup>1</sup>Е.С. Павлов, <sup>1,2</sup>С.Л. Высоцкий, <sup>1</sup>А.В. Кожевников,<sup>1</sup>**

**Г.М. Дудко, <sup>1,2</sup>Ю. А. Филимонов**

<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: [sf4sbireras@yandex.ru](mailto:sf4sbireras@yandex.ru)*

Исследование эффектов при резонансном рассеянии спиновых волн (СВ) в периодических магнитных микроструктурах – магнонных кристаллах (МК) представляет фундаментальный и прикладной интерес как с точки зрения изучения волновой динамики, так и для расширения возможностей управления спектром СВ и создания устройств магноники и спинтроники СВЧ диапазона [1].

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния параметрических процессов на формирование дефектных мод при распространении нелинейных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в 1D МК со структурным дефектом. Рассмотрено влияние трех- (3М) и четырехмагнонных (4М) процессов распада СВ [2] на формирование дефектных мод. При этом основное внимание уделено сравнению величин порогов параметрической неустойчивости на частоте возбуждения дефектной моды и других частот из спектра ПМСВ в 1D МК со структурным дефектом.

Эксперименты выполнялись с помощью макета линии задержки (ЛЗ) на ПМСВ. Макет состоял из входного и выходного микрополосковых преобразователей и 1D МК с дефектом на основе пленки ЖИГ толщиной  $d \approx 14.7$  мкм, шириной  $w \approx 4$  мм, длиной  $b \approx 7$  мм линией ФМР  $2\Delta H \approx 0.6$  Э, намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 \approx 1750$  Гс. На участке поверхности пленки ЖИГ с помощью химического травления был сформирован 1D МК в виде периодической решетки канавок глубиной  $\delta d \approx 1.8$  мкм, шириной  $w_g \approx 80$  мкм с периодом  $\Lambda \approx 150$  мкм (рис.1 (а)). Центральная часть периодической решетки 1D МК содержала дефект в виде микрополоски шириной  $L_d \approx \Lambda \approx 150$  мкм. С помощью векторного анализатора цепей снимались частотные зависимости модулей коэффициентов отражения  $R(P_{in})$  и передачи  $T(P_{in})$  от величины входной мощности  $P_{in}$ .

На рис.1 (б) показаны зависимости характеристики  $R(P_{in})$ , снятые для трёх частот из спектра ПМСВ:  $f_{p1} \approx 2315$  МГц,  $f_{DM} \approx 2359$  МГц,  $f_{B1} \approx 2370$  МГц. Между величинами пороговых мощностей  $P^{th}$  для выбранных частот выполняется соотношение  $P^{th}_{DM} < P^{th}_{B1} < P^{th}_{p1}$ . При этом пороговая мощность на частоте возбуждения дефектной моды  $f_{DM}$  составляет величину  $P^{th}_{DM} \approx -25.7$  дБм, что на 3 дБ и 5 дБ меньше чем на частоте брэгговского резонанса  $f_{B1}$  и частоте  $f_{p1}$  вне полосы непропускания, соответственно. Такая особенность объясняется эффектом локального усиления поля спиновой волны в области дефекта [3] и формировании в нем неравновесного участка распространения спиновых волн.

На рис.1 (в) показаны зависимости относительного сдвига частоты дефектной моды  $\Delta f_{DM}^T(P_{in})$  и  $\Delta f_{DM}^R(P_{in})$  на характеристиках  $T(f)$  и  $R(f)$ , соответственно, с ростом  $P_{in}$  в условиях развития 4М процессов. Наблюдается сдвиг частоты дефектной моды при уровне мощности  $P_{in} > P_{th}^{4M} \approx -0.4$  дБм, отвечающему порогу развития 4М процессов. При величине надкритичности  $C = 10 \lg(P_{in}/P_{th}^{4M}) > 5$  дБ наблюдается нелинейный сдвиг частоты дефектной моды  $\Delta f_{DM}^T, \Delta f_{DM}^R$  и полосы брэгговского резонанса  $\Delta f_{B1}$  в сторону меньших частот (кривые 1 и 2), что объясняется эффектом уменьшения эффективной длины продольной z-компоненты вектора намагниченности среды [2] с ростом угла прецессии намагниченности и возникновения на частоте накачки сдвига спектра  $\delta f_p$  за счет нелинейности дисперсии ПМСВ [4].

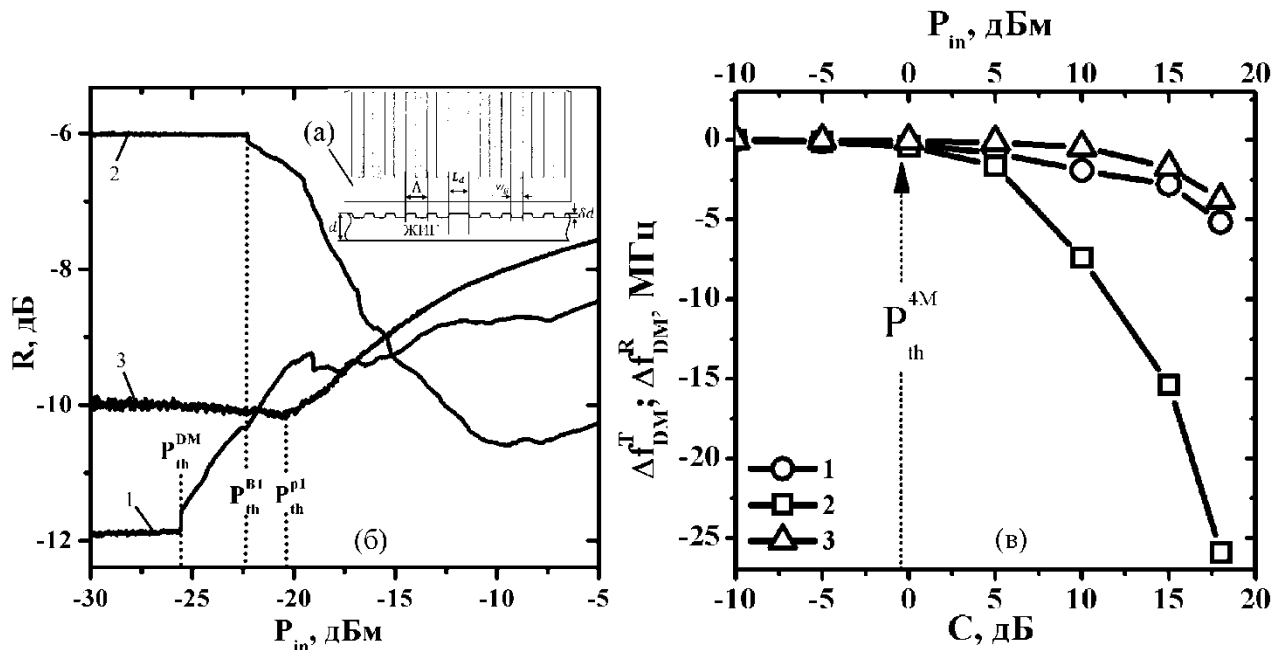


Рис.1 (а) - фотография и профиль поверхности 1D МК с дефектом. (б) - зависимости характеристик  $R(P_{in})$  снятые для частот  $f_p$ , МГц: 1 – 2359, 2 – 2370, 3 – 2315 при величине поля подмагничивания  $H_0 \approx 210$  Э (б). (в) - зависимости нелинейного сдвига частоты  $\Delta f$  дефектной моды  $f_{DM} \approx 4636$  МГц от входной мощности, полученные для характеристик  $\Delta f_{DM}^T(P_{in})$  – кривая 1 и  $\Delta f_{DM}^R(P_{in})$  – кривая 2, расчет  $\delta f_p$  – кривая 3. Величина поля подмагничивания  $H_0 \approx 905$  Э.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 18-57-00005, № 17-07-01452\_a).

**Библиографический список**

1. Никитов С.А., и др. // УФН. Т.185. №10, 2015. С.1099-1128.
2. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны М.: Физматлит, 1994. 464 с.
3. Kai Di // Phys.Rev.B. 2014. Vol.90. P.060405.
4. Tsankov M.A., Chen M., Patton C.E. // J.Appl.Phys. 1996. Vol.79, N3. P.1595-1603.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ЛИНЕЙНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Е. С. Павлов<sup>1</sup>, В. К. Сахаров<sup>1</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: [sf4sbireras@yandex.ru](mailto:sf4sbireras@yandex.ru)

В настоящее время наблюдается значительный интерес к исследованию явлений интерференции спиновых волн (СВ) в плёнках железиттриевого граната (ЖИГ) с микроволноводами и созданию на их основе элементов для магнонных голографических ячеек памяти и устройств магнонных сетей со спин-волновой логикой [1]. Представляется также актуальной и интересной задача исследования возможности использования в качестве таких элементов ферритовых плёнок с периодическими магнитными неоднородностями - магнонными кристаллами (МК), которые могут содержать в себе микроволноводы любых размеров с возможностью пространственной локализации поля СВ внутри себя [2].

В работе исследуется распространение СВ в двумерном (2D) МК содержащем линейные дефекты. Исследуемая структура 2D МК представляет собой эпитаксиально выращенную плёнку ЖИГ толщиной  $d \approx 14,6$  мкм с химически вытравленной двумерной гексагональной решёткой из ямок глубиной  $\delta d \approx 2,5$  мкм и диаметром  $D \approx 75$  мкм. Элементарная ячейка 2D МК образована векторами  $a_1 = a_2 \approx a$ , где  $a \approx 150$  мкм - период решетки (рис.1(а)).

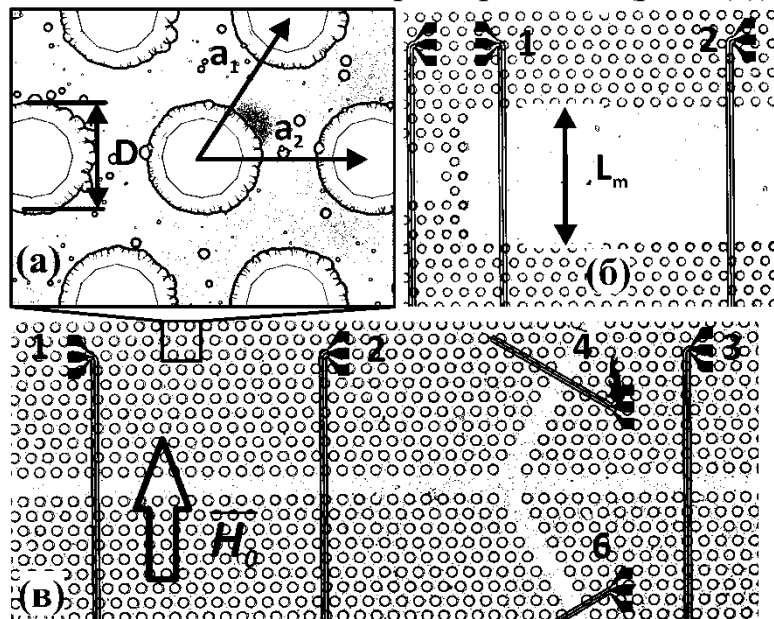


Рис.1 Микрофотография участка поверхности образца 2D магнонного кристалла (а), микрофотография образца 2D МК с линейным дефектом (б), и для  $\Psi$  — образного соединения волноводов (в).

Внутри 2D МК находятся 9 структур в виде пропуска  $m$  – периодов решетки с размерами  $L_m = ma\sqrt{3}/2$ , где  $m=2,4,6,8,10,12,14,16,18$ , образующих форму прямоугольных волноводов (рис.1(б)). На оставшейся площади 2D МК размещены два  $\Psi$  – образных волновода с ответвлениями (рис.1 (в)) с размерами по

ширине  $L_2$  и  $L_4$ . Возбуждение и прием СВ осуществлялось с помощью преобразователей (антенн) из меди толщиной 2 мкм на основе закороченных на концах копланарных линий задержки, сформированных непосредственно на поверхности 2D МК с помощью технологии вакуумного магнетронного распыления на постоянном токе и фотолитографии. Антенны обозначены цифрами (1-3) для линейных волноводов и цифрами (1-6) для  $\Psi$  – образных (рис.1). Исследование возбуждения и распространения СВ выполнялось с помощью СВЧ зондовой станции в геометрии касательного намагничивания структуры. С помощью векторного анализатора Keysight M9374A измерялись частотные зависимости комплексных  $S$ -параметров волноводов в зависимости от уровня падающей мощности и величины магнитного поля.

На рис. 2 приведены частотные зависимости коэффициентов передачи и отражения СВ в касательно намагниченном 2D МК при различных уровнях падающей мощности и различными портами возбуждения и приема СВ. Характеристики содержат полосы непропускания, обусловленные как брэгговским резонансом на 2D решетке МК, так и за счёт эффекта квантования СВ по ширине волновода и возбуждения волноводных мод. Показана возможность ответвления мощности СВ, бегущих под углом к оси волновода (рис.2(б,в)).

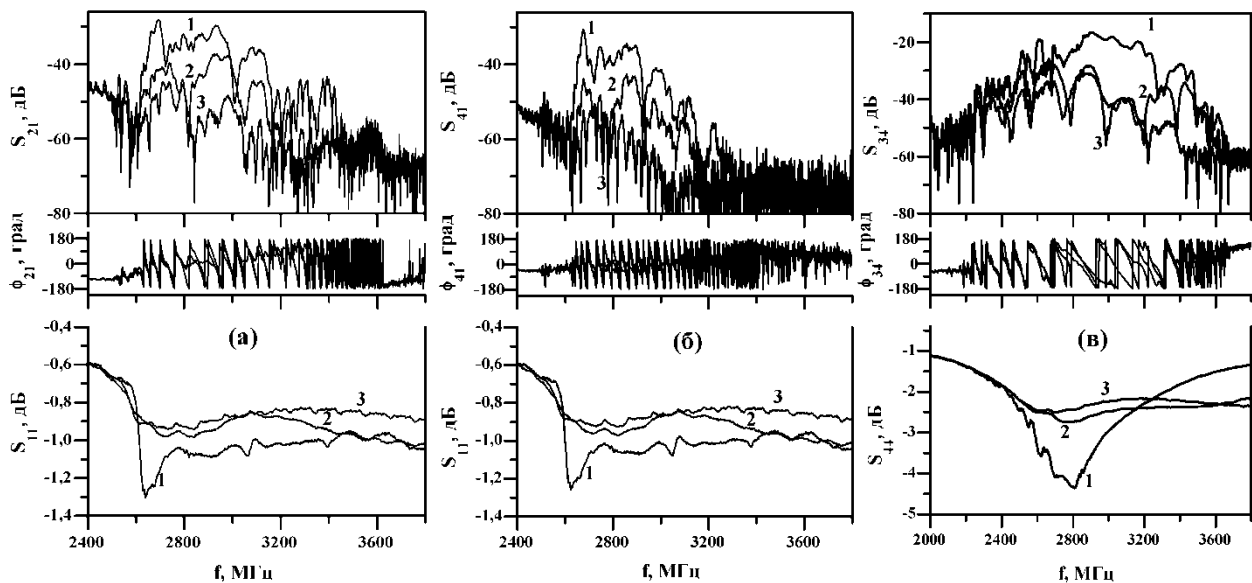


Рис.2 Частотные зависимости модуля  $S_{ij}$  и фазы  $\phi_{ij}$  коэффициента прохождения и модуля коэффициента отражения  $S_{jj}$  в зависимости от уровня падающей мощности. (кривые (1) -  $P_{in} \approx -20$  дБм, (2) -  $P_{in} \approx 0$  дБм, (3) -  $P_{in} \approx +20$  дБм для случая распространения спиновых волн в структуре с  $\Psi$  — образным соединением волноводов в случае: (а) — между портами P1-P2, (б) — между портами P1-P4, (в) — между портами P3-P4. Величина поля подмагничивания  $H_0 \approx 405$  Э.

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (РНФ) № 17-19-01673.*

#### Библиографический список

1. Gertz Frederick // IEEE Tran on Magn. 2015. Vol.51. P.4002905.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
ПОВЕРХНОСТНОЙ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ**  
М.А. Панков<sup>1,2</sup>, А.А. Бурцев<sup>1,2</sup>, Е.М. Притоцкий<sup>1,2</sup>, В.В. Ионин<sup>2</sup>,  
А.В. Киселев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

<sup>2</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»

E-mail: mpa.off@gmail.com

Получение поверхностной тонкопленочной морфологии с заданными электрофизическими и оптическими свойствами остается наиболее перспективным направлением в области получения новых материалов и технологий. В области экспериментальных методик широкое применение находят модификация материалов лазерным излучением и нанесение слоев с помощью высоковакуумного напыления (магнетронное, ионно-лучевое, электронно-лучевое и т.д.) Поскольку в данных технологиях часто имеют дело с созданием новых веществ с заданной атомно-молекулярной структурой путем контролируемого манипулирования атомами и молекулами, необходимыми становятся разработка и использование методов многомасштабного атомистического и молекулярного моделирования [1]. Как показывают работы [3,4,5], многим поверхностным структурам присущи фрактальные свойства. В качестве приближения для описания свойств структуры рассматривается модель построения фрактального кластера и расчет его электропроводности [2].

Проводимость тонкой пленки моделировалась в перколяционном приближении. При таком подходе пленка представляется в виде перколяционного кластера или системы перколяционных кластеров [1]. В рамках такой модели изолированные кластеры или части общего кластера моделируют проводимость островков как системы проводников. Для этого необходимо очертить остров (или скелет) и рассчитать его размеры. Далее в рамках фрактального подхода к моделированию проводимости рассчитывается электропроводность островкового кластера [2].

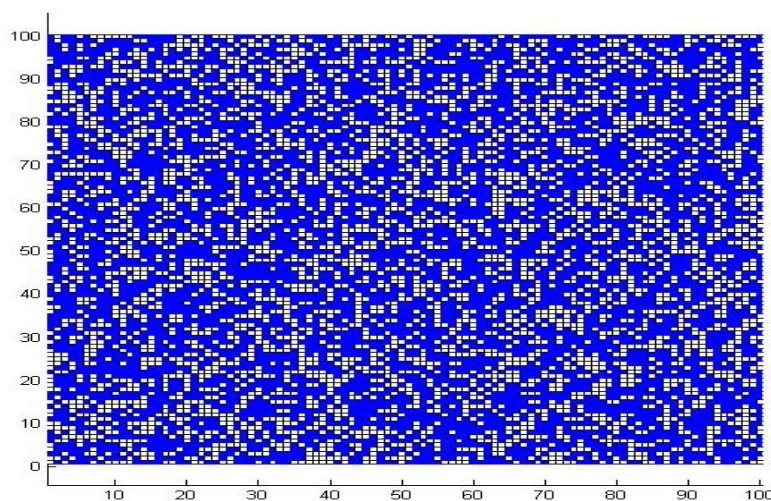


Рис. 1. Общая структура



На рис. 1 показана структура перколяционной поверхности. Данную структуру можно рассматривать как поверхностный слой до модифицирующего воздействия. Вероятность перколяции рассматривалась как вероятность нахождения непрерывных горизонтальных путей. Расчет показал, что для величины проницаемости 0.6 горизонтальные пути существуют, но они не пересекают расчетную область полностью, что говорит об отсутствии перколяции (формирования структуры). Такая картина с достаточной степенью достоверности соотносится с данными эксперимента, для которых явления перколяции для двумерной геометрии наблюдается при значении вероятности проницаемости, начиная с 0.65-0.9.

С практической точки зрения более интересен случай моделирования перколяции с разделением получившегося кластера на группы кластеров и их агрегации по числу содержащихся частиц (ренорм-кластеризация). На рис.2 изображена перколяционная поверхность после применения ренорм-кластеризации. Ячейки усреднялись по 10. Ренорм-кластеризация позволяет выявить кластеры, содержащие максимальное число частиц. Для рассматриваемого случая кластер, содержащий 1877 частиц, является максимальным. Его проницаемость равна 0.571. Следующим по размеру является кластер с числом частиц равным 1800, с проницаемостью 0.125. Также выделяются относительно крупные кластеры, содержащие 420 и 380 частиц (значения проницаемости 0.125 и 0.039 соответственно). Таким образом, в проводимости, предположительно, участвуют самые обширные кластеры. На рис. 2 они отмечены темно-синим и зелеными цветами.

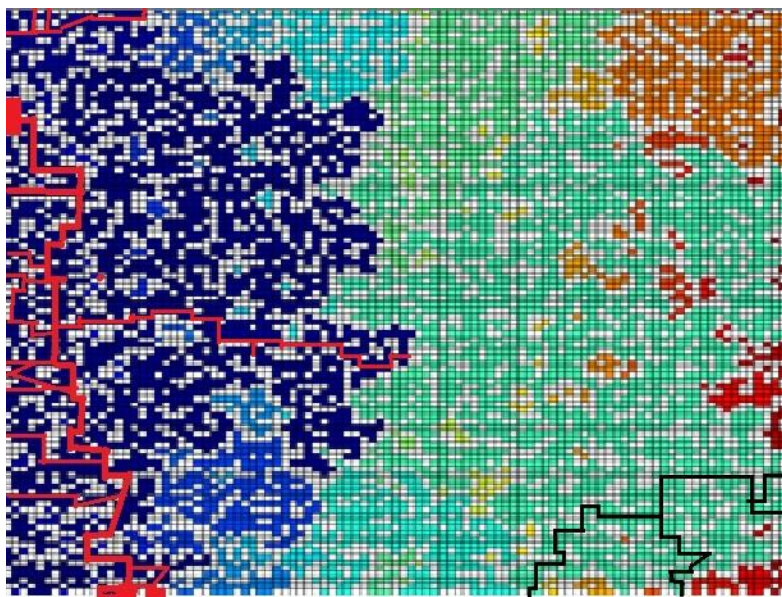


Рис.2. Ренорм – кластеризация. Показаны траектории протекания тока для синего и зеленого кластеров

На рис. 2 показаны возможные траектории протекания тока. В силу того, что получившиеся кластеры практически изолированы друг от друга (ячейки не со-

прикасаются сторонами), в горизонтальном направлении протекания не наблюдается. С другой стороны, в вертикальном направлении имеются непрерывные траектории протекания (для синего кластера – красная линия, для зеленого черная), принадлежащие одному кластеру, что обеспечивает наличие протекания тока в данных областях. Задав значения физических параметров, можно получить описание проводимости для заданного материала.

Используя модель параллельно-последовательной сети резисторов, можно вычислить интегральную электропроводность пленки. Работы по методам перколяционных кластеров показывают, что с увеличением проницаемости растет фрактальная размерность, что в свою очередь приводит к увеличению его проводимости [6]. Определение параметров методов нанесения и модификации поверхностного слоя позволит формировать кластер нужного размера и свойств [7]. В дальнейшем это откроет возможности создавать морфологию с управляемыми точечными дефектами для модуляции оптического излучения.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.*

#### **Библиографический список**

1. *Bunde A., Dieterich W. // J. Electrocer. – 2000. – 5, N 2. – P. 81–92.*
2. *Малютин В.М., Склярова Е.А. Компьютерное моделирование физических явлений: Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2004. – 156 с.*
3. *Алфимов М.В., Кадушиников Р.М., Штуркин Н.А., Алиевский В.М., Лебедев-Степанов П.В. // Российские нанотехнологии. – 2006. – Т. 1. - №1-2. – С. 127-133.*
4. *Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. – 2016. – V. 86. – №.1. – с.110-115.*
5. *Федер Е. Фракталы. / Пер. с английского. Изд.2. - URSS, 2014, 264 с.*
6. *Гулд Х., Тобочник Я. Компьютерное моделирование в физике: ч. 2. - М.: Мир, 1990, 400 с.*
7. *Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации. М.: Мир, 1979. 512с., ил.*

## ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР

О. А. Петров<sup>1,2</sup>, А.Л. Филатов<sup>1</sup>, Н.Г. Яременко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Филиал РТУ МИРЭА в г. Фрязино

E-mail: poa21y@gmail.com

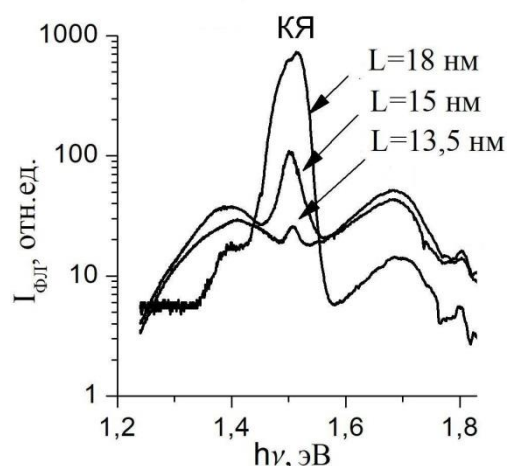
Современные научные приборы должны обеспечивать эффективную аппаратную и программную обработку исследуемых параметров. Выпущенный в конце прошлого века на фирме ЛОМО монохроматор МДР-23 обладает хорошими спектральными (аппаратными) характеристиками и был неоднократно использован для решения различных научных задач [1-3]. По мере развития информационных технологий МДР-23 неоднократно модернизировался, в предыдущий раз с использованием системы КАМАК. Текущая модернизация была осуществлена с использованием стандартных блоков робототехники Arduino, в которых предусмотрена возможность коммуникации с компьютером через USB порт. Специальная плата расширения (Arduino Shield) была изготовлена для работы с шаговыми двигателями МДР-23 и для управления усилением напряжения сигнала с регистрирующего излучения приёмника. Установленная на плате расширения микросхема усилителя PGA116 фирмы Texas Instruments с программируемым по SPI коэффициентом усиления позволяет использовать устаревшие приборы, в которых переключения коэффициентов усиления возможно только кнопками. Точность штатного 10-ти разрядного АЦП Arduino была достаточна для этого комплекса, при этом предусмотрена опционная возможность использования 16-ти битного АЦП на микросхеме ADS1115.

В качестве иллюстрации работы созданного комплекса на рисунке представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ), полученные для структур  $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$  с ширинами квантовых ям  $L$ , равными 13,5 нм, 15 нм и 18 нм при плотности оптического возбуждения  $1200 \text{ Вт/см}^2$  и температуре 77 К. Видно, что максимальная интенсивность ФЛ из квантовой ямы (КЯ) наблюдается при ширине ямы  $L=18 \text{ нм}$ .

Таким образом, созданный на базе технологии Arduino программно-аппаратный комплекс дает возможность эффективно измерять и осуществлять предварительную обработку спектров ФЛ при фотолюминесцентных исследованиях полупроводниковых наногетероструктур.

### Библиографический список

1. Н.Г. Яременко., М.В. Карачевцев., В.А. Страхов // Доклады АН. 2011. Т. 437 № 3 С. 321-326
2. А.В. Герус, С.В. Аверин, Г.Н. Шкердин // ФТТ, 1988, Т. 30, № 10, С. 2885-2892
3. А.Л. Filatov, V.I. Mirgorodsky, V.A. Sablicov // Engineering Optics, 1993, Т.6 №3 С.321-326



# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ДИАПАЗОНА 0.2 ТГц СО СХОДЯЩИМСЯ ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А.Э. Плоских<sup>1,2</sup>, Н.М. Рыскин<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: [andreyploshkih@gmail.com](mailto:andreyploshkih@gmail.com)

Получение компактных источников терагерцевого (0.1 – 1.0 ТГц) излучения средней мощности (10-100Вт) в настоящее время является одной из важнейших задач радиофизики и электроники[1]. Такие приборы могут найти широкое применение во многих областях, таких как безопасность и противодействие терроризму, медицина, спектроскопия, информационно-коммуникационные системы, радиоастрономия.

В работе представлены результаты моделирования Лампы бегущей волны (ЛБВ) с замедляющей системой (ЗС) типа сдвоенной гребенки и с плоским электронным пучком. В работах [2-4] была разработана ЗС, представляющая собой две гребенки, сдвинутые на половину периода по оси Z относительно друг друга (рис.1, а). Такой сдвиг позволяет получить наибольшую полосу пропускания частот. Геометрические параметры ЗС представлены в таблице.

Таблица. Параметры замедляющей системы.

Период $d$ , мкм	500	Глубина резонатора $l$ , мкм	300
Ширина резонатора $L$ , мкм	400	Высота канала $2a$ , мкм	200
Толщина штыря $s$ , мкм	100	Ширина канала $b$ , мкм	850

Конфигурация электронного пучка следующая: ток электронного пучка  $I = 0.1$  А, напряжение  $V = 19750$ В, ширина  $W_b = 750$  мкм, толщина  $H_b = 50$  мкм.

На предприятии АО «НПП Алмаз» разрабатывается электронно-оптическая система (ЭОС) со сходящимся электронным пучком [4] с плотностью тока более  $120$  А/см<sup>2</sup> (рис. 1, б). Удалось добиться сжатие пучка в 10 раз, что позволяет значительно увеличить плотность тока в пучке при одновременном уменьшении магнитного поля и нагрузки на катод.

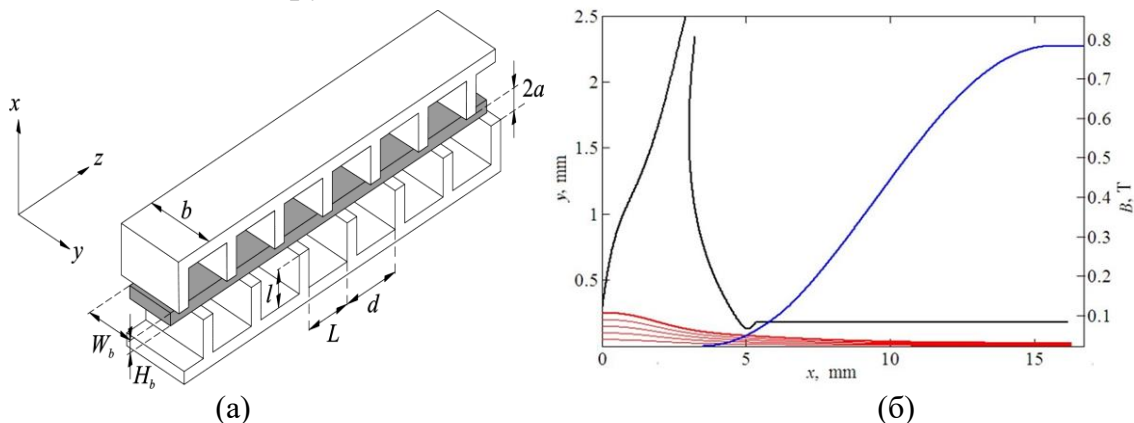


Рис.1. Схема замедляющей системы (а) и конфигурация электронной пушки с компрессией электронного пучка (б). Профиль электронного пучка (красным) и магнитного поля (синим)

В ходе численного моделирования были исследованы выходные характеристики прибора, такие как: зависимость коэффициента усиления от частоты (рис. 2, а) и зависимости выходной мощности от входной (рис. 2, б).

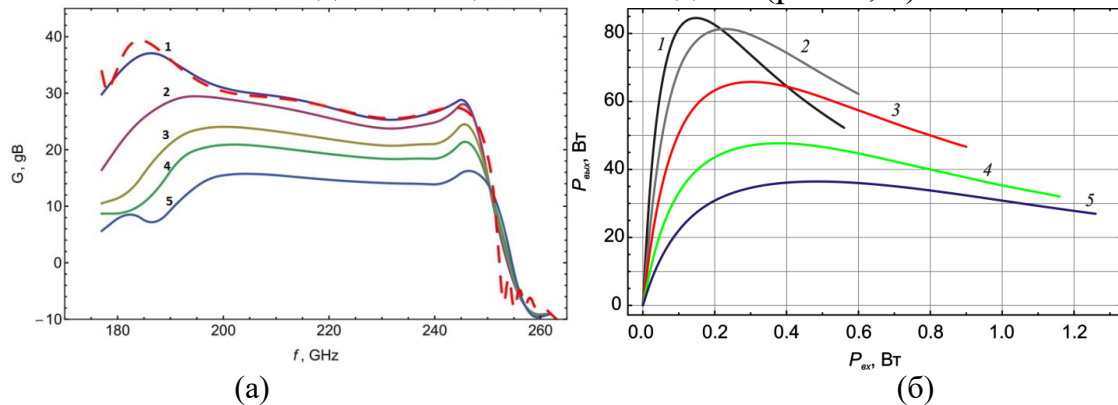


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от частоты (а) при различных мощностях выходного сигнала: 0.01 Вт (кривая 1), 0.1 Вт (кривая 2), 0.3 Вт (кривая 3), 0.5 Вт (кривая 4) и 1 Вт (кривая 5); зависимость выходной мощности от входной на различных частотах: 195 ГГц (кривая 1), 200 ГГц (кривая 2), 210 ГГц (кривая 3), 220 ГГц (кривая 4) и 230 ГГц (кривая 5).

Как видно из результатов, наибольший коэффициент усиления, который превышает 40 дБ, наблюдается на частоте  $f \approx 185$  ГГц. Стоит так же отметить широкую полосу устойчивости сигнала.

На амплитудных характеристиках можно наблюдать максимальную мощность в режиме насыщения на частоте 195 ГГц, которая составляет около 85 Вт.

Таким образом, использование ЭОС с компрессией позволяет снизить фокусирующее магнитное поле по сравнению с конструкцией прямоточной ЭОС, погруженной в магнитное поле, которая была представлена в работе [3]. Благодаря этому удалось уменьшить плотность тока на катоде примерно в 4,5 раза. Также уменьшается высота канала, что приводит к существенному увеличению сопротивления связи. В результате коэффициент усиления малого сигнала возрастает более чем на 10 дБ. Максимальная мощность в режиме насыщения, согласно проведенным расчетам, составляет свыше 80 Вт, причем достигается при входной мощности, примерно на порядок меньшей, чем в случае прямоточной ЭОС.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 17-12-01160).*

#### Библиографический список

1. Siegel P.H. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2004. Vol. 52. No. 10. P. 2438-2447.
2. Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Каретникова Т.А., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Шалаев П.Д., Буцёв А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 8-9. С. 601.
3. Каретникова Т.А., Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Григорьев Ю.А., Буцёв А.А., Шалаев П.Д. // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 1. С. 54.
4. Каретникова Т.А., Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Белов К.В. // Актуальные проблемы электронного приборостроения. Материалы научно-технической конференции. Саратов: СГТУ, 2016. Т. 1. С. 58.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ ДВУХМОДОВОЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ С ЖЕСТКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Н.В. Преображенская<sup>1</sup>, А.Б. Адилова<sup>1</sup>, Н.М. Рыскин<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН

Email: [preobnv@gmail.com](mailto:preobnv@gmail.com)

В настоящее время одной из наиболее актуальных проблем СВЧ электроники является освоение коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового (терагерцового) диапазона. Одним из мощных источников терагерцового излучения являются мазеры на циклотронном резонансе — гиротроны [1]. Поскольку в гиротроне режим максимального КПД, как правило, лежит в области жесткого возбуждения [1], исследование фундаментальных закономерностей синхронизации систем с жестким возбуждением представляет большой интерес.

В работе [3] была развита теория синхронизации одномодового гиротрона в режиме жесткого возбуждения внешним сигналом. Был обнаружен ряд отличий от хорошо изученной картины синхронизации генератора с мягким возбуждением. В настоящей работе исследуется синхронизация гиротрона с жестким возбуждением на примере квазилинейной двухмодовой модели [2].

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 + i\Delta A_1 &= \left( \sigma_1 + |A_1|^2 + 2|A_2|^2 - |A_1|^4 - 6|A_1|^2|A_2|^2 - 3|A_2|^4 \right) A_1 + f, \\ \dot{A}_2 &= \left( \sigma_2 + |A_2|^2 + 2|A_1|^2 - |A_2|^4 - 6|A_1|^2|A_2|^2 - 3|A_1|^4 \right) A_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $A_{1,2}$  — медленно меняющиеся комплексные амплитуды мод,  $\sigma_{1,2}$  — параметры возбуждения для первой и второй моды, соответственно,  $f$  — амплитуда внешнего воздействия,  $\Delta$  — отстройка частоты внешнего воздействия от собственной частоты первой моды. При  $-1/4 < \sigma_{1,2} < 0$  возможно жесткое возбуждение соответствующей моды.

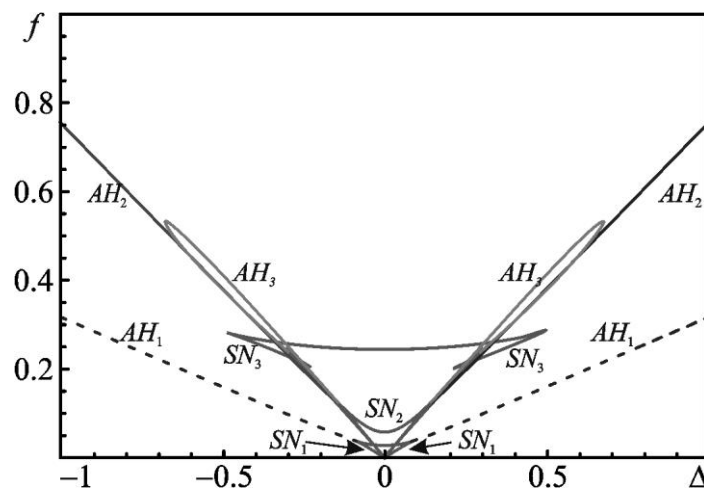


Рис. 1. Картина бифуркационных линий на плоскости параметров  $\Delta, f$  при  $\sigma_1 = -0.17$ ,  $\sigma_2 = 0.1$ .  $SN$  — седлоузловые бифуркации, АН — бифуркации Андронова-Хопфа.

Исследование проводилось с использованием программного пакета ХРРАУТ [4]. Были построены области синхронизации на плоскости  $\Delta, f$ , которые позволили установить области устойчивости различных режимов (рис.1). Выявлен ряд отличий от известной картины синхронизации для одномодовой системы с жестким возбуждением. В дополнении к одномодовым режимам генерации был найден двухмодовый режим, в котором амплитуды обеих мод постоянны, причем амплитуда колебаний рабочей моды резко уменьшается (рис.2а). При дальнейшем увеличении  $f$  происходит переход к режиму биений, в котором амплитуды обеих мод являются модулированными (рис.2б), т.е., вообще говоря, возбуждаются квазипериодические колебания с тремя независимыми частотами (собственные частоты двух мод и частота внешнего сигнала). В этом отношении картина качественно совпадает с результатами для двухмодовой модели с мягким возбуждением, представленными в работе [5].

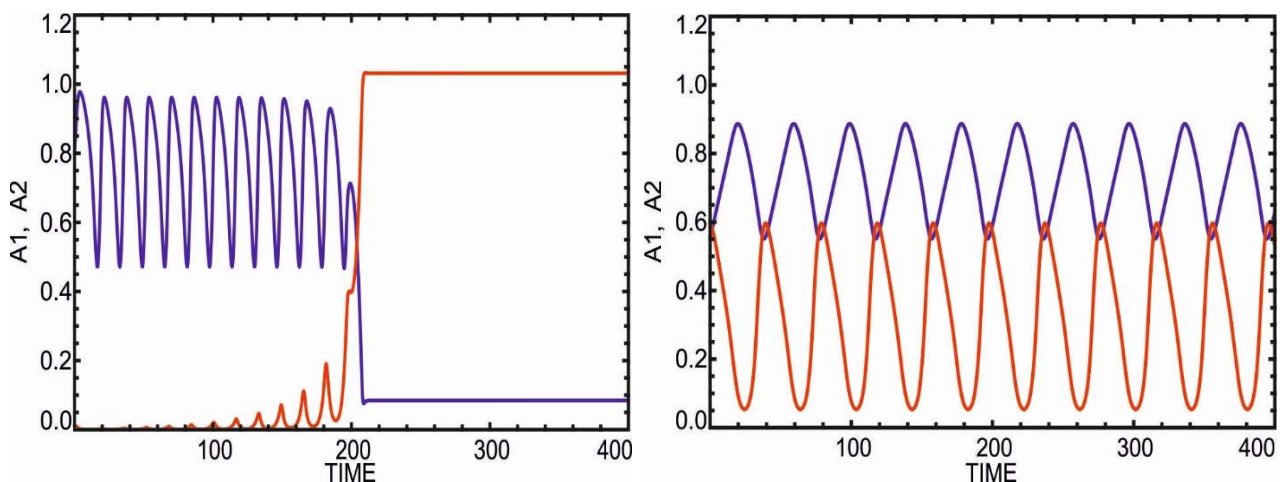


Рис. 2. Временные реализации амплитуды колебаний основной ( $A_1$ ) и паразитной ( $A_2$ ) мод при  $\Delta = 0.4$ ,  $f = 0.13$  (б),  $0.31$  (г). Черным цветом показана основная мода, серым — паразитная.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-02-00839.

#### Библиографический список

1. Nusinovich G.S. // Baltimore: Johns Hopkins University Press, 2004.
2. Мусеев М.А., Нусинович Г.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 11. С. 1709-1717.
3. Yakunina K.A., Kuznetsov A.P., Ryskin N.M. // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22. No. 11. 113107.
4. <http://www.math.pitt.edu/~bard/xpp/xpp.html>
5. Перегородова Е.Н., Рыскин Н.М., Усачева С.А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19, № 3. С. 154-170.

**АЛГОРИТМ ФОРМАЛИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЕДИНИЧНОМ ОБЪЕМЕ****«ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО» МАТЕРИАЛА СВЧ****И. А. Приходько, П. Ю. Волощенко, Ю. П. Волощенко***Южный Федеральный университет, г. Ростов на Дону**E-mail: iprihodko07@inbox.ru*

Исследование посвящено изучению дифракционных явлений внутри (и вне) композиционного материала, обладающего «интеллектуальными» свойствами при воздействии сигнала гига- и терагерцевого диапазонов [1,2]. Он представляет собой систему бескорпусных микровакуумных или полупроводниковых электронных приборов (ЭП) с электростатическим управлением и питающих проводников. В совокупности они образуют кластеры СВЧ разного типа, которые применяются в конформных системах безопасности объектов и информации [3,4]. Амплитудно-зависимые интерференционные эффекты в них рассчитываем с помощью теории когерентной электроники и нелинейных электрических цепей, методами комплексных амплитуд и гармонической линейризации, модели электромагнитного (ЭМ) поля и электрона, имеющего классический радиус  $\sim 2,8 \cdot 10^{-15}$  м, уравнений Максвелла и Лоренца, составляющих инвариантную основу метода неавтономных блоков [5,6]. ЭП замещаются зависимыми электродвижущими силами, создающими встречно- и однонаправленные потоки колебательной мощности вокруг и между металлическими соединениями «открытой» многомодовой системы. Они моделируются резистивно-негатронными сосредоточенными и волновыми нелинейными элементами (НЭ), известными в теории электрической волновой цепи (ЭВЦ), наглядно и достоверно иллюстрирующими коррелированное торможение и ускорение свободных зарядов переменным электрическим полем. Сложение волн напряжения и тока одинаковой или разной амплитуды рассмотрено с помощью классических параметров СВЧ – коэффициентов отражения и бегущей волны, методики прямого и обращенного символьного анализа свойств управляемых источников тока, напряжения и мощности. Подобный алгоритм формализации инерционных связей ЭП обусловлен отсутствием возможности эвристически задавать энергетические зависимости и взаимосвязанные амплитудно-зависимые граничные условия в разных точках материала. Предлагаемый феноменологический подход устраняет информационную избыточность и потерю исходных данных о конфигурации одно-, двух- или трехмерной структуры, конструкции «длинных» проводов, теплоотводящей и несущей платформы. Кроме того, подобные макромодели плоского, цилиндрического или сферического межэлектродных промежутков, объединенных гальванической и беспроводной связью, позволяют адекватно описывать поведение кластеров алгебраическими и трансцендентными уравнениями без конкретизации внешней характеристики и внутреннего сопротивления дискретного конденсаторного зазора ЭП.



Получены графические и аналитические операторы макромодели единичного объема «интеллектуального» материала СВЧ в волновом масштабе. Приведены результаты оценки изменения интервалов импедансных условий на «виртуальных» границах кластера, соответствующие нелинейным законам трансформации амплитуды напряжения и тока в нескольких точках наблюдения. Установлено, что параметры ветвей ЭВЦ следует сопоставлять с волновым сопротивлением межсоединений, а не находить из режимов «холостого хода» и «короткого замыкания» негатронов НЭ на первом этапе диагностики нанозлектронного материала. Дело в том, что в ходе вариации энергетического состояния системы ЭП меняется не только величина внутреннего сопротивления, но и тип внешней характеристики воздействующего источника волн тока или напряжения из-за явления интерференции при композиции сигналов в волноведущих линиях связи. Продемонстрировано в явном виде как увеличение КПД преобразования энергии постоянного электрического поля, регенерация и минимизация колебательной мощности ЭП, позволяет снизить интенсивность несанкционированного излучения СВЧ объектов и систем информационной безопасности.

#### Библиографический список

1. *Voloshchenko P. Yu., Voloshchenko Yu. P.* // Abstracts and schedule of the 2016 International conference on “Physics and mechanics of new materials and their applications” (PHENMA 2016), 2016. – С. 296
2. *Pivnev V. V., Voloshchenko P.Y., Voloshchenko Y.P.* //EAI Endorsed Transactions on Energy Web and Information Technology (ISSN 2032-944X). 2017, - т. 4 (10-12 2017). -вып. 15. DOI: 10.4108/eai.13-12-2017.153471.
3. *Волощенко П. Ю., Волощенко Ю. П.* //Материалы Всероссийской научно-технической конференции «Излучение и рассеяние электромагнитных волн» (ИРЭМВ 2001), –2001. – С. 83.
4. *Волощенко П. Ю., Волощенко Ю. П.* //Труды Международной научно-технической конференции «Излучений и рассеяние электромагнитных волн» (ИРЭМВ 2003), –2003. – С. 267 – 269.
5. *Волощенко Ю. П., Волощенко П. Ю.* Методология математического моделирования нелинейных волновых и колебательных электрических процессов в изделиях когерентной радио-, микро- и наноэлектроники. -Таганрог:Изд-во ЮФУ, 2013. – 110 с.
6. *Волощенко П. Ю., Волощенко Ю. П.* Электро- и радиотехнические модели технологии когерентной электроники. – Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2016. –110 с.

## ДИНАМИКА СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ ДВУНАПРАВЛЕННОМ ВОЛОКОННОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

**В.А.Разуков, Л.А.Мельников**

<sup>1</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

*E-mail: [razukov.vad@gmail.com](mailto:razukov.vad@gmail.com)*

Динамика нелинейных резонаторов и микрорезонаторов является предметом многочисленных и тщательных исследований, как экспериментальных, так и численных, поскольку эти резонаторы производят эффекты, которым можно найти применение в широчайших областях науки и техники, например, генерацию оптических гребней суперконтинуума, ВОГ-эффекты и так далее [1].

В данной работе мы продолжаем использовать численную схему «Кабаре» [2] для изучения длительной пространственно-временной динамики электромагнитного поля в нелинейном кольцевом волоконном микрорезонаторе с дисперсией на протяжении сотен обходов. Предыдущая модель двух волн, распространяющихся навстречу друг другу и взаимно взаимодействующих [3,4], была усложнена введением в волокно зеркала, рэлеевского рассеяния и невзаимного сдвига по фазе. Было продемонстрировано формирование как временных резонаторных солитонов, так и нерегулярных последовательностей импульсов.

Уравнения для распространения в резонаторе прямой и обратной волн имеют следующий вид:

$$2i \left( \frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial z} \right) + D \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + 2\chi(|F|^2 + 2|B|^2)F = 0,$$

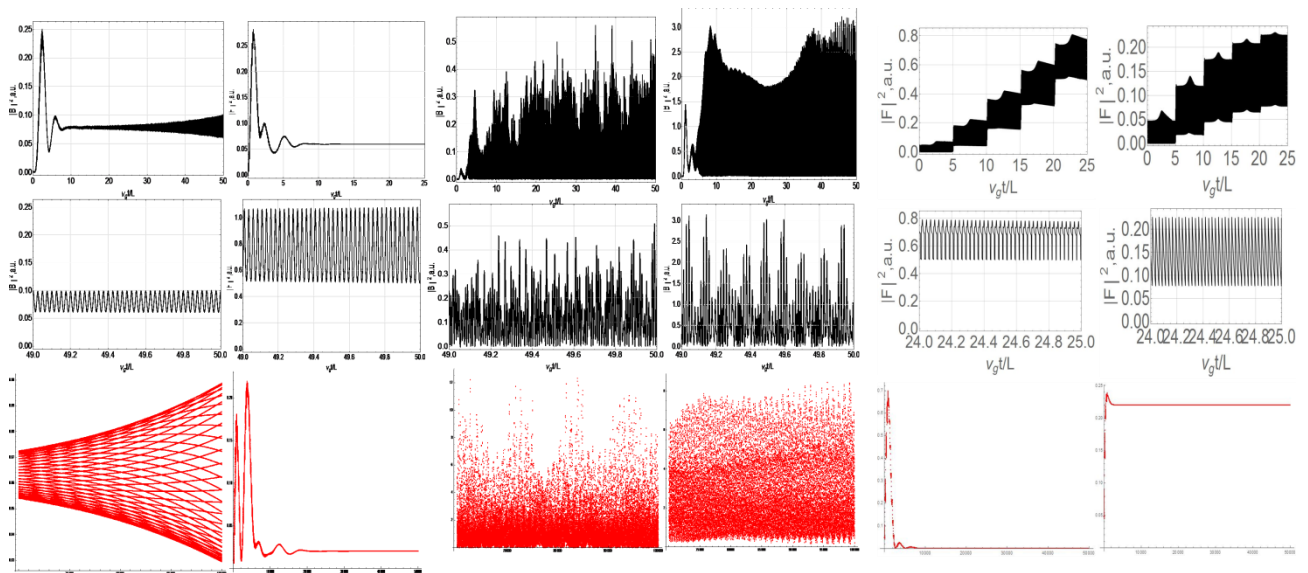
$$2i \left( \frac{\partial B}{\partial t} - v \frac{\partial B}{\partial z} \right) + D \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + 2\chi(|F|^2 + 2|B|^2)B = 0.$$

Граничные условия в данной системе записываются в виде:

$$F(0) = \sqrt{1-R}\sqrt{1-r}F(L) + \sqrt{R}\sqrt{A}\sqrt{1-r} + \sqrt{r}B(0),$$

$$B(L) = \sqrt{1-R}\sqrt{1-r}B(0) - \sqrt{r}(1-r)F(L) + \sqrt{Rr}\sqrt{1-R}\sqrt{A}.$$

Здесь  $F$  и  $B$  – интенсивности волн, распространяющихся по часовой и против часовой стрелки соответственно,  $D > 0$  – коэффициент ДГС,  $v$  – групповая скорость,  $\chi$  – коэффициент кросс- и самофазовой модуляции,  $R$  – коэффициент отражения разветвителя,  $r$  – коэффициент отражения внутриврезонаторного зеркала,  $A$  – интенсивность постоянной накачки,  $L$  – длина резонатора. На рисунке представлены результаты расчетов для трех конфигураций лазера. В первом случае был моделирован резонатор с относительной низкой интенсивностью накачки, слева при малом ( $r=0,005$ ) коэффициенте отражения внутреннего зеркала и справа при большом ( $r=0,05$ ). Во второй колонке отражена та же самая конфигурация, но при высокой интенсивности накачки. Последний случай, представленный на рисунке, демонстрирует результаты с учетом рэлеевского рассеяния с малым коэффициентом потерь ( $0,0001$ ) слева и большим ( $0,001$ ) справа. Первый ряд показывает эволюцию импульса во время обхода резонатора, второй ряд – форму импульса, и третий – сигнал биений.



Данная работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, грант № 3.8493.2017/8.9

### Библиографический список

1. *T.Herr, M.L.Gorodetsky, and T.J.Kippenberg*, // "Dissipative Kerr Solitons in Optical Microresonators," in *Nonlinear Optical Cavity Dynamics: From Microresonators to Fiber Lasers*, P. Grelu, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2016.
2. *V.M.Goloviznin, S.A.Karabasov, T.K.Kozubskaya, N.V.Maksimov*, // "CABARET scheme for the numerical solution of aeroacoustics problems: Generalization to linearized one-dimensional Euler equations," *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, vol. 49, n. 12, p. 2168, 2009
3. *V.A.Razukov, L.A.Melnikov*, // "Short pulse dynamics in a linear cavity fiber laser," *Proc. SPIE*, vol. 9917, p. 9917-9917-5, 2016
4. *V.A.Razukov, L.A.Melnikov, Yu.A.Mazhirina, S.V.Sukhanov*, // "Numerical modeling of space-temporal dynamics in fiber lasers," *Journal of Applied Spectroscopy*, vol. 83, no. 6-16, p. 344-345, 2016

## ВРЕМЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ VN НАНОСТРУКТУРАХ

А.А. Райтович<sup>1,2</sup>, И.В. Пентин<sup>1,2</sup>, Ф.И. Золотов<sup>2,3</sup>, В.А. Селезнев<sup>1,2</sup>,  
Ю.Б. Вахтомин<sup>1,2</sup>, К.В. Смирнов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»,

<sup>2</sup>ООО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», Москва

<sup>3</sup>Национально исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва

E-mail: [araytovich@gmail.com](mailto:araytovich@gmail.com)

Освоение ТГц-диапазона имеет большое значение в спектроскопии газов, физике конденсированных сред, сканирующей ближнепольной микроскопии, получении изображения скрытых предметов, медицине, передачи данных и т.д. [1,2,3]. Развитие тонкопленочных сверхпроводниковых технологий привело к созданию нового типа ТГц-приемных устройств – сверхпроводниковых детекторов на эффекте электронного разогрева (Hot Electron Bolometer), обладающих высокой чувствительностью ( $NEP \sim 10^{-14}$  Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$ ) [4] и рекордным быстродействием ( $\tau \sim 50$  пс) [5] в широком спектральном диапазоне.

Основой сверхпроводникового детектора на эффекте электронного разогрева является ультратонкая (3-10 нм) пленка сверхпроводника – NbN, MoRe, TiN или др.. Нами для создания НЕВ-детекторов впервые была использована VN пленка [6] толщиной  $\sim 7$  нм осажденная на кремниевую подложку методом реактивного магнетронного распыления и имеющая температуру перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c = 4,8$  К. С использованием разработанной технологии и топологии [5] на основе VN пленки были созданы НЕВ-детекторы, сопряженные с планарной антенной и имеющие размер чувствительного элемента  $1,5 \text{ мкм} \times 1,5 \text{ мкм}$ . Исследование энергетической релаксации электронов в таких структурах было проведено с использованием метода смешения излучений двух близких по частоте монохроматических источников, в качестве которых нами были использованы генераторы сигналов Г4-161, работающие в диапазоне частот 129,2-142,8 ГГц.

Для охлаждения VN-детекторов был использован криостат на основе рефрижератора замкнутого цикла (Sumitomo RDK 101D) с минимальной температурой  $\sim 2,3$  К.

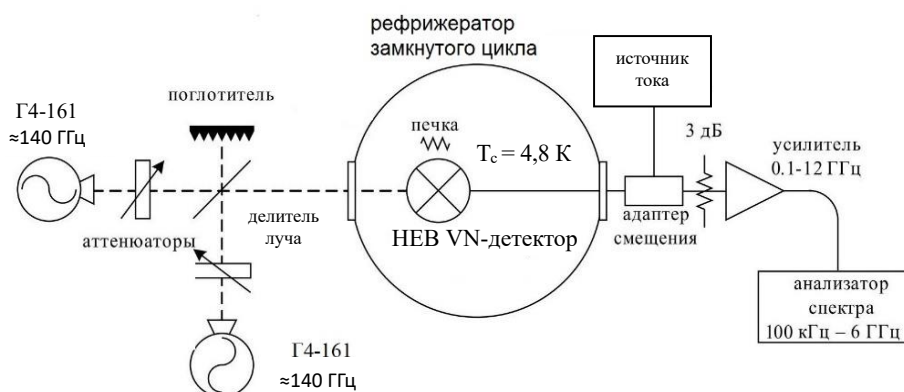


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения времени энергетической релаксации электронов в НЕВ VN-детекторах.

На Рис.1. представлена блок-схема экспериментальной установки. Частота излучения одного из генераторов (сигнального) была фиксирована. Изменение частоты излучения второго генератора (гетеродинного) позволяло перестраивать частоту сигнала VN НЕВ-детектора на промежуточной частоте в диапазоне 0,01 - 6 ГГц.

Измеренная зависимость сигнала НЕВ VN-детекторов от разностной частоты двух высокочастотных источников  $P(f)$ , представлена на Рис.2. Эта зависимость может быть аппроксимирована как:

$$P(f) = \frac{P_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{3\text{дБ}}}\right)^2}} \quad (1),$$

где  $f_{3\text{дБ}}$  – значение разностной частоты, для которой мощность сигнала уменьшается в два раза. В случае, если уменьшение сигнала связано с процессами, описываемыми только одним характерным временем, то это время может быть найдено как  $\tau = 1/(2\pi f_{3\text{дБ}})$ . В нашем случае,  $\tau$  – время энергетической релаксации электронов при их разогреве высокочастотным излучением.

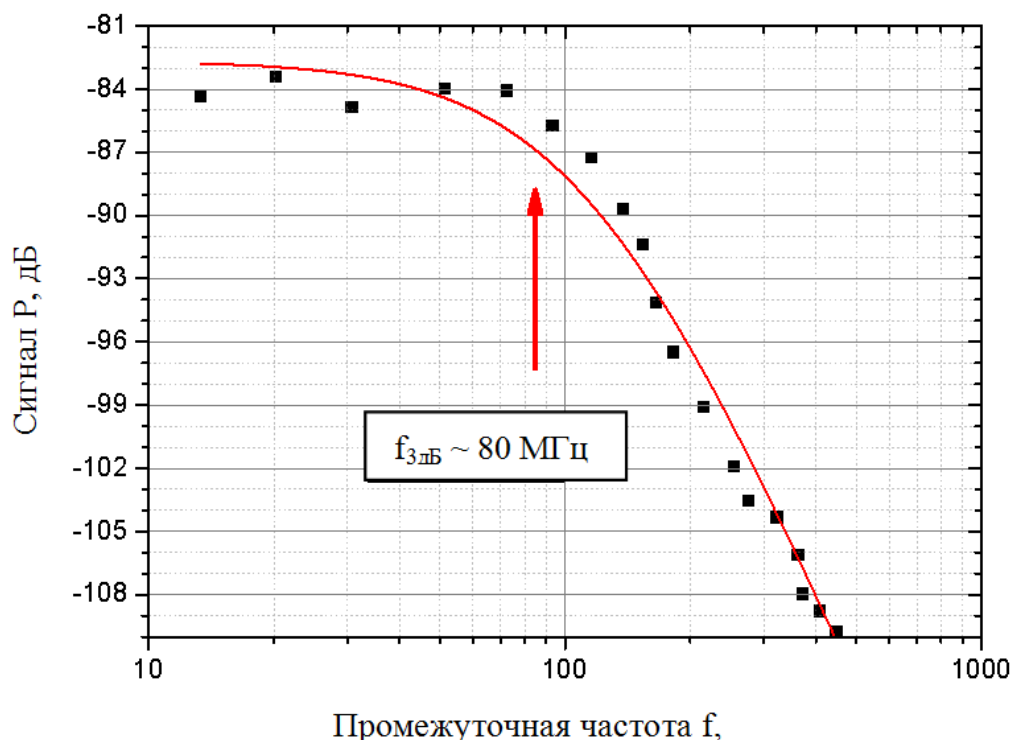


Рис. 2. Зависимость выходного сигнала НЕВ VN-детекторов от разностной частоты: точки – экспериментальные данные; сплошная кривая – зависимость (1) соответствующая  $f_{3\text{дБ}} = 80$  МГц.

Определенное из Рис.2. значение  $f_{3\text{дБ}}$  составило 80 МГц, а соответствующее этой частоте время энергетической релаксации  $\tau \sim 2$  нс. Это время, определяющее быстродействие НЕВ VN-детекторов при заданных технологических параметрах, было измерено впервые и может быть использовано при проектировании и созда-

нии на основе тонких VN-пленок других перспективных устройств сверхпроводниковой электроники.

#### Библиографический список

1. *A. J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua and R. Hillenbrand*, Nano Lett., 2008, 8 (11), pp 3766–3770
2. *Richter, Heiko & Semenov, Alexei & Boettger, Ute & Hübers, Heinz-Wilhelm*. (2008). Imaging terahertz radar for security applications. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 6949. 694902 -694911. 10.1117/12.778477.
3. Quantum-limited linewidth in THz quantum cascade lasers. Miriam S. Vitiello; Luigi Consolino et al. SPIE 8631, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices X, 863109, 2013.
4. *A. Luukanen and J. P. Pekola*, "A superconducting antenna-coupled hot-spot microbolometer," Appl. Phys. Lett., Vol. 82, No. 22, June 2003, pp. 3970-3972.
5. *Yu.B. Vachtomin, M.I. Finkel, S.V. Antipov, B.M. Voronov, K.V. Smirnov, N.S. Kaurova, V.N. Drakinsky, G.N. Gol'tsman* Gain Bandwidth of Phonon-Cooled HEB Mixers made of NbN Thin Film with MgO Buffer Layer on Si //Proceedings of 13th International Symposium on Space THz Technology, Harvard, NY, USA, March 26-28, 2002.
6. *Zolotov, P., Divochiy, A., Vakhomin, Y., Seleznev, V., Morozov, P. and Smirnov, K.*, 2018. Superconducting Single-photon Detectors Made of Ultra-thin VN Films. KnE Energy & Physics, 3(3), pp.83-89.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСФОРМАЦИЙ БЕЗСДВИГОВЫХ КАМ КРИВЫХ В ОБРАТИМЫХ СИСТЕМАХ С НАРУШЕНИЕМ СИММЕТРИИ

**А.Ж. Рахманова, А.В. Савин**

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: [chekmareva.aliya@mail.ru](mailto:chekmareva.aliya@mail.ru)*

В слабоинтегрируемых режимах условие невырожденности в смысле КАМ теоремы гарантирует, что частота инвариантного тора меняется монотонно в зависимости от переменной действия. И, наоборот, локальное нарушение условия невырожденности подразумевает существование тора с максимумом или минимумом значения частоты, так называемого безсдвигового тора [1-3].

В окрестности безсдвиговых торов происходят различные явления, называемые *pontwist*-явления, такие как переключение сепаратрис, столкновение цепочек островков, переключение многообразий гиперболических точек в хаотическом режиме, фрактальность безсдвигового тора при критическом значении [1-7]. Это явление было рассмотрено как в отображениях, сохраняющих объем [1-6], так и в потоковых системах с 1.5 и 2 степенями свободы [8]. Также безсдвиговые торы оказывают сильное влияние на транспортные свойства системы [9].

В данной работе была рассмотрена цепочка связанных осцилляторов с функцией связи, удовлетворяющей некоторому преобразованию координат. Связь между осцилляторами осуществляется посредством функции взаимодействия  $f$ , которая зависит от фазовых переменных и  $2\pi$ -периодична. Известно [8], что в некотором сечении фазового пространства такой системы может наблюдаться динамика, обладающая консервативными свойствами, если функция связи содержит только нечетные Фурье-гармоники, при этом в системе реализуется безсдвиговый тор [7].

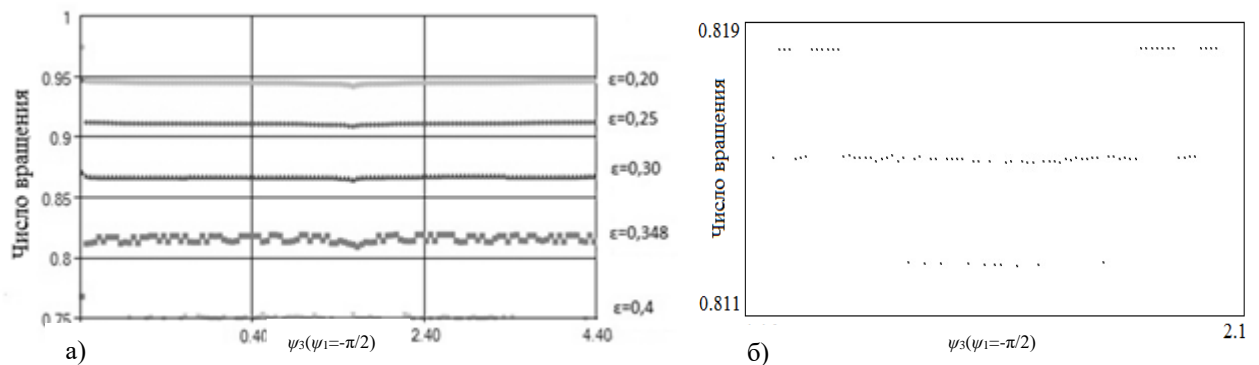


Рис.1. График зависимости числа вращения от значения фазы  $\psi_3$  (а) при различных значениях управляющего параметра  $\epsilon$  при фиксированном значении уровня нарушения симметрии  $d=0.16$  и его увеличенный фрагмент (б) при  $\epsilon=0,348$  и  $d=0.16$ .

В настоящей работе была исследована система, в которой функция связи между осцилляторами содержала четные гармоники. Это приводит к разрушению симметрии и консервативной динамики. Для данной системы была получена зави-

симось числа вращения от начального значения фазы. Подсчеты производились при фиксированном значении уровня нарушения симметрии. Результаты подсчетов представлены графически на рис.1а.

Видно, что зависимость имеет минимум, которому соответствует группа периодических и хаотических аттракторов, образовавшихся на месте бездвиговой кривой рис.1б.

Для того, чтобы определить какие типы аттракторов существуют на каждой из «ступенек» рис.1б, были построены фазовые портреты для каждой группы значений (рис.2). На рис. 2 видно, что для разных групп начальных значений фазы аттракторы имеют различную структуру.

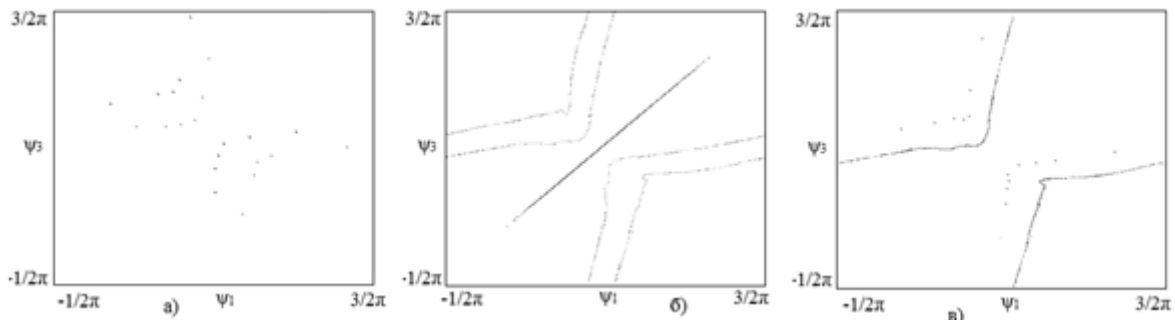


Рис.2. Фазовые портреты системы при  $\varepsilon=0,348$  и  $d=0,16$  (оттенки серого различные аттракторы), где начальные значения для фаз соответствуют значениям из рис.1б при начальных значениях фазы  $\psi_3$ : а) верхняя «ступенька», б) средняя «ступенька», в) нижняя «ступенька».

В зависимости от начального значения фазы  $\psi_3$  в фазовом пространстве при значениях параметров  $\varepsilon=0,348$  и  $d=0,16$  сосуществуют 5, 11, 16 – циклы. На рис.2а представлены аттракторы два аттрактора 11-цикла с числом вращения 9:11. На рис.2б представлены аттракторы 11-цикл с числом вращения 9:11, а также несколько пар симметричных непериодических аттракторов с числом вращения 0,8151. На рис.2в представлены аттракторы 11-цикл с числом вращения 9:11, 16-цикл с числом вращения 13:16, а также один непериодический аттрактор с числом вращения 0,8125.

### Библиографический список

- [1] J. E. Howard and S. M. Hohns, Phys. Rev. A29 (1984)
- [2] J. E. Howard and J. Humpherys, Physica D80 (1995), 256
- [3] D. del-Castillo-Negrete, J. M. Greene and P. J. Morrison, Physica D, 91 (1996), 1
- [4] Shinohara S., Aizawa Y. The breakup condition of shearless KAM curves in the quadratic map //Progress of theoretical physics. – 1997. – Т. 97. – №. 3. – С. 379-385.
- [5] Shinohara S., Aizawa Y. Indicators of reconnection processes and transition to global chaos in nontwist maps //Progress of theoretical physics. – 1998. – Т. 100. – №. 2. – С. 219-233.
- [6] Shinohara S., Aizawa Y. On the diagram for the onset of global chaos and reconnection phenomena in the quadratic nontwist map //Progress of Theoretical Physics Supplement. – 2000. – Т. 139. – С. 527-534.
- [7] Altmann E. G., Cristadoro G., Pazó D. Nontwist non-Hamiltonian systems //Physical Review E. – 2006. – Т. 73. – №. 5. – С. 056201.
- [8] D. Topaj and A. Pikovsky, Physica D 170, 118 (2002).
- [9] Kudo K., Monteiro T. S. Quantum transport and spin dynamics on shearless tori //Physical Review E. – 2008. – Т. 77. – №. 5. – С. 055203.



**РАЗРАБОТКА ТРЕХОСЕВОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА НА ОСНОВЕ GAAS/INAs****А.Ш. Рахматулин, В.Д. Попов***Южный федеральный университет, Кафедра конструирования электронных средств,  
347922 Ростовская область г. Таганрог, Россия.**E-mail: [rahmatulin.aziz@mail.ru](mailto:rahmatulin.aziz@mail.ru)*

В микроэлектронной технике одним из активном рассматриваемых направлений является разработка устройств, решающих задачи анализа траектории и движения. К таким устройствам относятся акселерометры, которые являются микроэлектромеханическими системами (МЭМС).

В данной работе представлена разработка трехосевого акселерометра, представленная на рисунке 1, основанный на самосборке управляемой самоорганизации механических напряжений полупроводниковых слоев GaAs/InAs. Несущий подвес сформирован по Принц-технологии, где область состоит из двух слоев: GaAs и InAs, которые образуют гетеропленку. В этой пленке образуется механическое напряжение из-за разности в значениях постоянной решетки и данное напряжение изгибает структуру при локальном селективном травлении. Данный акселерометр имеет емкостной тип, т.е. при отклонении инерционной массы изменяется расстояние между контактными парами и в следствии изменяется емкость, а зазор между контактными парами можно регулировать, контролируя время травления. А также в данной работе разработана технология производства акселерометра и для подтверждения работоспособности был подготовлен макрос в ANSYS, описывающий физико-геометрические параметры структуры, результатами чего было определены наилучшие геометрические характеристики данного акселерометра, что позволило получить наилучшую чувствительность. Был проведен модальный анализ первых пяти мод собственных колебаний, в результате которого были получены частоты, которые могут привести к разрушению структуры или к возникновению случайных колебаний, которые неблагоприятно влияют на результаты.

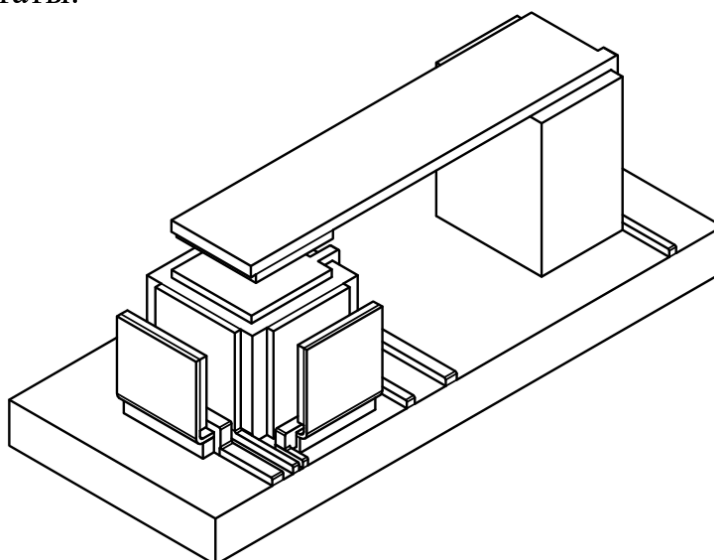


Рис.1 Конструкция трехосевого акселерометра

Таким образом, полученные результаты дают сделать вывод о возможной разработке с данной конструкцией трехосевого акселерометра, которую можно интегрировать в различные сферы деятельности человека, где необходимо решать задачи с определением движения и перемещения объекта.

#### **Библиографический список**

1. *Prinz V.Ya.* Precise semiconductor nanotubes and nanoshells fabricated on (110) and (111) Si and GaAs //Physica E. –2004. –V.23.–P.260-268.
2. *Berkeley, S.* Sensor & actuator center. 2014 [Online]. Available: <http://www-bsac.eecs.berkeley.edu/>
3. *Konoplev B.G., Pristupchik N.K., Ryndin E.A.* A Simulation Method for Displacement Transducers Based on the Tunnelling Effect. Vestnik Yuzhnogo Nauchnogo Tsentra. 8(4), p. 20–26, 2012. (In Russian).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО СТРОЕНИЯ  
ДИНАМИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА СВЧ****Я. О. Ревенко, П. Ю. Волощенко, Ю. П. Волощенко***Южный федеральный университет, Таганрог**E-mail: revenko.yaroslav@bk.ru*

Доклад посвящен проектированию радиационно-стойкой оперативной памяти бортового вычислительного комплекса, функционирующего в реальном масштабе времени. Показано, что для увеличения его энергоэффективности, необходимо одновременно изучать инерционные и нелинейные свойства элементарного и составного кластера, образованного совместно проводниками питания и дискретными полупроводниковыми или микровакуумными приборами гига- и терагерцового диапазонов [1]. В то же время при расчете стационарных и переходных режимов совокупности сверхбыстродействующих логических элементов в общем электромагнитном (ЭМ) поле, отсутствует возможность применения известной теории многополюсников. Дело в том, что они формируют когерентное множество электродвижущих сил варьированного типа и должны моделироваться каскадным соединением необратимых четырехполюсников на основе концепции электронной волновой цепи [2]. Поэтому модификация амплитудно-зависимой топологии энергопрочных цифровых интегральных схем СВЧ предлагается реализовать методом неавтономных блоков, позволяющим корректно рассчитать пространственно-временное строение и КПД изделия электронной техники, минимизировать нагрев бортовой аппаратуры.

В докладе сформулирована процедура аналитического вычисления амплитуды и фазы сигнала на клеммах двух- и четырехполюсного нелинейных элементов, замещающих взаимодействующие «электрически негерметичные» микроволновые электронные структуры [3]. Новый алгоритм заключается в корреляции этапов эволюционного формирования графических и аналитических инвариантов одномерной, планарной и объемной макромоделей динамического запоминающего устройства без утраты сведений о его системных свойствах. В то же время для конкретизации ЭМ связей в них требуется синтезировать операторы невзаимных четырехполюсников, задавая местоположение управляемых первичного и вторичного генераторов ограниченной мощности СВЧ, волновое сопротивление и электрическую длину кондуктивных и беспроводных соединений. Разработана методика достоверной детерминации вольтамперных характеристик кластеров различного типа, направленная на уменьшение энергопотребления сверхскоростных микросхем путем оптимизации конструкции проводников, связывающих в единое целое трехэлектродные электронные приборы с электростатическим управлением.

**Библиографический список**

1. *Волощенко П. Ю., Волощенко Ю.П.* Моделирование электронных компонентов интегральных схем методами теории электрических цепей: учебное пособие. – Ростов-на-Дону-Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2017. – 102 с.
2. *Волощенко П. Ю., Волощенко Ю. П.* Основы теории одномерной нелинейной электрической и электронной волновой цепи. – М.:Изд-во Юрайт, 2017. – Серия: Университеты России. – 101 с.
3. *Voloshchenko Yu. P., Pivnev V. V., Basan S. N.* // Proceedings of International Conference on Advances in Energy, Environment and Chemical Engineering (AEECE 2015), Series: Advances in Engineering Research (AER), 2015. DOI 10.2991/aece-15.2015.2

## ПРОФИЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР КОМБИНАЦИЕЙ МЕТОДОВ ЛОКАЛЬНОГО АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ И ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ

А.А. Резван, В.С. Климин

<sup>1</sup>Южный федеральный университет, Таганрог

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

Для современной микро- и наноэлектроники не теряет свою актуальность проблема прецизионного профилирования поверхности полупроводниковых материалов при изготовлении высоко интегрированных микросхем. Данные технологии должны обеспечивать требуемое качество поверхности, высокую точность и разрешающую способность процессов формирования элементов устройств с линейными размерами менее 100 нм [1-4].

Для модификации топологии поверхностных слоев в настоящее время большой интерес представляет метод плазмохимического травления или так называемое «сухое» травление. Плазмохимическое травление обладает селективностью, равномерностью и скоростью, сравнимой с жидкостно-химическим травлением, но не требует очистки поверхностей после обработки, позволяет одновременно травить подложки и удалять фоторезистивные, электронно-резистивные маски [5]. Наряду с этим процесс плазмохимического травления обеспечивает значительно более высокое качество по сравнению с традиционными жидкостно-химическими методами формирования структур травления. Достоинством этого «сухого» метода травления является также экологическая чистота технологических процессов [6].

В связи с чем актуальна разработка и анализ метода прецизионного профилирования поверхности наноразмерных структур на основе арсенида галлия GaAs для дальнейшего эпитаксиального роста и интеграции в современные схемы твердотельной электроники на основе метода плазмохимического травления.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование параметров процессов модифицирования и обработки поверхности арсенид-галлиевых структур GaAs комбинацией методов локального анодного окисления и плазмохимического травления.

Первоначально, экспериментальный макет представлял собой химически очищенную пластину собственного арсенида галлия GaAs. При помощи атомно силовой микроскопии на поверхности подложек был образован тонкий слой окисла, который в дальнейшем использовался в качестве маскирующего слоя при процессах травления. Оксидные наноструктуры были получены при движении зонда во влажном кислороде, при вариации напряжения питания от 6 до 10 В. Следующим этапом служило плазмохимическое травление, которое проводилось на установке STE ICPe68. В качестве реакционного газа использовался бора трихлорид  $BCl_3$  [7-8]. Время травления эксперимента варьировалась от 0,5 до

2 минут. Последующий контроль поверхности осуществлялся посредством зондовой нанолaborаторией NTegra. По полученным АСМ-изображениям строилась профилограмма, по которой определялась глубина вытравленного слоя. Так же с помощью специализированного пакета «Image Analysis» оценивалась шероховатость вытравленной поверхности. Измеряя угол отклонения от вертикальности стенки вытравленной области определялась анизотропия процесса плазменного химического травления по различным кристаллографическим направлениям.

В данной работе были проведены исследования по влиянию напряжения формирования при локальном анодного окислении и времени роста при плазмохимическом травления на высоту вытравленного слоя. Оценочные напряжения формирования и время роста варьировались от 6 до 10 В и от 0,5 до 2 минут, соответственно.

С учетом проведённых исследований, возможно, подобрать оптимальные режимы травления структур, которые позволят, наиболее точно контролировать толщину вытравленного слоя, шероховатость вытравленной поверхности и вертикальность полученной структуры.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №15-19-10006). Результаты были получены в центре коллективного пользования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.*

#### Библиографический список

1. Ageev, O.A., Klimin, V.S., Solodovnik, M.S., Eskov, A.V., Krasnoborodko, S.Y. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 741, № 1. P. 012178.
2. Klimin V S, Il'Ina M V, Il'In O I, Rudyk N N, Ageev O A // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 092023
3. Rudyk N N, Il'In O I, Il'Ina M V, Fedotov A A, Klimin V S, Ageev O A // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 082008
4. Klimin V S, Tominov R V, Eskov A V, Krasnoborodko S Y, Ageev O A // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 092005
5. Tominov R V, Zamburg E G, Khakhulin D, Klimin V S, Smirnov V A, Chu Y H, Ageev, O.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 032023
6. Tominov R V, Bespoludin V V, Klimin V S, Smirnov V A, Ageev O A // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2017. Vol. 256, P. 012023
7. Klimin V S, Solodovnik M S, Smirnov V A, Eskov A V, Tominov R V, Ageev O A // Proc. of SPIE. 2016. Vol. 10224, P. 102241Z-1
8. Il'Ina M V, Y F. Blinov, Il'In O I, Klimin V S, Ageev O A // Proc. of SPIE. 2016. Vol. 10224, P. 102240U-1

**ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК  
АВТОЭМИССИОННОЙ ЯЧЕЙКИ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ  
НАНОВИСКЕРОВ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ  
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

**А.А. Резван, В.С. Климин**

*<sup>1</sup>Южный федеральный университет, Таганрог*

*E-mail: [arezvan@sfedu.ru](mailto:arezvan@sfedu.ru)*

Для многих исследователей одним из перспективных направлений развития современной электроники является «вакуумная электроника». А все благодаря основной особенности этих приборов – высокой стойкости к воздействию температуры и радиации, которая обусловлена природой автоэлектронной эмиссии. Кроме того, приборы вакуумной электроники обладают сверхвысоким быстродействием, поскольку баллистический перенос электронов от катода к аноду обеспечивается за время пролёта менее пикосекунд [1].

На сегодняшний день уже существует огромное количество успешно функционирующих микро- и наноэлектронных приборов, использующих явление автоэлектронной эмиссии, спектр применения которых довольно широк – от дисплеев до генераторов излучения. Основным материалом современных приборов вакуумной электроники является карбид кремния и силицид платины. Но текущие методы формирования обусловлены высокой сложностью реализации и низкой работой выхода электронов. В связи с чем актуален поиск эффективных методов и новых материалов для формирования устройств вакуумной электроники.

Благодаря низкому порогу полевой эмиссии, высокой подвижности носителей заряда, проводимости, автоэлектронная эмиссия на графене имеет ряд отличий от эмиссии из макроскопических эмиттеров на основе полупроводниковых материалов [2-4]. Данный факт делает графен перспективным материалом для создания автоэмиссионной структуры и создания современных приборов и устройств на его основе.

Целью данной работы являлось исследование режимов формирования графена для получения автоэмиссионных устройств, а также измерение автоэмиссионных характеристик полученного автоэмиссионного катода. В данной работе была разработана конструкция автоэмиссионной ячейки, которая способна интегрироваться в современные кремниевые микро- и нанотехнологии.

Экспериментальный макет представляет собой небольшую кремния Si, размером  $S = 10 \times 10 \text{ мм}^2$ . Кремневая подложка имела стандартную поверхность после химической очистки и полировки [5-8]. В качестве каталитического слоя использовалась тонкая пленка никеля, которая была нанесена на подложку методом магнетронного распыления, общая площадь никеля составила  $10^{-2} \text{ см}^2$ . После чего методами нанолитографии поверхность полученной структуры была модифицирована и образован массив вертикально-ориентированных наноразмерных вискеро́в. В качестве углеродной наноструктуры использовались пленки графена, полученные при помощи метода плазмохимического осаждения из газовой фазы.

Эмиссионные характеристики полевого эмиттера исследовали на нескольких образцах в условиях полного вакуума при остаточном давлении газа порядка  $10^{-9}$  Торр. По окончании экспериментального ряда было определено, что полученная структура автоэмиссионной ячейки обладает высокой степенью адгезии. Параметры устройства варьируются при помощи методов модификации поверхности, например, фотолитографии, а именно плотность автоэмиссионного тока  $j$ , работа выхода электронов  $A$  и напряженность поля начала автоэмиссии  $E$ . Так по результатам данного исследования в зависимости от структуры массива вертикально-ориентированных трубок работа выхода электронов  $A$  находится в пределах от 3,1 до 5,3 мА/см<sup>2</sup>

*Данная работа была выполнена при поддержке Южного федерального университета (грант ВнГр-07/2017-02) Результаты были получены в центре коллективного пользования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.*

#### Библиографический список

1. Ageev, O.A., Klimin, V.S., Solodovnik, M.S., Eskov, A.V., Krasnoborodko, S.Y. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 741, № 1. P. 012178.
2. Klimin V S, Il'Ina M V, Il'In O I, Rudyk N N, Ageev O A // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 092023
3. Rudyk N N, Il'In O I, Il'Ina M V, Fedotov A A, Klimin V S, Ageev O A // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 082008
4. Klimin V S, Tominov R V, Eskov A V, Krasnoborodko S Y, Ageev O A // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 092005
5. Tominov R V, Zamburg E G, Khakhulin D, Klimin V S, Smirnov V A, Chu Y H, Ageev, O.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 917, P. 032023
6. Tominov R V, Bespoludin V V, Klimin V S, Smirnov V A, Ageev O A // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2017. Vol. 256, P. 012023
7. Klimin V S, Solodovnik M S, Smirnov V A, Eskov A V, Tominov R V, Ageev O A // Proc. of SPIE. 2016. Vol. 10224, P. 102241Z-1
8. Il'Ina M V, Y F. Blinov, Il'In O I, Klimin V S, Ageev O A // Proc. of SPIE. 2016. Vol. 10224, P. 102240U-1

**РАЗРАБОТКА БЛОКА ФОРМИРОВАНИЯ БЕЛОГО ШУМА ДЛЯ  
ГЕНЕРАТОРА НЧ-ШУМА****С. Е. Резчиков***Ульяновский государственный технический университет**E-mail: [flicker-noise@mail.ru](mailto:flicker-noise@mail.ru)*

Низкочастотный (НЧ) шум (фликкер-шум,  $1/f$ -шум) характерен для полупроводниковых приборов (ППП), прочих изделий электронной техники и множества других объектов. По его параметрам можно прогнозировать надёжность ППП [1]. Зависимость спектральной плотности мощности (СПМ) НЧ-шума от частоты имеет вид:

$$G_{\text{НЧ}}(f) = \frac{A}{f^\gamma},$$

где  $A$  – константа,  $\gamma$  – показатель формы спектра.

Для экспериментальной проверки методов и средств измерения параметров НЧ-шумов, с различными показателями формы спектра необходим источник образцового шумового сигнала. Поскольку погрешность зависит от параметра  $\gamma$ , генератор такого НЧ-шума должен позволять регулировать значение показателя формы спектра. В настоящее время такие генераторы серийно не производятся [2].

Наиболее простой способ генерации  $1/f$ -шума – аналоговая фильтрация белого шума. В этом случае белый шум должен быть пропущен через аналоговый фильтр [3], изменение коэффициента передачи которого за пределами полосы пропускания составляет –3 дБ на октаву. При последовательном пропускании белого шума через несколько фильтров, показатель формы спектра выходного шума будет равен сумме показателей, которые обеспечиваются каждым фильтром в отдельности [4].

По составленной нами ранее структурной схеме [4, 5] был собран генератор НЧ-шума. Затем были исследованы спектральные характеристики его шумового сигнала. Входной сигнал при этом подавался с генератора белого шума Г2-37. Сигнал с выхода генератора НЧ-шума усиливался нановольтметром Unipan 233 и оцифровывался модулем сбора данных E20-10. Недостатком данной схемы соединений является то, что диапазон рабочих частот генератора Г2-37 начинается от 15 Гц. Кроме того, в данном случае для работы генератора НЧ-шума требуется внешний измерительный генератор.

Спроектированный нами блок формирования белого шума (ФБШ) позволяет использовать генератор НЧ-шума без внешнего источника белого шума. В качестве первичного источника шума в блоке ФБШ был использован n-p-n транзистор общего назначения BC817-40. Минимальное значение его пробивного напряжения эмиттер-база – 5 В. Ток пробоя перехода база-эмиттер имеет значительную долю взрывного шума. Усилитель напряжения этого шума был построен на транзисторе того же типа (рис. 1). Кроме того в схеме блока ФБШ не-



обходим ФНЧ для ограничения спектра белого шума рабочим диапазоном генератора НЧ-шума. При таком ограничении изменение АЧХ перестраиваемого фильтра будет меньше влиять на уровень выходного сигнала. Без этого пассивный RC-фильтр будет вносить огромное ослабление в исходный шумовой сигнал.

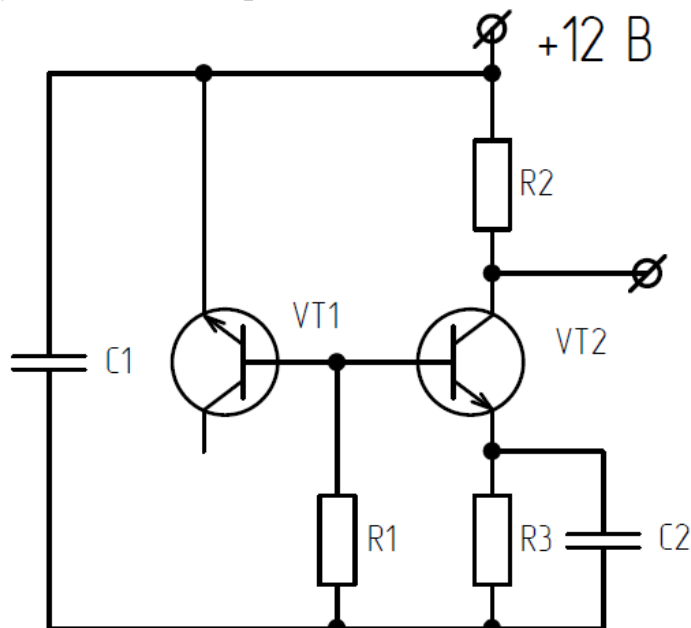


Рис. 1. Электрическая схема первого каскада блока ФБШ.

Кроме того, необходимо усиление напряжения до требуемого уровня, и усиление по току для обеспечения низкого выходного сопротивления.

Спектральный анализ выходного напряжения блока ФБШ показал, что генерируемый шум имеет белый характер в диапазоне, по крайней мере, от единиц Гц. Такой характер спектра сохраняется до сотен кГц. Таким образом, можно заключить, что схема блока ФБШ, применённая нами, успешно заменяет Г2-37 при использовании генератора НЧ-шума.

#### Библиографический список

1. Горлов М. И., Сергеев В. А. Современные диагностические методы контроля качества и надежности полупроводниковых изделий. Ульяновск: УлГТУ. 2015.
2. Резчиков С. Е. // Радиоэлектронная техника. 2013. №1. С. 165.
3. Keele D. B. J. Journal of the Audio Engineering society. 1973. vol. 21. №1. P. 33.
4. Резчиков С. Е. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2017. Т. 17. №3. С. 855.
5. Резчиков С. Е., Сергеев В. А. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. XII Всеросс. конф. молодых ученых (5–7 сентября 2017 г.). Саратов. 2017. С. 219.

## КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В КВАДРУПОЛЬНЫХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ

А.С. Рульков, А.А. Перов, Е.А. Морозова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

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

Относительно недавно появился интерес к исследованию нового класса материалов топологические квадрупольные полуметаллы (ТКПМ). Важная характеристическая особенность данных материалов состоит в нахождении топологически защищённых состояний носителей в объёме самой структуры, а не на её границах, как в обычном топологическом изоляторе (ТИ). Модель ТКПМ может быть представлена в виде послойной комбинации двумерных топологических изоляторов на основе материала *Bi-Se* [1].

Из первопринципных расчётов зонной структуры данной простейшей модели, рассчитывается эффективный гамильтониан для электрона, находящегося вблизи конкретного узла подрешётки двумерной структуры модели в объёме ТКПМ [2]. В итоге на каждом узле для электрона формируется по четыре бесспиновые орбитали, которые образуют некую ячейку с трансляционной симметрией.

Во внешнем однородном магнитном поле, с вектором напряжённости направленном перпендикулярно плоскости слоя ТИ объёмной структуры ТКПМ, приводит к снятию вырождения в энергетическом спектре носителя. В результате численного решения уравнения Шредингера с данным эффективным гамильтонианом с учётом такого магнитного поля был получен энергетический спектр электрона в зависимости от величины  $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$ , где  $p$  и  $q$  взаимно простые числа,  $a$  – постоянная решётки,  $H$  – модуль вектора напряжённости магнитного поля (рисунок 1).

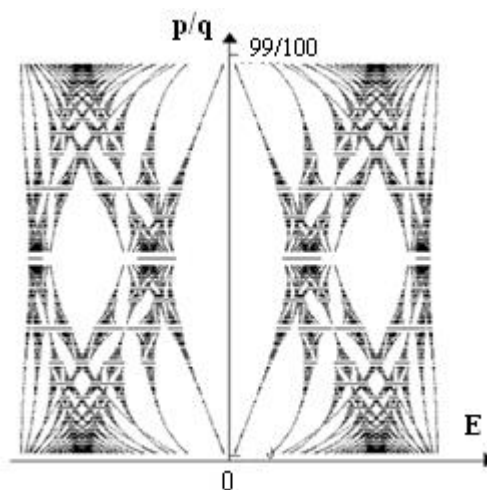


Рис. 1. Энергетический спектр электрона в ТКПМ в зависимости от величины внешнего магнитного поля

### Библиографический список

1. *Mao Lin et al.* // arXiv. 2017. 1708.08457.
2. *Benalcazar W. A. et al.* // arXiv. 2017. 1611.07987.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВОССТАНОВЛЕНИЯ  
РЕЛАКСАЦИОННОЙ ДИНАМИКИ В ЗАТЫЛОЧНОЙ КОРЕ  
ГОЛОВНОГО МОЗГА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ПОВТОРЕНИИ  
ЗРИТЕЛЬНЫХ КОГНИТИВНЫХ СТИМУЛАХ**

**А.Е. Руннова<sup>1</sup>, М.О. Журавлев<sup>1,2</sup>, А.Е. Храмов<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: anefila@gmail.com*

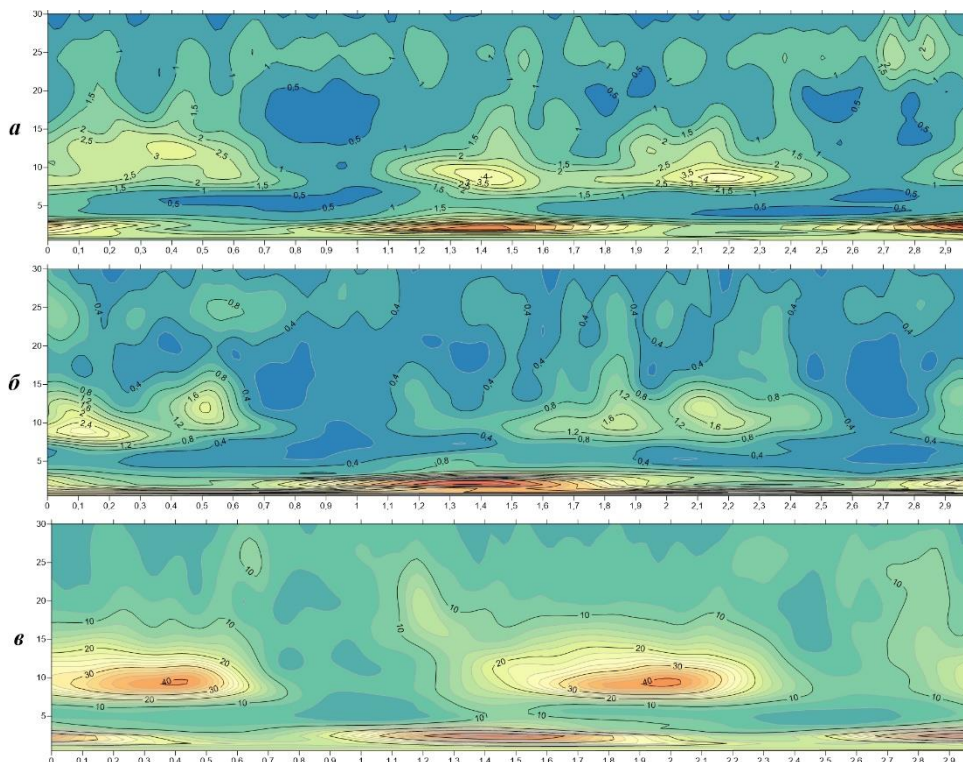
Мозг является одним из наиболее сложных и загадочных объектов для комплексных исследований, привлекающий в последние десятилетия интерес широкой научной общественности [1 – 3]. Динамика мозга изучается специалистами из различных областей науки, в том числе нейрофизиологии, медицины, физики, математики, нелинейной динамики и т.д., и сочетание разнообразных подходов и проведение многопрофильных исследований зачастую предоставляет возможности для более глубокого понимания механизмов, лежащих в основе его динамики, и может открыть перспективные возможности в медицине и нейротехнологиях.

Одним из направлений исследования мозга является изучения визуального восприятия с помощью неоднозначных изображений (бистабильных объектов) [4 – 6]. При этом стоит отметить, что для понимания визуального восприятия и распознавания объектов восприятие бистабильных изображений является лишь одной, но весьма интересной задачей среди огромного количества различных аспектов. На сегодня основной механизм определения изображения не открыт полностью, однако, хорошо известно, что восприятие является продуктом процессов в распределенной сети затылочной, теменной и фронтальной области коры головного мозга [7, 8].

В рамках настоящей работы была проведена комплексная обработка многоканальных данных ЭЭГ человека с использованием непрерывного вейвлетного преобразования для дальнейшего поиска осцилляторных паттернов, возникающих при восприятии зрительных когнитивных стимулов. В качестве объекта исследований был выбран куб Неккера [9, 10], который может восприниматься либо как правый куб, либо как левый куб в зависимости от интенсивности средних линий. В ходе эксперимента добровольцу предъявлялись кубы Неккера с различными значениями интенсивности средних линий, при этом куб демонстрировался в виде черных линий на белом фоне на экране компьютера. Между предъявлениями различных кубов участнику показывались фоновые цветные «размытые» картинки для отвлечения внимания. Время предъявления куба Неккера составляла 500 – 700 мс, пауза между двумя различными кубами составляла 1500 – 2000 мс.

В дальнейшем многоканальные записи ЭЭГ были подвергнуты обработке с использованием непрерывного вейвлетного преобразования с комплексным ма-

теринским вейвлетом, которое для хаотического временного ряда осуществляется следующим образом [11, 12], при этом был использован материнский вейвлет Морле. В качестве исследуемого сигнала выступали многоканальные записи ЭЭГ, полученные с использованием программного и аппаратного оборудования Медиком МТД «Энцефалан – ЭЭГР – 19/26».



Усреднённая вейвлетная характеристика, рассчитанная по фрагментам записей ЭЭГ канала O2 (затылочное отведение), соответствующим восприятию неоднозначного куба Неккера с различными параметрами интенсивности грани: *a*  $I=40$ , *б*  $I=64$ , *в*  $I=85$

С использованием непрерывного вейвлетного преобразования была проведено изучение многоканальной записи ЭЭГ человека, которому предъявляют зрительный когнитивный стимул (куб Неккера). При этом производилась оценка изменения частотной составляющей исходного сигнала ЭЭГ для каждого из каналов. С использованием вейвлетных поверхностей показано, что в записи ЭЭГ определяющим является диапазон частот от 1 Гц до 40 Гц. В дальнейшем для того, чтобы определить характерные осцилляторные паттерны, возникающие при восприятии человеком зрительных когнитивных стимулов, было проведено усреднение вейвлетных поверхностей. Усреднение выполнялось для каждого значения интенсивности средних линий куба Неккера, при этом учитывалось каким был выбран куб правым или левым. Полученные усредненные вейвлетные поверхности для многоканальной записи ЭЭГ показали, что во время предъявления испытуемому зрительного когнитивного стимула в затылочной области происходит разрушение альфа-ритма (8-12 Гц), при этом между предъявлениями зрительных стимулов наблюдается восстановление альфа-ритма, что хорошо иллюстрирует рисунки *a*, *б*, *в*.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10100).*

**Библиографический список**

1. *A. E. Hramov, et al., Wavelets in Neuroscience, Springer Series in Synergetics. Springer, 2015.*
2. *M. F. Bear, et al., Neuroscience. Exploring the brain. Woters Kluwer, 2015.*
3. *M. Chavez, et al., // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104, P. 118701.*
4. *D. A. Leopold, N. K. Logothetis, // Trends in Cognitive Sciences 1999. V. 3, P. 254.*
5. *R. Blake, N. K. Logothetis, // Nature Reviews. Neuroscience 2002. V. 3, P. 13.*
6. *A. N. Pisarchik, et al., // Biological Cybernetics 2014. V. 108, P. 397.*
7. *F. Tong, M. Meng, R. Blake, // Trends in Cognitive Sciences 2006. V. 10, P. 502.*
8. *P. Sterzer, et al., // Trends in Cognitive Sciences 2009. V. 13, P. 310.*
9. *L. A. Necker // London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science. 1832. V. 5. № 1.*
10. *Ta'edd LK, Ta'eed O, Wright JE., // BehavSci 1988. V. 33, № 2, P. 97–115.*
11. *B. Torresani, Continuous Wavelet Transform Savoie, Paris, 1995*
12. *A.E Hramov. et. al. // CHAOS. 2006. V. 16, P. 043111.*

## УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ СПИНОВЫХ ВОЛН В РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ МАГНОННЫХ СЕТЯХ

А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский

Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: [SadovnikovAV@gmail.com](mailto:SadovnikovAV@gmail.com)

В докладе представлены результаты недавних исследований в актуальной и быстро развивающейся области спинтроники и магнитоэлектроники – магнетике [1-3]. Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС)[4] и численных методов на основе метода конечных элементов (COMSOL)[5] и микромагнитного моделирования в среде  $\mu\text{max}^3$  [6] для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных магнитных микроструктурах (рис. 1). Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур. Продемонстрированы линейные и нелинейные режимы распространения спиновых волн в микроструктурированных микроволноводах при учете анизотропии формы. Рассмотрены эффекты связи спиновых волн и образования дискретных пространственных солитонов в массивах магнитных микроволноводов. Показана возможность управления спектром магнитоэлектронных спиновых волн путем изменения величины и угла приложения магнитного поля, электрического поля. Приведены результаты исследований влияния локальных деформаций на режимы распространения и связи спиновых волн в слоистых структурах на основе ферромагнитных пленок и слоев пьезоэлектрика [3]. Обсуждаются примеры использования магнетических структур для систем обработки информационных сигналов.

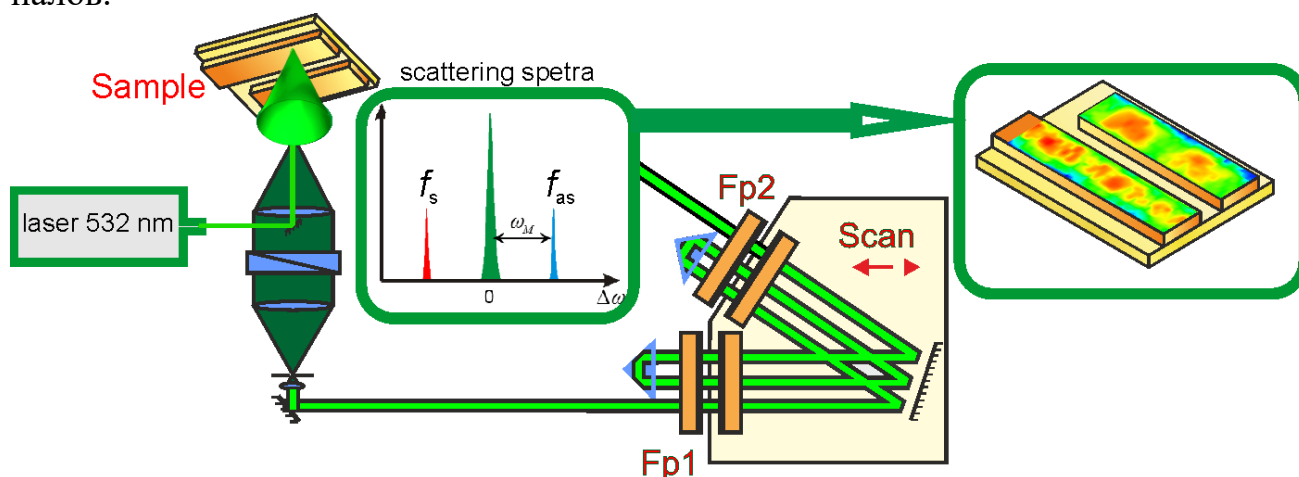


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры и системы измерения локальных характеристик спин-волнового сигнала на основе метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов.

Показано, что системы латерально связанных волноведущих структур на основе тонких пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как

базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей. Перестройка рабочих частот таких устройств внешним магнитным полем и путем изменения коэффициента связи между ферритовыми волноводами, разнообразие типов дисперсии и характера связи распространяющихся спиновых волн, проявление различных нелинейных эффектов (солитонное распространение волн, автомодуляция) позволяют изменять их характеристики и режимы работы в широких пределах.

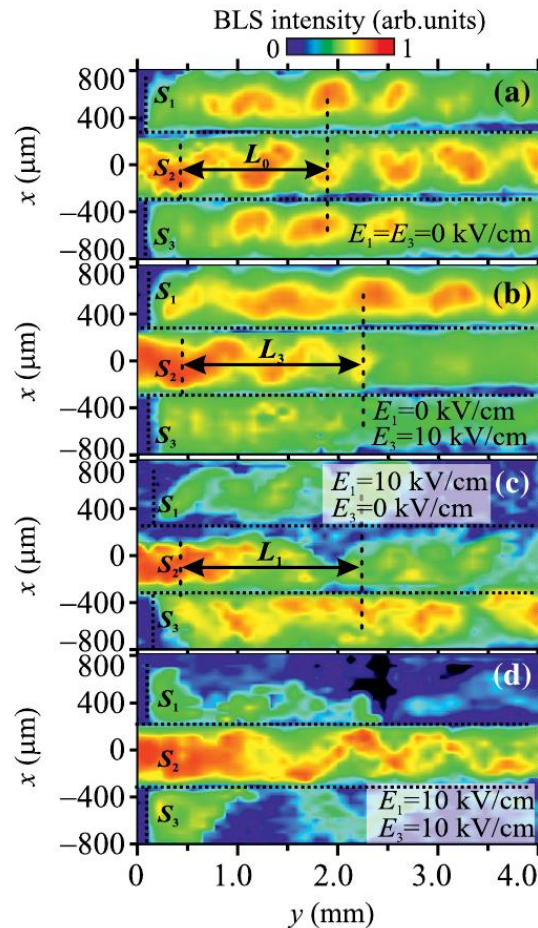


Рис. 2. Режимы работы управляемого локальными деформациями делителя сигнала.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (18-79-00198).*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nikitov S A et al, Phys. Usp. 58 (10) (2015).
2. Demidov V.E., et al Sci. Rep. 5, 8578 (2015).
3. A. V. Sadovnikov, et al Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018).
4. Demokritov S.O. et al Phys. Rep. 2001. V. 348. P. 441-489.
5. COMSOL Multiphysics software from COMSOL, Inc.
6. A. Vansteenkiste, et al, AIP Adv. 4, 107133 (2014)

## О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕСТРУКТИВНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СПИНОВЫХ ВОЛН К МАЛЫМ ИЗМЕНЕНИЯМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СТРУКТУРАХ СКРЕЩЕННЫХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ ПРИ КАСАТЕЛЬНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ.

В. К. Сахаров<sup>1</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1</sup>,  
А. Г. Хитун<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*University of California -Riverside, 92521, Riverside, USA*

Эффекты интерференции спиновых волн (СВ) в системе перекрещивающихся волноводов СВ на основе магнитных пленок могут быть использованы для выполнения логических операций, обработки информации, построения магнитной голографической памяти, а так же для построения датчиков малых,  $< 1 \text{ Oe}$ , изменений магнитного поля. Потенциальное применение интерферометров СВ для измерения магнитного поля [1] стимулирует большой интерес к изучению интерференции СВ в тонкопленочных структурах, образованных пересекающимися волноводами.

С помощью пакета программ микромагнитного моделирования ООММФ [2], в данной работе исследовано влияние малых изменений магнитного поля величиной от  $0.5 \text{ Oe}$  до  $3 \text{ Oe}$  на эффект «деструктивной» интерференции двух СВ, распространяющихся в структуре ортогональных волноводов, для двух направлений поля намагничивания  $H_0$ . Показано, что чувствительность результатов интерференции для случая намагничивания структуры вдоль одного из ортогональных волноводов на порядок больше, чем при намагничивании под углом  $45^\circ$ .

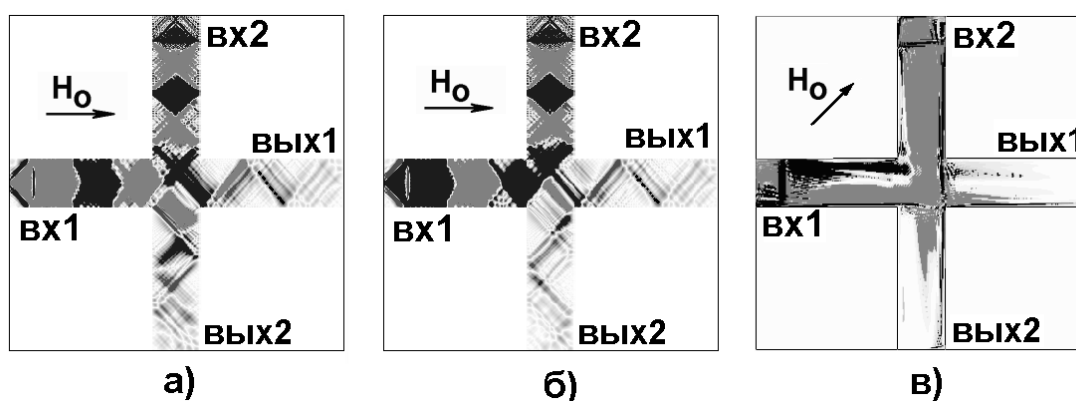


Рис. 1 Симуляция интерференции двух СВ, возбужденных в ортогональных волноводах в четырех-портовой структуре типа «крест» при касательном намагничивании: а) конструктивная интерференция при направлении поля  $H_0$  вдоль горизонтальной оси; б) деструктивная интерференция при направлении поля  $H_0$  вдоль горизонтальной оси; в) деструктивная интерференция при направлении поля  $H_0$  под углом  $45^\circ$  к горизонтальной оси; Здесь поле  $H_0=1000 \text{ Oe}$  соответствует точке «деструктивной» интерференции на выходных антеннах **вых1,2** двух СВ, возбуждаемых на входных антеннах **вх1** и **вх2** на частоте  $f=4.64 \text{ GHz}$ .



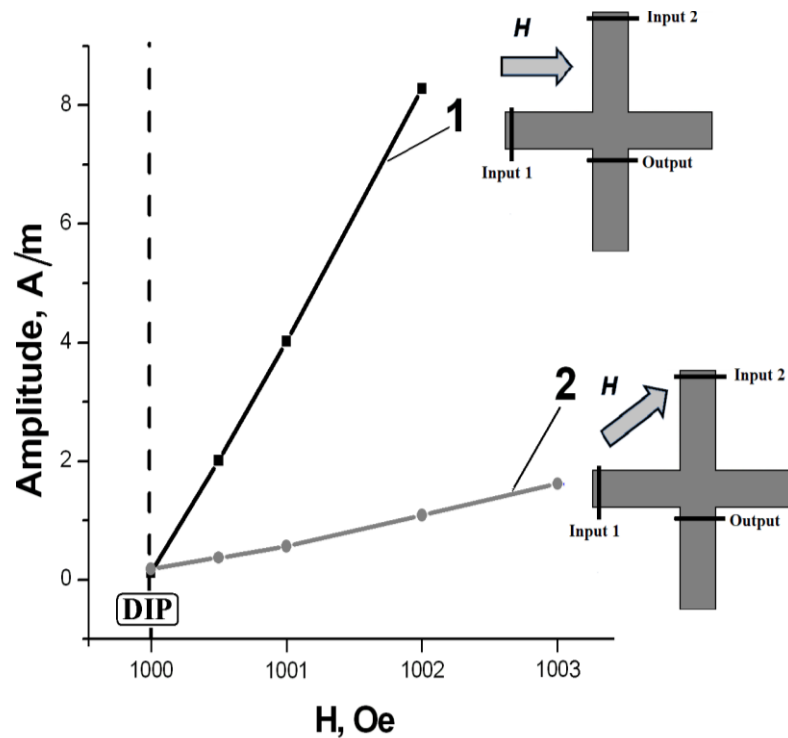


Рис. 2. Зависимость амплитуды выходного сигнала от величины поля намагничивания  $H$ : 1- магнитное поле направлено вдоль одного из ортогональных волноводов; 2- при намагничивании структуры под углом  $45^\circ$ . Здесь поле  $H_0=1000$  Oe соответствует точке «деструктивной» интерференции (DIP) на выходной антенне “Output” двух СВ, возбуждаемых на входных антеннах Input1 и Input2 на частоте  $f=4.64$  GHz.

Наблюдаемая чрезвычайно высокая чувствительность «деструктивной» интерференции к изменению магнитного поля в четырех-портовой структуре типа «крест», позволяет использовать данную структуру для измерения малых изменений магнитного поля порядка и менее 1 Oe .

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда, проект № 17-19-01673.*

1. Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H., Kozhevnikov A., et al. //Sci Rep. 2017 Sep 14;7(1):11539. doi: 10.1038/s41598-017-11881-y.
2. M. J. Donahue and D. G. Porter, OOMMF User's Guide, NISTIR 6376 (1999).

## ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЛЁНОЧНЫЕ ВОЛНОВОДЫ С СУЖЕНИЯМИ

В. К. Сахаров<sup>1</sup>, Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: [valentin@sakharov.com](mailto:valentin@sakharov.com)

Возможное применение устройств магноники на основе тонкоплёночных магнитных волноводов для обработки информации [1, 2], голографической памяти [3], распознавания образов [4] и др. обуславливает необходимость их миниатюризации, неизбежно приводящей к использованию коротких спиновых волн (СВ). Одним из возможных способов управления длиной волны СВ является эффект трансформации длины волны [5], который может быть осуществлён с использованием поля анизотропии в плёночных волноводах с плавным сужением ширины.

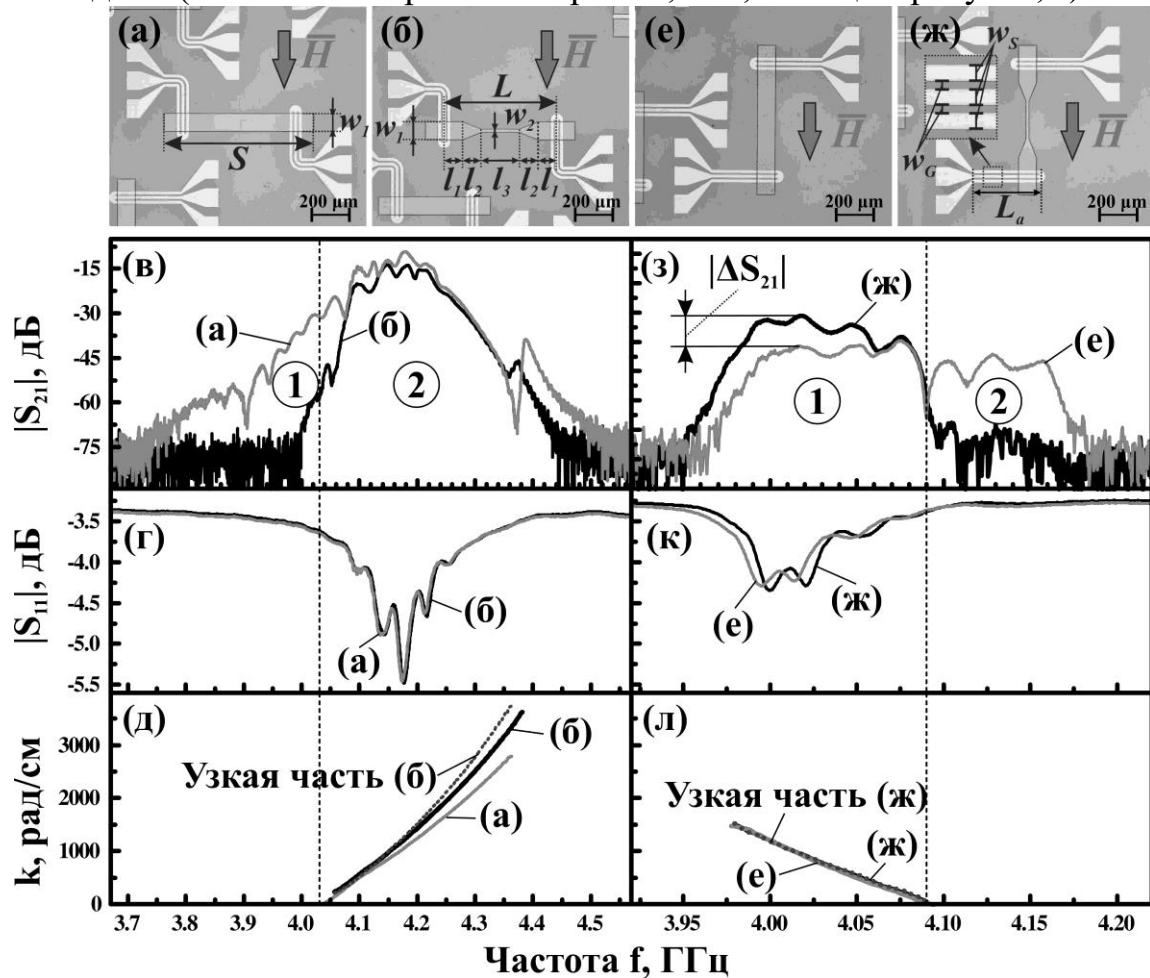
В данной работе исследуется прохождение магнитостатических волн (МСВ) в плёночных волноводах постоянной ширины (рисунок, *а, е*) и в волноводах, оба конца которых плавно сужаются к узкой центральной части (рисунок, *б, ж*). Геометрические размеры изготовленных образцов были следующими (рисунок, *б*):  $S=800$  мкм,  $L=600$  мкм,  $l_3=200$  мкм,  $w_2=20$  мкм,  $l_1=l_2=w_1=100$  мкм. Для возбуждения и детектирования МСВ на поверхности образцов были сформированы медные копланарные антенны, имеющие размеры (рисунок, *ж*):  $w_G=8$  мкм,  $w_S=17$  мкм,  $L_a=200$  мкм. Частотные зависимости амплитуды  $|S_{21}(f)|$ ,  $|S_{11}(f)|$  и фазы  $\varphi_{21}(f)$ ,  $\varphi_{11}(f)$  коэффициентов прохождения  $S_{21}$  и отражения  $S_{11}$  измерялись при различных значениях внешнего поля, приложенного поперёк/вдоль волноводов.

Сравнение зависимостей  $|S_{21}(f)|$  в рассматриваемых типах волноводов показывает, что наличие узкого участка приводит к эффекту фильтрации ширинных волноводных мод: в случае поля, поперечного волноводам с сужением, через них распространяются МСВ с частотами  $f$  выше частоты  $f_0$  квазиоднородного резонанса (область 2 на рисунке, *в*); для поля продольного таким волноводам – МСВ с  $f < f_0$  (область 1 на рисунке, *з*). При этом незначительные различия спектров отражения  $|S_{11}(f)|$  (рисунок, *г, к*) для МСВ в различных типах волноводов свидетельствуют о том, что фильтруемые узким участком ширинные моды не локализуются в широкой области вблизи возбуждающей антенны, а преобразуются в основную моду. Причём в продольно намагниченных волноводах такое каналирование мощности в основную моду обратной объёмной МСВ (ООМСВ) в следствие её большей групповой скорости приводит к тому, что максимальные значения  $|S_{21}|$  в волноводах с сужением превосходят максимум  $|S_{21}|$  прошедшего сигнала через волновод с постоянной шириной примерно на  $|\Delta S_{21}| \approx 10$  дБ (рисунок, *з*).

В дисперсионных характеристиках, пересчитанных из зависимостей  $\varphi(f)$  аналогично [6], для волноводов с сужением наблюдался эффект трансформации длины волны, вызванный плавно увеличивающимся вкладом поля анизотропии по

мере уменьшения ширины волновода. Данный эффект наиболее отчётливо проявлялся в случае поперечного волновода поля (рисунок, д), достигая укорочения длины волны в 25%. Для продольного же намагничивания волнопроводов выделить эффект трансформации оказалось невозможным (рисунок, л).

Помимо этого, изменение характера распределения внутренних полей в волноводах с сужением приводит к модификации резонансного взаимодействия с краевыми модами (интенсивный резонанс при  $f \approx 4,35-4,40$  ГГц на рисунке, в).



Микрофотографии исследуемых структур (а), (б), (д), (е) и соответствующие спектры амплитуд коэффициентов передачи  $|S_{21}|$  (в), (ж) и пересчитанные из фазы дисперсионные кривые (г), (з)

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01673).

#### Библиографический список

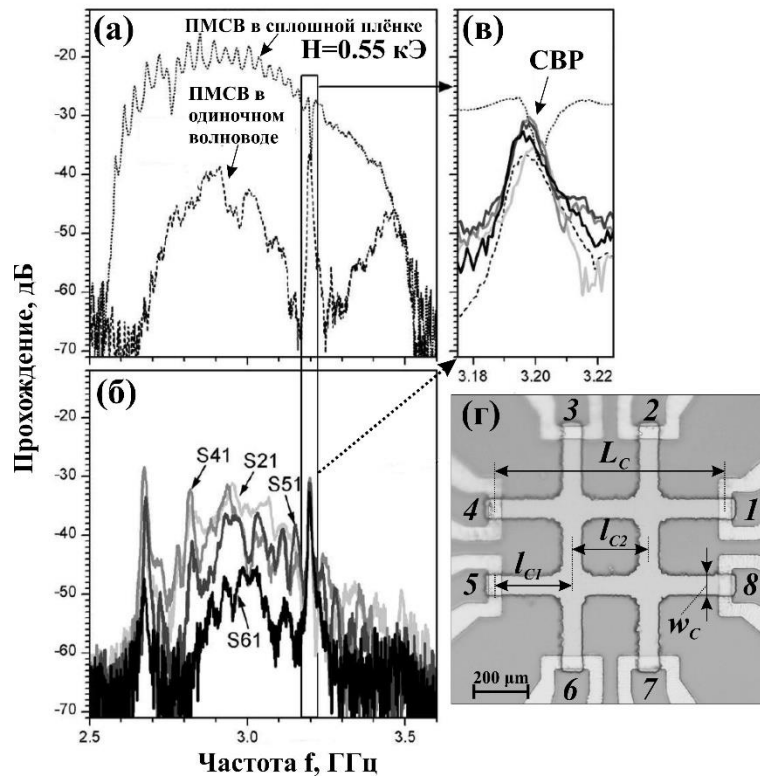
1. *Khitun A.* // J. Appl. Phys. . 2013. Vol. 113. 164503.
2. *Ustinov A. V., Drozdovskii A. V., Kalinikols V. A.* // Appl. Phys. Let. 1999. Vol. 96. 142513.
3. *Gertz F., Kozhevnikov A., Filimonov Y., et al.* // IEEE Trans. Magn. 2015. Vol. 51(4). P. 1-5.
4. *Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G., et al.* // Appl. Phys. Let. 2015. Vol. 106. 142409.
5. *Schlomann E.* // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. P. 159-166.
6. *Sakharov V.K., Khivintsev Y.V., Vysotskii S.L., et al.* // IEEE Magn. Let. 2017. Vol. 8. 3704105.

**УСИЛЕНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ СИГНАЛА МСВ В МАГНОННЫХ СЕТЯХ  
В УСЛОВИЯХ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА****В. К. Сахаров<sup>1</sup>, Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, С.Л. Высоцкий<sup>1</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [valentin@sakharov.info](mailto:valentin@sakharov.info)*

Наблюдаемый в последние годы рост интереса к системам пересекающихся волноводов для спиновых волн обусловлен их возможным использованием в качестве сред для обработки и хранения информации [1, 2]. Не смотря на активное их изучение, до сих пор не было продемонстрировано влияние спин-волновых резонансов по толщине структуры на характер распространения спиновых волн в подобных магнонных сетях.

В данной работе приводятся результаты исследования распространения магнитостатических волн (МСВ) в 8-портовой структуре, состоящей из 4 волноводов длиной 100 мкм и шириной  $w_c=7.5$  мкм (рисунок, *а*). Расстояние между противоположно расположенными антеннами  $L_c$  составляло 90 мкм, от антенны до ближайшего пересечения волноводов –  $l_{c1}=30$  мкм, между ближайшими пересечениями волноводов –  $l_{c2}=30$  мкм. Образец изготавливался из плёнки монокристаллического железоиттриевого граната (ЖИГ), толщиной  $\approx 1$  мкм, с помощью фотолитографии, ионного травления и магнетронного распыления. Измерения частотных спектров прохождения МСВ при поле, приложенном в плоскости плёнки, проводилось с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции.

Измерения, выполненные на отдельных микроволноводах с теми же геометрическими размерами, что и в системе скрещенных волноводов, показали (рисунок, *б*) что частотные диапазоны зон прохождения поверхностных МСВ (ПМСВ) в перпендикулярно намагниченных микроволноводах и обратных объёмных МСВ (ООМСВ) в параллельно намагниченных микроволноводах значительно перекрываются за счёт действия полей анизотропии. Это привело к возможности наблюдения распространения МСВ между различными портами в исследуемой магнонной сети из 4 скрещенных микроволноводов. При этом прохождение МСВ сильно зависело от номера выходного порта и частоты за исключением области вблизи спин-волнового резонанса (СВР), где происходило усиление прошедшего сигнала (рисунок, *в*) практически до одного и того же уровня ( $\sim 35$  дБ) для всех выходных портов. Наблюдаемый эффект, как можно предположить, обусловлен слабой зависимостью частоты СВР от направления приложенного поля в плоскости плёнки, в отличие от ПМСВ и ООМСВ, свойства которых очень к этому чувствительны. Обнаруженный эффект в условиях СВР может использоваться для выравнивания мощности на различных выходных портах, что может оказаться полезным для устройств, работающих на основе спин-волновой интерференции.



Спектры коэффициентов прохождения в сплошной плёнке ЖИГ и одиночном волноводе из неё (а) и между различными портами в маглонной сети (б) с увеличенным участком в области СВР (в) с обозначением портов согласно фотографии исследуемой структуры (г)

*Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01673).*

#### Библиографический список

4. Gertz F., Kozhevnikov A., Filimonov Y., et al. // IEEE Trans. Magn. 2015. Vol. 51(4). P. 1-5.
5. Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G., et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. 142409.

## О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ АТТРАКТОРА СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В ДИНАМИКЕ НЕЙРОНА С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Ю.В. Седова, С.П. Кузнецов

*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: sedovayv@yandex.ru*

Модель ФитцХью – Нагумо [1,2] – это один из примеров характерного для теории колебаний и волн междисциплинарного подхода, когда одни и те же уравнения привлекаются для описания объектов разной физической природы, так что понимание явлений, имеющих место в одной области науки, углубляет и обогащает понимание поведения объектов другой области. В отношении модели ФитцХью – Нагумо речь идет об уравнениях, обеспечивающих феноменологическое описание нейрона и применимых также для электронной схемы осциллятора Бонхоффера – ван дер Поля.

В работе введена в рассмотрение новая модель, способная демонстрировать гиперболический хаос, – модель нейрона ФитцХью-Нагумо с модуляцией параметра и цепью запаздывающей обратной связи, где реализуется квадратичное преобразование передаваемого сигнала. Представлены численные результаты, подтверждающие гиперболическую природу хаоса в широкой области параметров.

Идея построения модели с гиперболическим хаосом на основе одного нейрона с модуляцией параметра состоит в том, чтобы модифицировать систему, рассмотренную ранее в [3], заменив воздействие со стороны системы-партнера передачей возбуждения от того же самого осциллятора посредством дополнительно введенной цепи запаздывающей обратной связи. А именно, рассмотрим уравнения с запаздыванием следующего вида:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= cx - \frac{1}{3}x^3 - y, \\ \dot{y} &= ax - by + \varepsilon \dot{x}^2(t - \tau).\end{aligned}$$

Здесь  $x$  и  $y$  – динамические переменные, имеющие смысл мембранного потенциала и медленной переменной восстановления,  $a$ ,  $b$  и  $c$  – параметры, считающиеся в оригинальной модели [1,2] постоянными, в нашем же случае полагаем  $a = (a_0 - a_1 \sin \Omega t)$ ,  $b = (b_0 - b_1 \cos \Omega t)$ ,  $\tau$  – время запаздывания (будем считать, что оно равно полупериоду модуляции  $\tau = \pi/\Omega$ ).

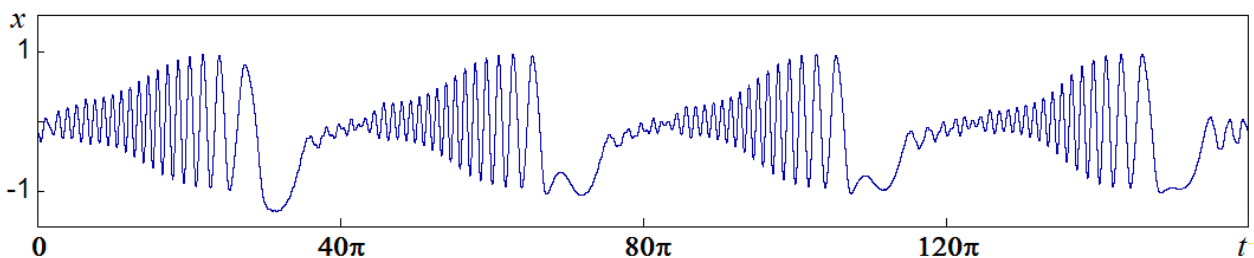


Рис.1. Временная реализация динамической переменной  $x(t)$  на четырех периодах модуляции параметров. Значения параметров:  $a_0 = a_1 = 1.5$ ,  $b_0 = b_1 = 0.1$ ,  $c = 0.2$ ,  $\varepsilon = 0.3$ ,  $\Omega = 0.05$ .

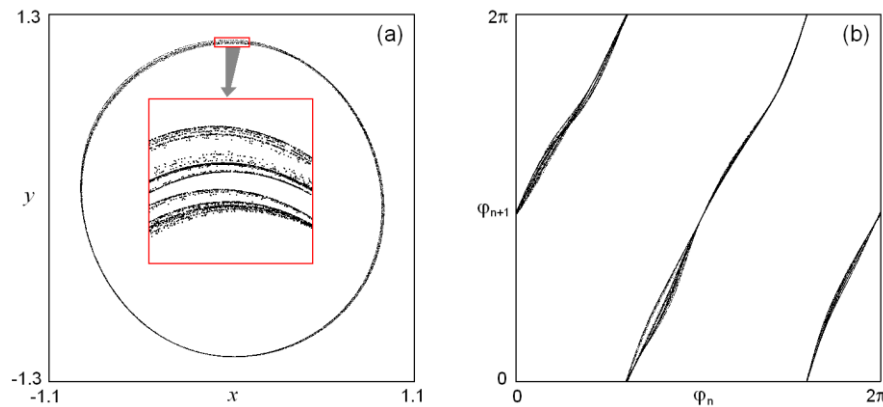


Рис.2. Двумерная проекция аттрактора Смейла-Вильямса для отображения Пуанкаре, где на вставке с увеличением показана поперечная структура соленоида (а), и диаграмма последовательных фаз спайковых колебаний, отвечающих последовательным бёрстам, иллюстрирующая удвоение угловой переменной за полпериода модуляции параметров (б). Параметры системы  $a_0 = a_1 = 1.5$ ,  $b_0 = b_1 = 0.1$ ,  $c = 0.2$ ,  $\varepsilon = 0.3$ ,  $\Omega = 0.05$ .

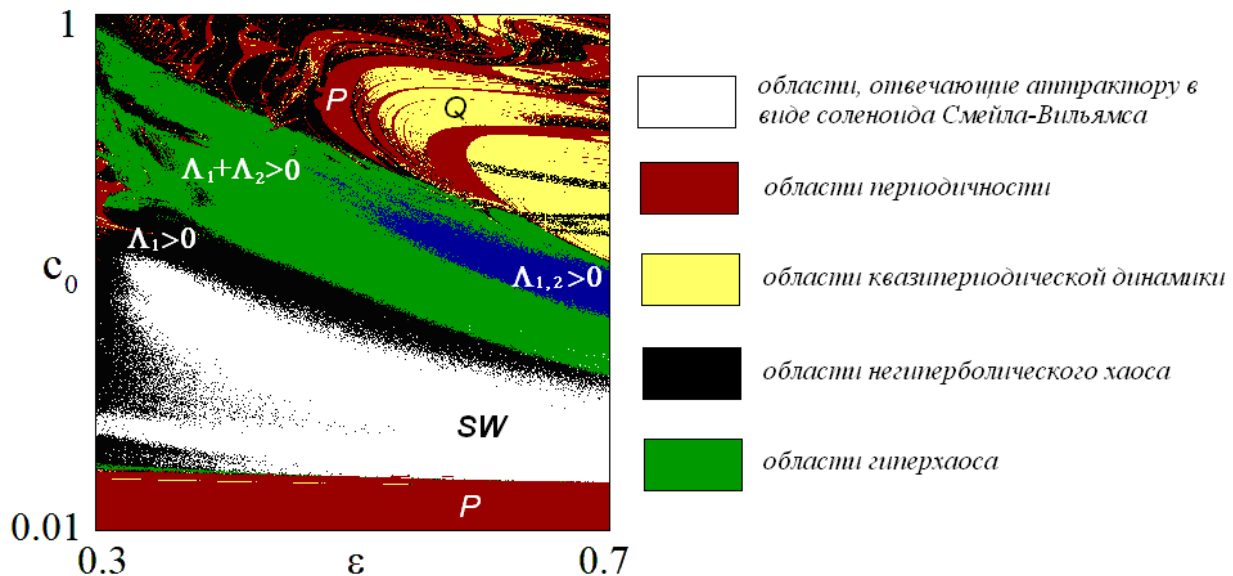


Рис.3. Карта плоскости параметров, где области режимов, обозначенные определенным цветом и соответствующими надписями, диагностированы по величинам показателей Ляпунова. Параметры:  $\Omega = 0.05$ ,  $a_0 = a_1 = 1.5$ ,  $b_0 = b_1 = 0.1$ ,  $\tau = 20\pi$ .

Можно полагать, что интересные примеры сложной динамики, включая структурно устойчивый хаос и гиперхаос, могут реализоваться во многих других системах в виде цепочек и сетей на основе модельных нейронов. Интересен вопрос о возможном значении этих феноменов для функционирования естественных нейросетей и их технических аналогов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-12-01008).*

#### Библиографический список

1. *FitzHugh R.* // Biophysical journal. 1961. Vol.1, №6. С. 445.
2. *Nagumo J., Arimoto S., Yoshizawa S.* // Proceedings of the IRE. 1962. Т. 50, №10. С.2061.
3. *Жалнин А.Ю.* // Нелинейная динамика. 2016. Vol. 12, № 1. С. 53.

## ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ТОКА НА СПИНОВУЮ ИНЖЕКЦИЮ В ПЛАНАРНЫХ СПИНВЕНТИЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ NiFe-Cu-NiFe

М. Е. Селезнев<sup>1</sup>, Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

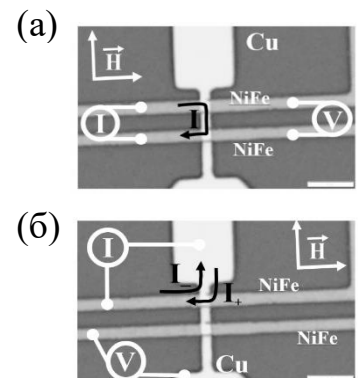
<sup>2</sup> СГУ имени Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

E-mail: [mixanich94@mail.ru](mailto:mixanich94@mail.ru)

Интерес к исследованию спиновой инжекции и аккумуляции в планарных спин-вентильных структурах на основе ферромагнитных (ФМ) и неферромагнитных металлов (НМ) связан с возможностью создания на их основе устройств обработки информации на принципах спинтроники [1]. В спинвентильных ФМ-НМ-ФМ структурах величина генерируемого напряжения  $U$  сильно зависит от температуры, расстояния между ФМ электродами и величины тока, инжектируемого в структуру. Повысить  $U$  можно как за счет уменьшения расстояния между ФМ электродами и снижения температуры [1], так и за счет увеличения тока инжекции  $I$ . Однако, увеличение  $I$  может привести к резистивному нагреву структуры и появлению дополнительного вклада  $U_e$  в детектируемый сигнал  $U$  за счет термоэлектрического эффекта. Принимая во внимание, что влияние величины и направления тока, инжектируемого в структуру на эффективность спиновой аккумуляции ранее почти не обсуждалось [1], целью данной работы стало исследование влияния величины и направления тока на спиновый транспорт в планарной спинвентильной структуре NiFe/Cu/NiFe в локальной и нелокальной геометриях спиновой инжекции.

Планарные спин-вентильные структуры NiFe(30 нм)/Cu(120 нм)/NiFe(30 нм) с шириной и расстоянием между электродами 1.5 мкм были изготовлены с помощью методов магнетронного напыления, ионного травления и фотолитографии (рисунок 1). Измерения электрических параметров проводились при  $T \approx 300$  К (локальная геометрия спиновой инжекции) и  $T \approx 8$  К (нелокальная геометрия спиновой инжекции) в магнитном поле  $H \approx \pm 0.4$  кЭ, направленном перпендикулярно или параллельно ФМ электродам (рис. 1 б, в)

Для локальной геометрии спиновой инжекции был обнаружен эффект изменения знака зависимости  $R(H)$  при достижении критического значения тока  $I_c$ , инжектируемого в структуру (рисунок 2, где  $R=U/I$ ,  $\Delta R=R_{H=0}-R_H$ ,  $U=U_e+U_s$ ,  $U_s$  – вклад в генерируемое напряжение  $U$  за счет спиновой аккумуляции,  $U_e$  – вклад в напряжение  $U$ , возникающий за счет термоэлектрического эффекта). Изменение знака зависимости  $R(H)$  связано с тем, что при достижении тока  $I_c$ , зависящего от геометрии ФМ и НМ электродов, начинает проявляться нагрев структуры и в



генерируемого напряжения  $U = \Delta R \cdot |I|$  от величины и направления тока  $I$ , инжектированного в структуру в нелокальной геометрии. Магнитное поле  $H$



детектируемом сигнале  $U=U_e+U_s$  доминирует вклад от термоэлектрического эффекта. Различие вкладов  $U_e$  и  $U_s$  ярко проявляется в зависимостях параметров  $R_{H=0}$  и  $\Delta R$  от величины и направления тока  $I$  (рисунок 3, а, б). Так при  $0 < I < I_{c+} \approx 5.5$  мА и  $0 < I < I_{c-} \approx 6.7$  мА значения этих параметров не зависят от тока. Однако, при достижении  $I_c$ , для одного из направлений тока наблюдается резкий рост  $R_{H=0}$  и  $\Delta R$ , а для обратного направления тока происходит изменение знаков  $R_{H=0}$  и  $\Delta R$ . Зависимость  $U(I)$  также характеризуется линейным участком при  $0 < I < I_{c+}$  и  $0 < I < I_{c-}$ , отвечающим диапазону токов, где происходит спиновая генерация  $U_s$ . При увеличении тока  $I$  до  $I_c$  растет влияние термоэдс  $U_e$ , и при  $I=I_c$  происходит резкое увеличение  $U$  для одного из направлений тока, и изменение знака  $U$  для обратного направления тока за счет нагрева структуры. В нелокальной геометрии при  $T \approx 8$  К наблюдается аналогичный ход зависимости  $U(I)$  (рисунок 3, г).

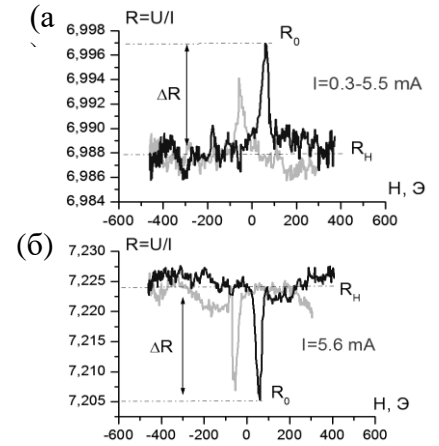


Рисунок 2. Зависимости параметра  $R=U/I$  от магнитного поля  $H$  при токах инжекции  $I \approx 0.3-5.5$  мА (а) и  $I_c \approx 5.6$  мА (б). Магнитное поле  $H$  направлено параллельного ФМ электродам.

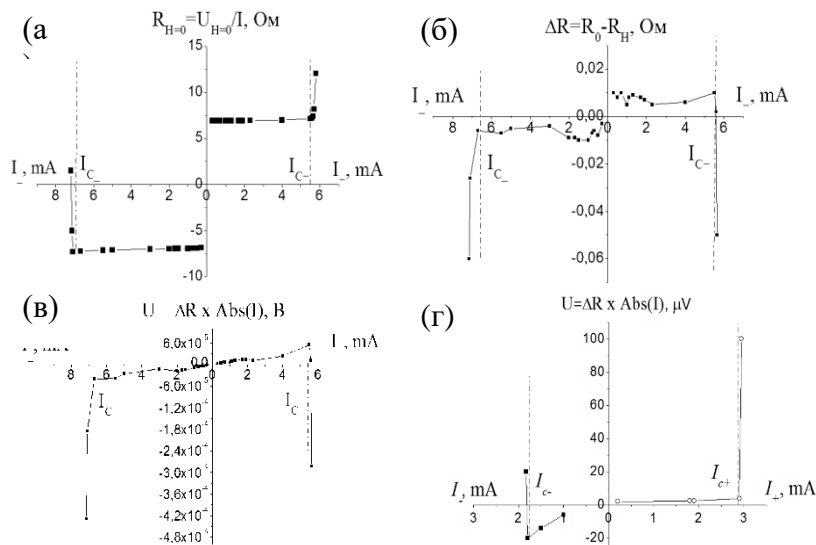


Рисунок 3. (а-в) Зависимости параметров (а)  $R_{H=0}$ , (б)  $\Delta R$  и (в)  $U=\Delta R \cdot |I|$  от величины и направления тока  $I$ , инжектированного в структуру в локальной геометрии. Магнитное поле  $H$  направлено параллельно ФМ электродам,  $T \approx 300$  К; (г) Зависимости

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-37-60052*

#### Библиографический список

1. Casanova F. //Physical Review B. – 2009. – V. 79. – P. 184415-1.

## СПИНОВАЯ ИНЖЕКЦИЯ В ПЛАНАРНЫХ СПИНВЕНТИЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ NiFe-InSb-NiFe НА ОСНОВЕ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК InSb(111)

М. Е. Селезнев<sup>1</sup>, Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

<sup>2</sup>СГУ имени Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

E-mail: [mixanich94@mail.ru](mailto:mixanich94@mail.ru)

Спин-вентильные структуры на основе ферромагнитных и немагнитных материалов (ФМ/НМ/ФМ) активно исследуются в связи с возможностью создания и оптимизации устройств записи и хранения информации, работающих на принципах спинтроники (жесткие диски, магнитная оперативная память), а также для разработки биосенсоров [1-3]. Как правило при создании спинвентильных структур используются сильные ферромагнетики (NiFe, Co, NiCo) и парамагнитные металлы (Cu, Al), при этом величина генерируемого спинового напряжения  $U_s$  составляет несколько микровольт при криогенных температурах, что обусловлено малой длиной спиновой диффузии в парамагнитных металлах ( $l_s < 500$  нм при 4-10К) [4]. В этой связи, перспективным материалом для создания канала передачи спинового тока может быть n-InSb с высокой подвижностью электронов и большой длиной спиновой диффузии при комнатной температуре. Целью данной работы стало создание планарных спинвентильных структур NiFe/InSb/NiFe на основе текстурированных пленок InSb(111) и исследование эффектов спиновой инжекции и аккумуляции в нелокальной геометрии (рис. 1а) в зависимости от величины и направления тока, инжектируемого в структуру.

Планарная спин-вентильная структура NiFe( $d \approx 30$  нм)/InSb( $d \approx 400$  нм,  $\mu \approx 20000$  см<sup>2</sup>/В·с)/NiFe( $d \approx 30$  нм) создавалась с помощью методов магнетронного и термического распыления, фотолитографии и ионного травления (рис. 1а). Расстояние между ФМ электродами и их ширина составляли  $w \approx 1.5$  мкм. Измерения проводились при комнатной температуре в магнитном поле  $H \approx \pm 0.4$  кЭ, направленном перпендикулярно или параллельно ФМ электродам (рис. 1 б, в)

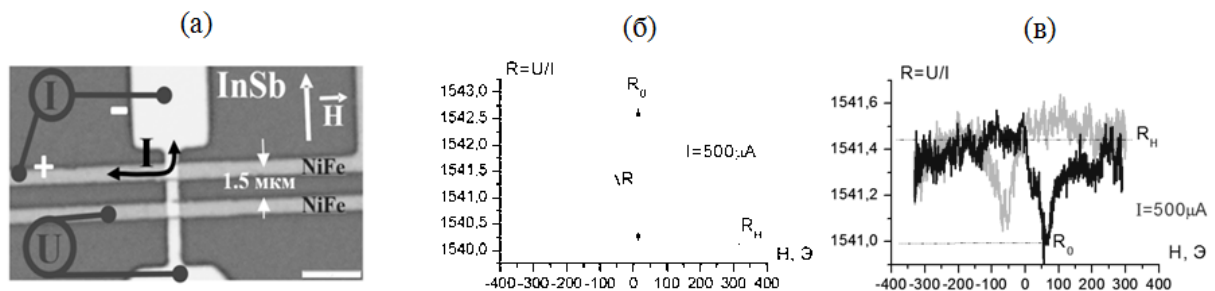


Рис.1 Изображение планарной вентильной структуры NiFe/InSb/NiFe в нелокальной геометрии (а) и зависимости сопротивления структуры  $R = (U_s + U_e)/I$  от магнитного поля  $H$ , направленного перпендикулярно (б) и параллельно (в) электродам NiFe.

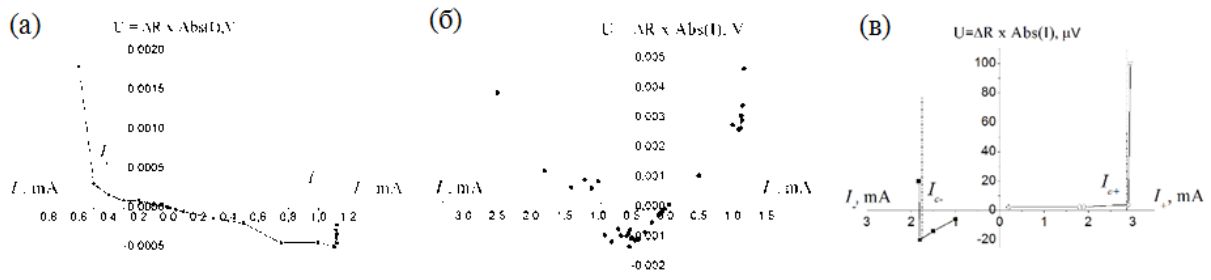


Рис.2.(а, б) Зависимости генерируемого напряжения  $U$  от величины и направления тока  $I$  для структуры NiFe/InSb/NiFe для двух ориентацией магнитного поля –параллельно (а) и перпендикулярно (б) ФМ электродам; (в) Зависимость  $U(I)$  для структуры NiFe/Cu/NiFe при температуре 8K. Магнитное поле направлено перпендикулярно ФМ электродам.

На рисунке 2 представлены зависимости генерируемого напряжения  $U=U_s+U_e=\Delta R \cdot |I|$  ( $U_s$ -вклад от спиновой аккумуляции,  $U_e$  - вклад от термоэлектрического эффекта) от величины и направления тока  $I$  в случае, когда магнитное поле направлено параллельно (рис.2а) и перпендикулярно (рис.2б) ФМ электродам. Для обеих геометрий намагничивания при токах инжекции меньших критических значений  $I_{c+} \approx 1$  mA и  $I_c \approx 0.5$  mA зависимость  $U(I)$  имеет линейный характер, область спиновой генерации  $U_s \approx 0.25$ -3 мВ. Для сравнения на рисунке 2(в) приведена зависимость  $U(I)$ , полученная при 8K в нелокальной геометрии для структуры NiFe/Cu/NiFe с такими же размерами электродов в магнитном поле, направленном перпендикулярно NiFe. Из рисунка 2 (в) видно, что для структуры NiFe/Cu/NiFe величина  $U_s$  на 2-3 порядка меньше по сравнению со структурой NiFe/InSb/NiFe. При токах инжекции  $I > |I_c|$  происходит резкий рост значений генерируемого напряжения  $U$ , а для одного из направлений  $I$  наблюдается смена знака  $U$ . Поскольку знак напряжения  $U$  при  $I > |I_c|$  является положительным, то увеличение  $U$  при  $I > |I_c|$  обусловлено вкладом термоэлектрического эффекта  $U_e$  за счет резистивного нагрева структуры.

Таким образом, отличить вклад спиновой инжекции  $U_s$  в детектируемом сигнале  $U$  от вклада термоэлектрического эффекта  $U_e$  оказывается возможным по изменению знака  $U$  при  $I \approx I_c$  для одного из направлений  $I$ , а также по линейному характеру зависимости  $U(I)$  при  $0 < I < I_{c+}$  и  $0 < I < I_{c-}$ .

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-37-60052)*

#### Библиографический список

1. Casanova F. //Physical Review B. – 2009. – Т. 79. – №. 18. – С. 184415.
2. Viglin N. A. //Physical Review B. – 2017. – Т. 96. – №. 23. – С. 235303.
3. Qiu W. //Sensors and Actuators A: Physical. – 2017. – Т. 265. – С. 174-180.
4. Otani Y. //Physical and Engineering Sciences. – 2011. – Т. 369. – №. 1948. – С. 3136-3149.

**БЕСПРОВОДНАЯ СИСТЕМА ЭЛЕКТРОНЕЙРОСТИМУЛЯЦИИ****М.Е. Селезнев<sup>1,2</sup>, Д.А. Горин<sup>1</sup>, Е.П. Селезнев<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского<sup>2</sup>Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: mixanich94@mail.ru

Электрическая нейростимуляция представляет собой процесс воздействия электрическими импульсами на специфичные участки нервной системы человека [1]. Быстрое развитие технологий нейростимуляции в последнее десятилетие связано с большим количеством пациентов с такими заболеваниями и расстройствами нервной системы, как: дистония [1], хронические боли и болевые симптомы [1,5], депрессия и зависимость от наркотиков [2], эпилепсия [3], тремор [4], болезнь Паркинсона [6], и т.д. Основные параметры электрических импульсов – частота, амплитуда и длительность, а также биосовместимость электродов [5].

Традиционный нейростимулятор представляет собой устройство из генератора, подключаемых к нервным клеткам электродов, проводящих проводов, соединяющих генератор с электродами [5]. Наличие проводов является недостатком, так как это приводит к тому, что генератор нужно вживлять под кожу, либо нужно проводить провода сквозь кожу человека, что делает идею беспроводного нейростимулятора привлекательной.

В данной работе предложен и реализован один из вариантов устройства для беспроводной нейростимуляции. Устройство состоит из двух частей – передатчика и приемника. Передающее устройство состоит из двух частей (рис.1). Первая – формирователь прямоугольных импульсов с регулируемой частотой и длительностью, 10-200 Гц и 0.3-1.6мс, соответственно, выполненные на цифровых микросхемах. Вторая часть – генератор на частоте 433.75 МГц, сигналы которого модулируются низкочастотными сигналами формирователя импульсов. Напряжение Питания составляло 4.5В.

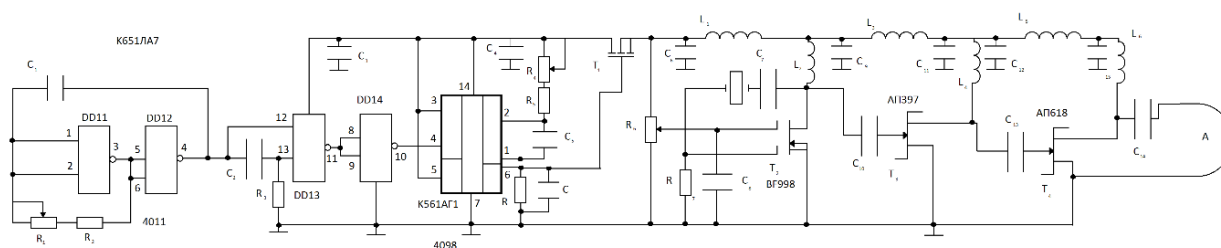
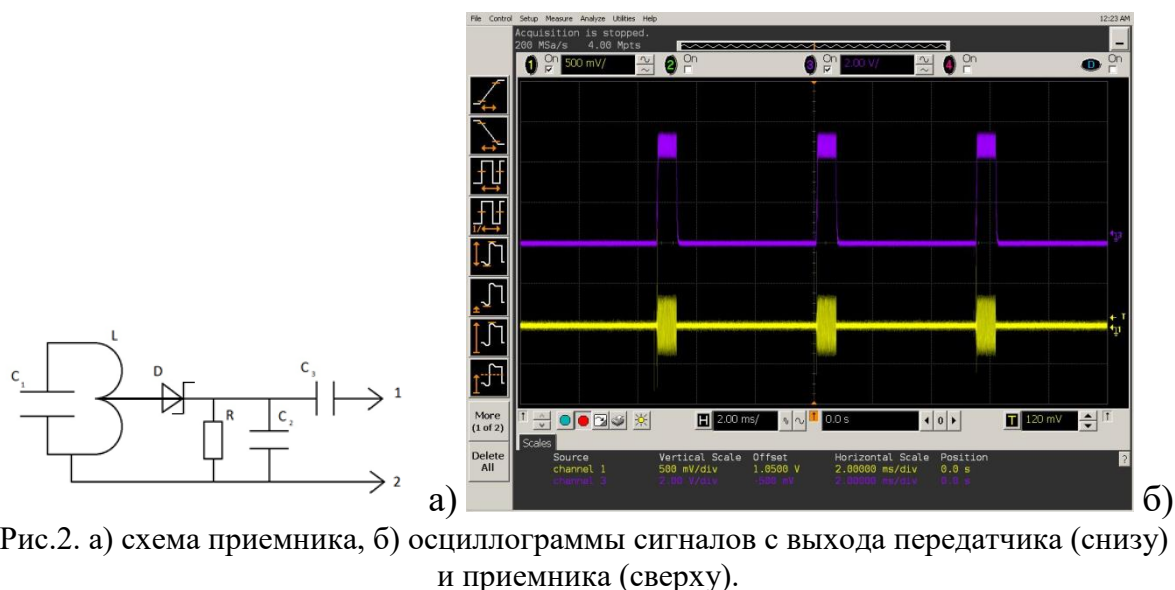


Рис.1. Схема передатчика.

Для приема сигнала использовался простейший тип приемника – детекторный (рис.2а). Он включает в себя колебательный контур, настроенный на частоту 433.75 МГц и состоящий из: катушки индуктивности в виде антенны, детекторного приемника AA117A и фильтра из конденсаторов и резисторов SMD типов. Использование таких элементов позволило сконструировать приемник компактным.



На рис.2б показан снимок с осциллографа на выходах передатчика и приемника при плоскопараллельном совмещении их антенн на расстоянии 3см. Амплитуда вч сигнала с передатчика составляла около 1В, потребляемый ток – 30мА. На выходе приемника наблюдались импульсы с амплитудой до 5В, что является достаточным для осуществления электростимуляции.

#### Библиографический список

1. *Edwards C. A. et al.* Neurostimulation Devices for the Treatment of Neurologic Disorders //Mayo Clinic Proceedings. – Elsevier, 2017. – Т. 92. – №. 9. – С. 1427-1444.
2. *Rachid F.* Neurostimulation techniques in the treatment of cocaine dependence: A review of the literature //Addictive behaviors. – 2018. – Т. 76. – С. 145-155.
3. *Singhal N. S. et al.* Responsive neurostimulation for treatment of pediatric drug-resistant epilepsy //Epilepsy & Behavior Case Reports. – 2018. – Т. 10. – С. 21-24.
4. *Chua M. E. et al.* Neurostimulation Therapy for Pediatric Primary Enuresis: A Meta-analysis //Urology. – 2017. – Т. 106. – С. 183-187.
5. *Klooster D. C. W. et al.* Technical aspects of neurostimulation: focus on equipment, electric field modeling, and stimulation protocols //Neuroscience & Biobehavioral Reviews. – 2016. – Т. 65. – С. 113-141.
6. *Buyten J. P., Linderoth B.* Invasive neurostimulation in facial pain and headache syndromes //European Journal of Pain Supplements. – 2011. – Т. 5. – №. S2. – С. 409-421.

**КОМБИНИРОВАННОЕ АНТИБАКТЕРИАЛЬНОЕ ДЕЙСТВИЕ  
ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА  
ДЛИНЕ ВОЛНЫ 662 НМ****А.А. Селифонов<sup>1</sup>, О.Г. Шаповал<sup>2</sup>, С.А. Ювченко<sup>3</sup>, Д.А. Зимняков<sup>3</sup>,  
В.В. Тучин<sup>1,4,5</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*<sup>2</sup>*Саратовский государственный медицинский университет*<sup>3</sup>*Саратовский государственный технический университет*<sup>4</sup>*Национальный исследовательский Томский государственный университет*<sup>5</sup>*Институт проблем точной механики и управления РАН*E-mail: [selif-ei@yandex.ru](mailto:selif-ei@yandex.ru)

Фотодинамическая терапия (ФДТ) применяется для лечения онкологических заболеваний, однако в последнее время имеется много исследований по изучению применения ФДТ в тераностике и для проведения антибиотикотерапии [1-2]. При облучении фотосенсибилизаторов (ФС) светом определенной длины волны, соответствующей его спектру поглощения, происходит переход нетоксичного триплетного кислорода ( $^3O_2$ ), в синглетный ( $^1O_2$ ) кислород, который обладает сильным цитотоксическим действием, что приводит к разрушению клеточных мембран больных клеток. Исследования воздействия ФДТ на различные бактерии с помощью красного светодиода с толуидиновым синим и синего светодиода - с использованием порфирина, показали эффективность фотодинамической терапии и перспективность применения в клинических условиях [3]. Авторами [4] были проведены исследования воздействия красного (625 нм) и инфракрасного (805 нм) излучения на бактерии *P.acnes*, обработанные такими ФС как метиленовый синий и индоцианин зеленый.

В качестве объекта исследования в настоящей работе использовали лактобактерии из препарата «Нормобакт». Для выделения и субкультивирования штаммов использовали лактоагар. Раствор метиленового синего готовили на стерильном физиологическом растворе, опытные концентрации его составили 0,1; 0,01 и 0,001%. Для облучения культур использовали инфракрасное излучение. Источником ИК излучения служил полупроводниковый лазерный светодиод на основе AlGaInP с максимумом спектра испускания на длине волны 662 нм, измеренный на спектрофотометре Ocean Optics HR 4000 CG-UV-NIR, и плотностью мощности 50 мВт/см<sup>2</sup>, которая была определена на приборе Gentec-ε, MAESTRO 4P 12E-10S-H5DO (рис.1).

Для эксперимента брали 0,9 мл бактерий ( $2 \times 10^3$  КОЕ/мл), помещали в малые чашки Петри, добавляли 0,1 мл раствора МС различных концентраций и воздействовали ИК излучением в течении 10 мин. После чего осуществляли высев 0,5 мл на питательный лактоагар и проводили подсчет выросших колоний клеток. Все посева повторяли трижды и инкубировали в термостате при 37 °С в течение 24 часов.

При воздействии различных концентраций красителя без облучения на лактобактерии число КОЕ снизилось на 91,6 % при 0,001% и 0,01%, а при 0,1 % на

100 %. Воздействие красного света (662 нм) на лактобактерии в течение 10 мин показало уменьшение числа КОЕ на 48,9 %. Использование 0,001 %, 0,01 % и 0,1% МС в сочетании с ИК излучением привело к уменьшению КОЕ на 95,8 %, 99,5 % и 100 % соответственно.

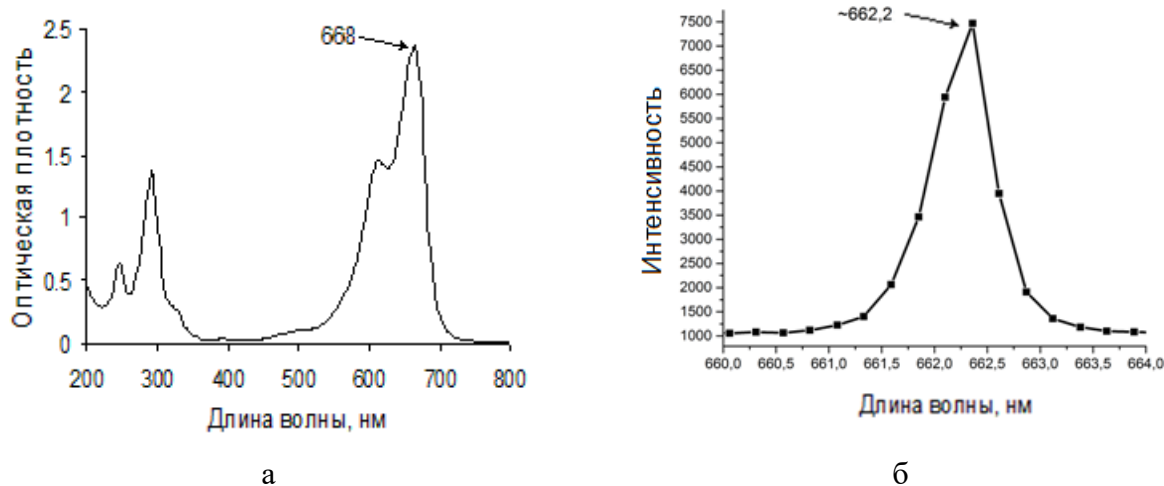


Рис. 1. а – Спектр поглощения водного раствора метиленового синего  $4.5 \cdot 10^{-5}$  М;  
б – Спектр лазерного излучения

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 17-00-00272 (17-00-00275 (К))*

#### Библиографический список

1. V.V. Tuchin, Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnostics, (SPIE Press, Bellingham, 2015).
2. Tianhong D., Huang Y.-Y., Hamblin M. Photodynamic therapy for localized infections -
3. State of the art. Photodiagnosis and Photodynamic Therapy. 2009; Vol.6 №3-4 P.170-188.
4. C. N. Street, A. J. Gibbs, L. A. Pedigo et al., Photochem Photobiol V. 85, 137 (2009).
5. Е.С. Тучина, В.В. Тучин., Г.Б. Альтиулер, И.В. Ярославский, Фотодинамическое воздействие красного (625 нм) и инфракрасного (805 нм) излучения на бактерии P.acnes, обработанные фотосенсибилизаторами // Известия Саратовского университета. Сер. Физика. 2008. Т. 8, вып. 1. С. 21-26.

**ДИФФУЗИЯ РАСТВОРОВ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО  
В ДЕНТИНЕ ЗУБА ЧЕЛОВЕКА****А.А. Селифонов<sup>1</sup>, В.В. Тучин<sup>1,2,3</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*<sup>2</sup>*Национальный исследовательский Томский государственный университет*<sup>3</sup>*Институт проблем точной механики и управления РАН*E-mail: [selif-ei@yandex.ru](mailto:selif-ei@yandex.ru)

Современные оптические методы исследований биологических объектов активно применяются в диагностике различных заболеваний на ранних этапах, для изучения метаболических процессов на молекулярном уровне, происходящих в здоровых и патологических тканях живых организмов [1,2]. Изучение диффузии химических агентов в различных биологических тканях, в том числе в твердых тканях, является важной и актуальной задачей в области практической медицины. Практическая необходимость усовершенствования диагностических возможностей, лечение различных (в том числе онкологических) заболеваний, применение иммунохимических методов, развитие новой области медицины - тераностики, использующей одновременное проведение диагностических и терапевтических процедур, и др. привлекает внимание многих исследователей к вопросам диффузии различных агентов в биологические ткани [3].

Целью работы является определение скорости диффузии водного раствора МС и раствора МС в 5% глюкозе в срез дентина зуба человека с помощью метода спектроскопии диффузного отражения (СДО), используя модель свободной диффузии. Материалом для *in vitro* исследования послужили три среза моляров постоянных зубов человека. Зубы были извлечены у пациентов в стоматологической клинике по медицинским показаниям. Методика получения и подготовки срезов подробно описана в работе [4]. Для количественной оценки изменения содержания красителя в биоткани и расчета коэффициента диффузии применялся метод, основанный на использовании модифицированного закона Бугера – Ламберта – Бера. На рис. 1 показана типичная динамика изменения  $\Delta A$  образца зуба, при его окраске метиленовым синим, для длины волны 668 нм.

Коэффициент диффузии МС определяли из анализа участка экспериментальной кривой, соответствующего изменению оптической плотности, с учетом толщины образца, методом наименьших квадратов (табл. 1).



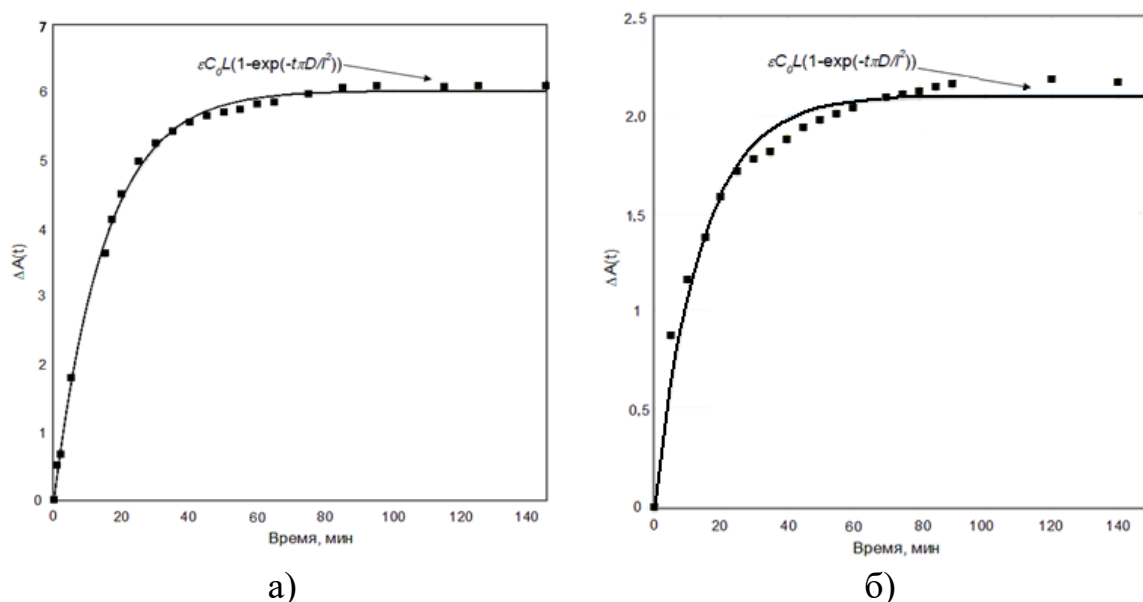


Рис. 1. Кинетика разностной эффективной оптической плотности образца дентина при его взаимодействии с а) водным раствором МС, б) раствором МС в 5% глюкозе. Символы соответствуют экспериментальным данным, сплошная кривая представляет аппроксимацию экспериментальных данных в рамках предложенной модели свободной диффузии.

Таблица 1. Значения коэффициентов диффузии МС в воде и глюкозе в срезах дентина зуба человека

№ среза	Толщина среза, мм	Коэффициент диффузии МС в водном растворе, см <sup>2</sup> /сек	Коэффициент диффузии МС в растворе 5% глюкозы, см <sup>2</sup> /сек
1	0.92	$(7.44 \pm 0.60) \cdot 10^{-6}$	$(3.29 \pm 0.40) \cdot 10^{-6}$
2	0.97	$(6.15 \pm 0.20) \cdot 10^{-6}$	$(4.31 \pm 0.30) \cdot 10^{-6}$
3	0.93	$(6.63 \pm 0.40) \cdot 10^{-6}$	$(3.95 \pm 0.30) \cdot 10^{-6}$
Среднее значение	$0.94 \pm 0.05$	$(6.74 \pm 1.32) \cdot 10^{-6}$	$(3.85 \pm 1.05) \cdot 10^{-6}$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 17-00-00272 (17-00-00275 (К))

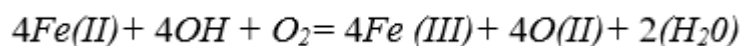
#### Список литературы

6. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. М.: Физматлит, 2010.
7. Tuchin V.V. Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnostics, 3rd edition, Bellingham, WA: SPIE Press, 2015.
8. Genina E.A. et al. In vitro and in vivo study of dye diffusion into the human skin and hair follicles // J. Biomed. Opt. 2002. Vol.7. P.471–477.
9. Alexey A. Selifonov; Evgeny G. Glukhovskoy; Yulia S. Skibina; Andrey M. Zakharevich; Nadezhda N. Begletsova; Valery V. Tuchin. Monitoring of copper nanoparticle penetration into dentin of human tooth in vitro. Proceedings Volume 10716, Saratov Fall Meeting 2017: Optical Technologies in Biophysics and Medicine XIX; 107161A (2018)

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СОРБЦИОННЫХ  
ХАРАКТЕРИСТИК ГЛАУКОНИТА****Е.И. Селифонова, С.Б. Вениг, Р.К. Чернова, В.Г. Сержантов,  
В.П. Сплюхин, Н.Н. Щербакова, Г.Н. Наумова***Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
E-mail: [selif-ei@yandex.ru](mailto:selif-ei@yandex.ru)*

Глауконит – широко распространённый в природе минерал осадочного происхождения. Большой интерес к изучению глауконита из года в год возрастает, поскольку этот минерал обладает хорошими сорбционными свойствами по отношению к тяжелым металлам, а также неорганическим и органическим веществам. Использование природных цеолит-глауконитовых пород при очистке хозяйственно-бытовых сточных вод от различных органических загрязнителей является перспективной и актуальной задачей [1].

В данной работе изучалась сорбционная способность глауконита Белоозерского месторождения Саратовской области по отношению к таким органическим веществам как: анаприлин, дротаверин, амброксол. Вопрос о количестве связанной структурно воды в глауконите является одним из важнейших в кристаллохимии этих минералов. Нами был проведен термографический анализ обогащённого глауконита. Проведенное термогравиметрическое исследование обогащённого глауконита позволило установить наличие на термограмме нескольких эндотермических эффектов: в интервале температур 70-140 °С с максимумом при 120 °С, в интервале 400-600 °С, а также при 350 и 573°С. Первый эндоэффект (70-140 °С) обусловлен удалением адсорбционной влаги (потеря массы при этом составляет около 2 %). Небольшие экзотермические пики, проявляющиеся в области около 300°С, обусловлены окислением структурного железа и его переходом из двух валентного в трехвалентное состояние. Реакция окисления двух валентного железа до трёх валентного может быть представлена следующим уравнением:



Эндотермический эффект в среднетемпературной области (400-500°С) может быть отнесён к выделению межслоевой и структурно связанной воды (потеря гидроксидов). Четвертый эндоэффект, согласно литературным данным, соответствует фазовому α-β переходу кварца при 573 °С. При достижении температуры 700 - 900°С происходит выделение второй порции воды, связанной с гидроксидными группами, и образование гематита.

Сорбционная способность глауконита по отношению к вышеуказанным лекарственным веществам исследовалась в статическом режиме (табл.1), методика эксперимента и используемые формулы приводятся в статье [2].

Табл.1. Рассчитанные значения сорбционной емкости глауконита к исследуемым веществам

Лекарственное вещество	$C_{исх.}$ , моль/л	Время сорбции, сек	СЕ, моль/г
Анаприлин	$2,70 \cdot 10^{-5}$	100	$1,08 \cdot 10^{-6}$
Дротаверин	$9,22 \cdot 10^{-5}$	20	$4,27 \cdot 10^{-6}$
Амброксол	$3,61 \cdot 10^{-5}$	100	$1,06 \cdot 10^{-6}$

Все изучаемые вещества, сорбировались в кислой и слабокислой среде в форме гидрохлоридов, которые имеют в своей молекуле протонированный атом азота (акцептор электронов), способный координироваться с электронами кислорода силанольных и силоксановых групп глауконита с образованием водородной связи.

#### Библиографический список

1. Ламскова, М.И. Возможности и перспективы очистки сточных, оборотных и хозяйственно-бытовых вод природными алюмосиликатами / Е.И. Ламскова, А.Е. Новиков // Известия Волг. ГТУ. 2014. Т. 7, № 1. С. 77-80
2. Наумова Г.Н., Селифонова Е.И., Чернова Р.К., Вениг С.Б., Сержантов В.Г., Захаревич А.М. О кинетике и механизме сорбции тетрациклина глауконитом / Сорбционные и хроматографические процессы. Т. 17, № 1, 2017. С. 141-147.

## ВЛИЯНИЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.П. Семёнов<sup>1</sup>, Б.Д. Зайцев<sup>1</sup>, А.А. Теплых<sup>1</sup>, И.А. Бородина<sup>1</sup>,  
В.В. Кисин<sup>2</sup>, И.В. Синев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, Россия, 410019, Саратов, ул. Зеленая, д. 38.*

<sup>2</sup> *Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, д. 83.*

E-mail: [alex-sheih@ya.ru](mailto:alex-sheih@ya.ru)

Резонаторы с поперечным электрическим полем (ПЭП) являются весьма перспективными при их использовании в качестве различного рода сенсоров, например для измерения механических и электрических характеристик контактирующей жидкости [1,2]. Из преимуществ ПЭП резонаторов необходимо выделить то, что электроды этих резонаторов располагаются только на одной стороне пьезоэлектрической пластины, а электрическое поле существует не только в пластине, но и вблизи ее поверхности. Кроме того изменение электрических граничных условий вблизи свободной стороны такого резонатора, должно влиять на параметры резонатора. Это обстоятельство позволяет создать газовый датчик на основе резонатора с поперечным электрическим полем путем расположения вблизи свободной стороны резонатора диэлектрической подложки с газочувствительной пленкой, проводимость которой изменяется в присутствии данного газа. При этом необходимо обладать данными исследований влияния проводимости слоя, расположенного вблизи ПЭП резонатора на его характеристики, которые ранее не проводились.

Для проведения экспериментов использовался ПЭП резонатор на основе пластины X-среза ниобата лития толщиной 0.5 мм (рис.1). Резонатор включал два прямоугольных электрода с поперечными размерами  $10 \times 5$  мм<sup>2</sup> с зазором между ними 3 мм и демпфирующим покрытием. Измерение частотных зависимостей реальной и мнимой частей электрического импеданса свободного резонатора, путем его подключения к LCR-метру (Agilent 4285A), показало полное отсутствие паразитных пиков вблизи основного резонанса.

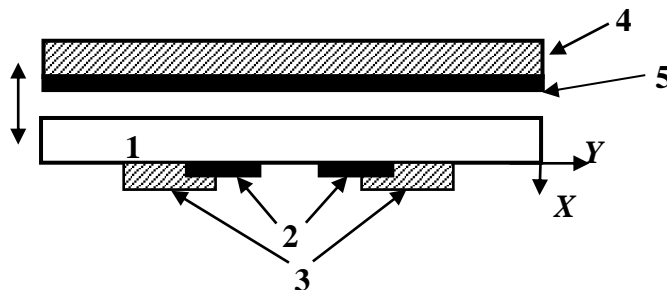


Рис. 1. Исследуемое устройство: 1 - пластина из ниобата лития 2 - электроды, 3 -поглощающее покрытие, 4 - диэлектрическая пластина, 5 – проводящая пленка.

Для проведения экспериментов по изучению влияния зазора между свободной стороной резонатора и пластины с тонкой проводящей пленкой на характеристики резонатора использовалось специальное микрометрическое устройство,

позволяющее обеспечивать ширину зазора с точностью  $\pm 10$  мкм. При помощи измерителя LCR параметров измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса составного резонатора при разных значениях ширины зазора и проводимости пленки. Для проведения экспериментов были использованы 8 образцов пленок диоксида олова с удельной поверхностной проводимостью  $4.2 \times 10^{-5}$ ,  $3 \times 10^{-4}$ ,  $2.4 \times 10^{-3}$ ,  $1.6 \times 10^{-2}$ ,  $6.5 \times 10^{-2}$ ,  $1.33 \times 10^{-1}$ ,  $6.7 \times 10^{-1}$  и  $100$  мСм.

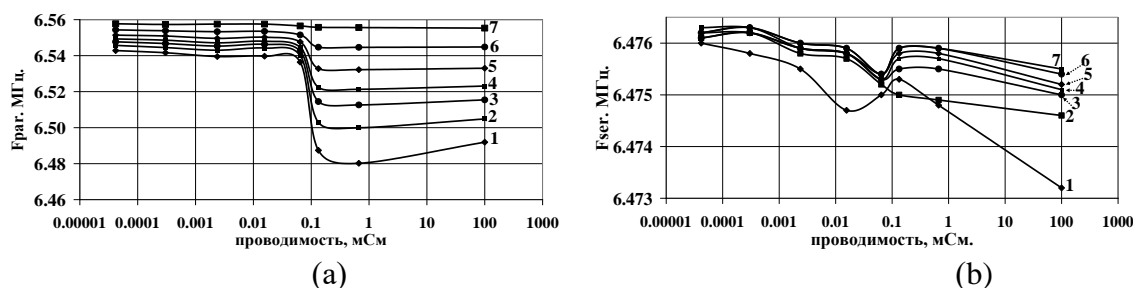


Рис. 2. Зависимости частоты параллельного (а) и последовательного (б) резонансов от проводимости пленок при значениях ширины зазора: 0 (1), 0.06 мм (2), 0.1 мм (3), 0.2 мм (4), 0.3 мм (5), 0.5 мм (6), 1 мм (7) и 3.5 мм (8).

На рис. 2а видно, что для фиксированного значения ширины зазора с увеличением поверхностной проводимости частота параллельного резонанса незначительно уменьшается, а затем испытывает резкий скачок в интервале  $6 \times 10^{-2}$ – $7 \times 10^{-1}$  мСм. С увеличением проводимости от величины  $7 \times 10^{-1}$  мСм частота параллельного резонанса незначительно возрастает, а с увеличением ширины зазора степень увеличения уменьшается. Было обнаружено, что для случаев ширины зазора 0 и 3.5 мм полные относительные изменения частоты параллельного резонанса с изменением поверхностной проводимости составляет 1% и 0.08% соответственно. Во всех проведенных экспериментах добротность параллельного резонанса лежала в диапазоне 700–2000, что позволяло уверенно определять соответствующую резонансную частоту. Экспериментальные зависимости частоты последовательного резонанса от поверхностной проводимости пленки при различных значениях ширины зазора (рис. 2б) более сложны, но, в целом, частота последовательного резонанса незначительно уменьшается с увеличением проводимости пленки. Кроме того, сравнение экспериментальных зависимостей с теоретическими показало их качественное соответствие.

Полученные результаты могут быть полезны при разработке газовых датчиков на основе пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем, соединенного с чувствительной к газу пленкой, проводимость которой изменяется в присутствии данного газа.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-07-00821.*

#### Библиографический список

1. J. Vetelino, S. Winters, G. Bergardt // A dual lateral – field – excited bulk acoustic sensor array, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr. Freq. Control. 2013. 60. No 3. P. 573–578.
2. Boris D. Zaitsev, Alexander M. Shikhabudinov, Andrey A. Teplykh, Iren E. Kuznetsova // Liquid sensor based on a piezoelectric lateral electric field-excited resonator, Ultrasonics. 2015. 63. P. 179–183.

**ГИБРИДНЫЙ ВОЛОКОННООПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ****Д. А. Семиков, П. В. Волков, А. В. Горюнов, А. Ю. Лукьянов,****А. Д. Тертышник, Е.А. Вopilкин, С.А. Краев***Институт физики микроструктур РАН, г.Нижний Новгород**E-mail: [semikov.da@mail.ru](mailto:semikov.da@mail.ru)*

Разработка волоконно-оптических датчиков (ВОД) температуры в настоящий момент является одним из перспективных направлений развития измерительной техники. Наиболее распространенными методами построения таких систем являются ВОД созданные на базе волоконных брэгговских решеток и на эффекте комбинационного рассеяния. Однако, несмотря на широкое распространение данных методов, они обладают рядом недостатков, затрудняющих их использование в реальных условиях. Так брэгговские решетки являются одинаково чувствительными как к температуре, так и к деформации, а системы на базе комбинационного рассеяния требуют использования сложного и дорогостоящего оборудования.

Одним из вариантов построения ВОД температуры является схема с использованием интерферометра Фабри-Перо в качестве чувствительного элемента. Основными недостатками такого подхода являются сложность в изготовлении компактных интерферометров и относительность их измерений (необходимость наличия априорной информации о толщине резонатора при определенной температуре).

В данной работе предложен вариант компактного ВОД температуры с возможностью абсолютных измерений. Схема датчика приведена на рис. 1.а. Он представляет собой столбик из кремния, приваренный к торцу оптического волокна. Причем его диаметр совпадал с диаметром оптического волокна (в нашем случае 125 мкм), а длина соответствовала толщине стандартной подложки (350 мкм). На рис. 1.б. приведена фотография готового датчика.

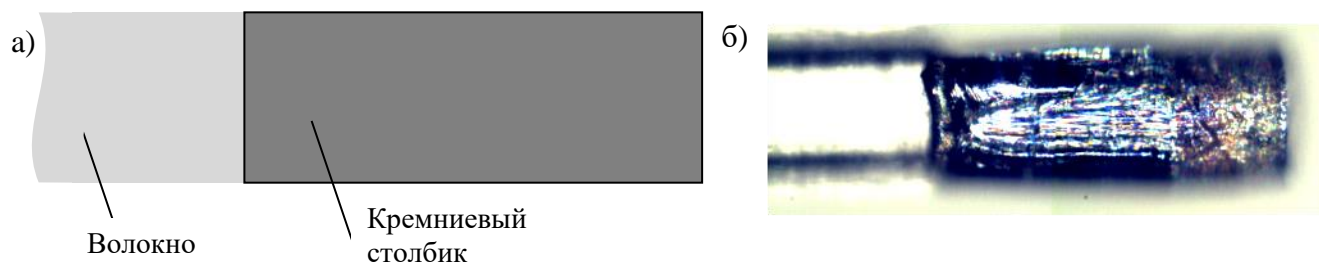


Рис. 1. Кремниевый столбик приваренный к волокну. а) схема, б) фотография.

Столбик формировался в подложке кремния с использованием технологии создания микрoэлектронных устройств, а именно глубокого сухого травления в виде Бош-процесса, позволяющего получить вертикальные стенки при травлении на всю глубину подложки. В дальнейшем осуществлялась сварка столбиков с оптоволоконном с тщательно подобранным режимом в аппарате Fujicura FSM-100M.

Для регистрации сигнала использовалась методика тандемной низкокогерентной интерферометрии (ТНКИ), позволяющей производить дистанционные абсолютные измерения толщины плоскопараллельных объектов с высокой точностью. Подробнее методика описана в работах [1, 2]. Измеряемой величиной в ТНКИ является оптическая толщина, определяемая как  $D(T) = \int n(T) d(T)$ . В данном случае для абсолютных измерений также требуется априорная информация о длине резонатора. Однако для материалов с заметной дисперсией показателя преломления можно построить схему, лишенную данного недостатка. Для этого измерение толщины проводится сразу на двух длинах волн, сдвинутых относительно друг друга  $D_1(T)/D_2(T) = n_1(T)/n_2(T)$ . В этом случае, как можно видеть, отношение толщин зависит только от температуры и не зависит от толщины образца.

В нашем случае использовалась пара суперлюминесцентных диодов с центральными длинами волн 1310 и 1550 нм (ширина спектра около 40 нм). На рис. 2.а приведена зависимость отношения толщин, полученных на двух длинах волн для датчика с чувствительным элементом в виде столбика кремния. Датчик помещался в печь, температура в которой изменялась от 30 °С до 270 °С с шагом 20 градусов. На рис. 2.б приведена шумовая дорожка при температуре 110 °С, пересчитанная в градусы. Среднеквадратичное отклонение составило 3 °С.

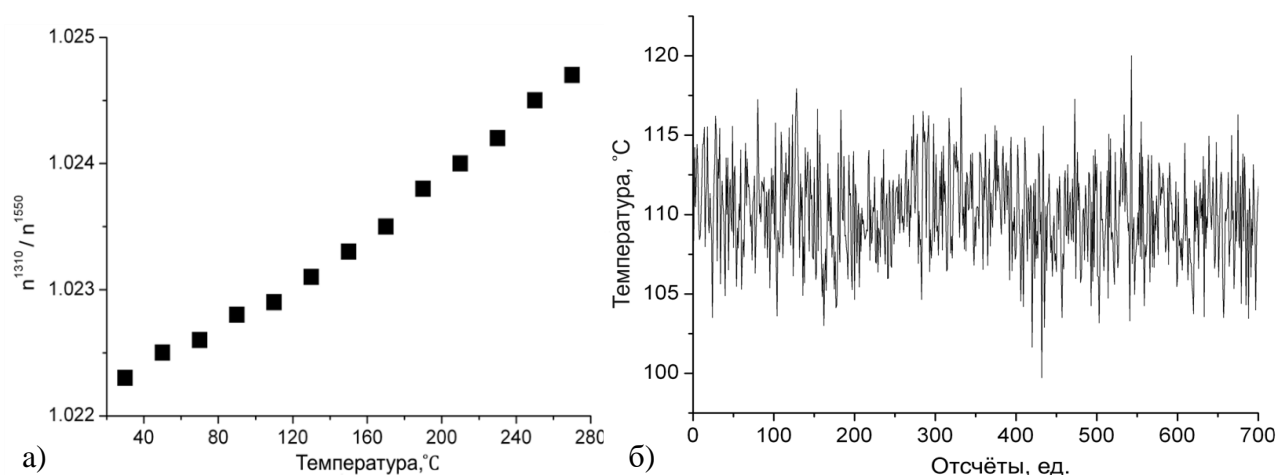


Рис. 2. а) График зависимости отношения оптических толщин, полученных на суперлюминесцентных диодах с центральной длиной волны 1310 нм и 1550 нм, от температуры. б) Шумовая дорожка измерения температуры.

Таким образом, в работе показана возможность изготовления миниатюрного датчика температуры с использованием стандартных технологий микроэлектроники, а также предложена схема регистрации, позволяющая получить абсолютные измерения температуры без априорной информации о длине датчика.

#### Библиографический список

1. P. V. Volkov et.al. // *Appl. Phys. Lett.* 107, 111601 (2015)
2. P.V. Volkov et.al. // *Optik.* - 2013. V.124. – P. 1982– 1985.

## ИЗУЧЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ЭТИЛОВОГО СПИРТА

**С. А. Сергеев, Н. В. Короневский, Р. С. Сергеев, К. А. Зыков, Б. В. Сергеева**

*Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского*

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

В [1,2] были получены зависимости коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН), а также коэффициента ослабления водных растворов этилового спирта для волноводных секций в диапазоне частот  $7,8 \div 10,2$  ГГц [3-9]. Исследовались образцы растворов деионизованной воды и этилового спирта различных концентраций (10 - 95 %). В [1,2] представлены графики зависимостей КСВН и ослабления от частоты спирта 95 %, растворов спирта с различной концентрацией воды, а также деионизованной воды в диапазоне частот  $7,8 \div 10,2$  ГГц для волноводной секции длиной 5 мм.

По экспериментальным зависимостям были рассчитаны значения мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости водных растворов этилового спирта для разных длин волноводных трактов (5 мм, 29 мм, 52мм, 114 мм), определены средние значения диэлектрической проницаемости, а также проведен расчет диэлектрической проницаемости растворов с использованием моделей эффективных сред. Теоретические коэффициенты отражения  $R$  и пропускания  $T$  рассчитывались по формулам, приведенным в [7-9]. Для теоретического расчета диэлектрической проницаемости растворов использовались модели Максвелла-Гарнетта, Оделевского и К. Лихтенеккера. Были использованы следующие значения диэлектрической проницаемости: воды  $\epsilon = 81$ , этилового спирта  $\epsilon = 24$ .

Для всех растворов увеличение объемной доли компонента в воде приводит к уменьшению значения диэлектрической проницаемости всей системы в целом, что согласуется с известными литературными данными.

Показана возможность определения концентрации спирта в растворе волноводным методом. Вычисления диэлектрической проницаемости водных растворов этилового спирта проводились с помощью модели Оделевского, дающей хорошее согласие с экспериментом.

Технологиям получения и исследованиям свойств нано- и микрочастиц различной природы [10-16], коллоидам на их основе [17-20], а также новым композитным материалам [21-25] уделяется внимание при подготовке бакалавров, магистров и аспирантов факультета нано- и биомедицинских технологий Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского [26-37]. Данной тематикой студенты активно занимаются в рамках подготовки курсовых и дипломных работ. На кафедре физики полупроводников несколько лет работает научный кружок студентов и аспирантов «Коллоиды наноразмерных объектов: синтез, исследование свойств, перспективы применения» (руководитель доцент Сергеев С.А.).



## Библиографический список

1. *Сергеев С. А. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2015. Т. 1. № 1. С. 332-334.
2. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. конф. Саратов: «Техно-Декор», 2015. С. 144-145.
3. *Брандт А. А.* Исследование диэлектриков на СВЧ. М: Физматгиз, 1963. 404 с.
4. *Gorin D. A., Shchukin D. G. et al.* // Techn. Phys. Lett. 2006. Т. 32, № 1. С. 70-72.
5. *Sergeev S. A., Portnov S. A., Gorin D. A. et al.* // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. Saratov, 2007. Т. 653606.
6. *Горин Д. А., Шукин Д. Г. и др.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 2. С. 45-50.
7. *Сергеев С. А. и др.* // В мире научных открытий. 2015. № 8.1 (68). С. 494-506.
8. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. конф. Саратов: «Техно-Декор», 2015. С. 146-147.
9. *Сергеев С. А. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. Сб. ст. VII Всероссийской конференции. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2018. С. 515-519.
10. *Sergeeva A. et al.* // ACS Applied Materials & Interfaces. 2015. Vol. 7, Is. 38. P. 21315-25.
11. *Сергеев Р. С., Сергеева А. С., Ленгерт Е. В., Сергеев С. А.* // Наноматериалы и нанотехнологии: проблемы и перспективы: сб. материалов науч. конф. М.: Прондо. 2014. С. 275-283.
12. *Сергеев Р. С., Сергеева А. С., Ленгерт Е. В. и др.* // Новые материалы и технологии: состояние вопроса и перспективы развития: мат. конф. Саратов: ИЦ «Наука», 2014. С. 244-249.
13. *Сергеева А. С., Сергеев Р. С., Сергеев С. А.* // Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов: Мат-лы конф. Казань: Синяев Д.Н., 2013. С. 139-141.
14. *Сергеева А. С., Сергеев Р. С., Сергеев С. А.* // Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов: Мат. конф. Казань: Синяев Д.Н., 2013. С. 142-144.
15. *Сергеева А. С., Сергеев Р. С., Ленгерт Е. В., Сергеев С. А.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: докл. конф. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2014. С. 156-157.
16. *Sergeeva A., Sergeev R., Lengert E. et al.* // The nanoparticles and nanostructured coatings microcontainers: technology, properties and applications. Mater. Conf. Saratov: SSU, 2015. P. 72.
17. *Сергеев С. А. и др.* // В мире научных открытий. 2014. № 4 (52). С. 148-160.
18. *Сергеев С. А., Михайлов А. И., Горин Д. А. и др.* // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сб. статей. Саратов: ИЦ «Наука», 2013. С. 214-228.
19. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. конф. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2014. С. 154-155.
20. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. конф. Саратов: «Техно-Декор», 2015. С. 141-143.
21. *Сергеев С. А., Короневский Н. В., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2017. С. 155-159.
22. *Сергеев С. А., Короневский Н. В., Аткин В. С., Сергеев Р. С.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. конф. Саратов: «Техно-Декор», 2017. С. 249-251.
23. *Короневский Н. В., Сергеев Р. С., Сергеев С. А.* Материаловедение наноструктурированных материалов. Синтез и исследование свойств микрочастиц карбоната кальция с наночастицами магнетита на неорганических волокнах. Germany: LAP LAMBERT, 2017. 120 с.
24. *Короневский Н. В., Сергеев Р. С., Савельева М. С., Сергеев С. А.* // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2017. Саратов: Саратовский источник, 2017. С. 120-123.

25. *Короневский Н. В., Сергеев Р. С., Савельева М. С., Сергеев С. А.* // Всеросс. конф. «Актуальные вопросы биомедицинской инженерии». Саратов: Сарат. гос. техн. ун-т, 2018. С. 38-42.
26. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* Физические основы твердотельной электроники: Учеб. пособие. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2007. 164 с.
27. *Михайлов А. И., Сергеев С. А., Глуховской Е. Г.* Физические основы твердотельной электроники и микроэлектроники. Саратов: «Промышленность Поволжья», 2008. 116 с.
28. *Михайлов А.И., Стецюра С.В., Сергеев С.А.* Лабораторный практикум по физике полупроводниковых приборов: Учеб. пос. – Саратов: Изд-во ГосУНЦ “Колледж”, 2002. – 72 с.
29. *Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В.* Современные компьютерные технологии. Персональный компьютер в инженерной практике. Germany: LAP LAMBERT, 2011. 240 с.
30. *Сергеев С. А.* Компьютер в физической лаборатории. Саратов: Пром Поволжья, 2008. 368 с.
31. *Сергеев С. А., Ерохина Е. И., Сергеева Б. В.* Инженерная графика. Основы построения чертежей. Саратов: Промышленность Поволжья, 2009. 84 с.
32. *Сергеев С. А., Сысов И. В.* Компьютер в физической лаборатории: учеб.-метод. пособие. Саратов: «Саратовский источник», 2013. 304 с.
33. *Физика и химия границ раздела фаз / С. А. Портнов и др.* Саратов: Сар. ист., 2015. 132 с.
34. *Физика и химия коллоидных систем / С. А. Сергеев и др.* Саратов: Сар. ист., 2016. 168 с.
35. *Сергеев С. А., Сысов И. В., Горин Д. А.* Основы программирования и анализа данных для задач материаловедения, биофизики и физической химии. Саратов: Сарат. ист., 2016. 304 с.
36. *Сергеев С. А., Синёв И. В., Горин Д. А.* Основы программирования для задач биофизики и материаловедения. Саратов: Амирит, 2017. 308 с.
37. *Методы биофотоники для исследования сложных систем / С. А. Сергеев, В. А. Панарин, А. А. Козырев, М. С. Савельева, Д. А. Горин.* Саратов: Амирит, 2017. 104 с.
38. *Измерение параметров и характеристик микроструктурных волноводов и твердотельных инжекционных лазеров / Ю. С. Скибина и др.* Саратов: Амирит, 2018. 52 с.

**ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ****Б. В. Сергеева, С. А. Сергеев, А. И. Михайлов***Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [sergeev@bk.ru](mailto:sergeev@bk.ru)*

Исследование колебательных и волновых процессов в твердых телах – одно из важных направлений в современной физике. Развитие средств связи, радиолокации, и других областей требует постоянного роста рабочих частот и их продвижения в область сверхвысоких (СВЧ) и крайне высоких (КВЧ) частот полупроводниковых приборов и устройств. Конструирование таких устройств имеет тенденцию к миниатюризации и приспособлению к приемам интегральной электроники. Последнее в большей степени относится к приборам малой и средней мощности, для приборов большой мощности основное внимание уделяется электрической прочности, отводу тепла и другим энергетическим проблемам. Особенности конструкции и размеры приборов обуславливаются в большей степени их резонансными или волноведущими системами, форма и размеры которых определяются длиной волны и типом колебаний в системе. В современных электронных приборах СВЧ и КВЧ могут быть использованы не только электромагнитные волны, но и волны носителей заряда в твердотельной плазме, акустические волны, спиновые волны, волны поляризации в сегнетоэлектрике и т.д.

Волновые принципы различной природы перспективны для применения в СВЧ микроэлектронике. Использующие динамические неоднородности волновой природы устройства обладают рядом преимуществ: имеют хорошую электрическую развязку между входом и выходом; хорошо совместимы с распределенными параметрами линий передачи; многофункциональны; имеют достаточно протяженный участок распространения волн (более эффективно воздействие на полезный сигнал в процессе распространения); аналоговая обработка информации; имеют малую длину волны, что позволяет уменьшить размеры структур; возможность усиления сигнала внутренними свойствами электронной подсистемы.

В Саратовском национальном исследовательском государственном университете имени Н.Г. Чернышевского активно изучаются волновые процессы различной природы в твердых телах и структурах на их основе. Интерес к подобного рода исследованиям связан с фундаментальными проблемами науки в целом и твердотельной электроники в частности, а также имеет прикладное значение. Знание особенностей волновых процессов дает возможность построения адекватных математических моделей для их изучения и открывает перспективы для создания новых и совершенствования уже известных устройств СВЧ и КВЧ диапазонов. Одно из направлений исследований авторов – функциональные возможности распространения и параметрического взаимодействия волн пространственного заряда (ВПЗ) в тонкопленочных полупроводниковых структурах (ТПС)

с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) [1-22]. Исследованиями по этой тематике занимаются студенты в рамках курсовых и дипломных работ. На кафедре физики полупроводников в течение многих лет работает научный кружок студентов и аспирантов «Волновые и колебательные процессы в полупроводниках и полупроводниковых структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью» (научный руководитель проф. Михайлов А.И.). Колебательным и волновым процессам в твердых телах уделяется внимание и при подготовке бакалавров, магистров и аспирантов факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ имени Н.Г. Чернышевского в процессе изучения дисциплин: Введение в специальность, Твердотельная электроника, Основы математического моделирования в твердотельной электронике (направление подготовки 11.03.04); Твердотельная электроника и микроэлектроника (22.03.01, 12.03.04), Приборы на квантовых эффектах: технология и материалы (22.04.01), Полупроводниковая волновая электроника, Твердотельная и вакуумная СВЧ микроэлектроника, Современные проблемы электроники, Математические модели в естествознании и технике (11.04.04), Современные проблемы твердотельной электроники (11.06.01) и др. [23-26].

Результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов возбуждения, распространения и параметрического взаимодействия ВПЗ в ТПС с ОДП использованы при написании и подготовке к защите докторской [27] и кандидатской [28,29] диссертаций.

#### Библиографический список

1. *Mikhailov A. I., Sergeev S. A.* // Technical Physics. 1999. Vol. 44. № 1. P. 117-119.
2. *Сергеев С. А. и др.* // В мире научных открытий. 2010. № 4, Часть 6. С. 49-52.
3. *Михайлов А. И. и др.* // Электродин. и техн. СВЧ и КВЧ. 1999. Т. 7, № 3 (24). С. 101-102.
4. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 2. С. 102-107.
5. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 4. С. 70-74.
6. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Перспективные направления развития электронного приборостроения. Материалы конф. Саратов, «Контакт», 2003. С. 252-256.
7. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, вып. 24. С. 75-78.
8. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 4. С. 85-90.
9. *Mikhailov A. I., Sergeev S. A.* // Technical Physics Letters. 1999. Vol. 25. № 2. P. 162-163.
10. *Mikhailov A. I., Sergeev S. A.* // Technical Physics Letters. 1997. Vol. 23. Is. 1-2. P. 1-2.
11. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 1. С. 33-37.
12. *Сергеев С. А. и др.* // В мире научных открытий. 2014. № 4(52). С. 148-160.
13. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2009. Вып. 16. С. 38-39.
14. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14, № 1. С. 45-50.
15. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // В мире науч. открытий. 2015. № 8.1. С. 494.
16. *Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В.* // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сб. ст. Саратов: ИЦ «Наука», 2013. С. 154-170

17. *Sergeev S., Senatov O., Sergeeva B.* // Наночастицы, наноструктурированные покрытия и микроконтейнеры: технология, свойства и области применения. Саратов: СГУ, 2015. С. 74.
18. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. конф. Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2015. С. 141-143.
19. *Сергеев С. А., Гулманов Э. Э., Сергеев Р. С.* // «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. конф. Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2015. С. 144-145.
20. *Сергеев С. А. и др.* // Ученые Записки Физического Факультета МГУ. 2014. Т.1, № 2 С. 1-5.
21. *Сергеев С. А., Сенатов О. С., Сергеева Б. В.* // Ученые Записки Физического Факультета Московского Университета. 2015. № 5. С. 1-5.
22. *Сергеев С. А. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2015. Т. 1. С. 332-334.
23. *Михайлов А. И., Стецюра С. В., Сергеев С. А.* Лабораторный практикум по физике полупроводниковых приборов. Ч. 1. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2002. 72 с.
24. *Михайлов А. И., Сергеев С. А.* Физические основы твердотельной электроники. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2007. 164 с.
25. *Михайлов А. И., Сергеев С. А., Глуховской Е. Г.* Физические основы твердотельной электроники и микроэлектроники. Саратов: «Промышленность Поволжья», 2008. 116 с.
26. *Сергеев С. А.* Компьютер в физической лаборатории. Саратов: «Промышленность Поволжья», 2008. 368 с.
27. Физика и химия границ раздела фаз / *С. А. Портнов и др.* Саратов: Сар. ист., 2015. 132 с.
28. *Михайлов А. И.* Параметрические и нелинейные колебательные и волновые процессы в полупроводниковых структурах в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах: Дисс. ... доктора физ.-мат. наук. Саратов, 2000. 364 с.
29. *Сергеев С. А.* Особенности спектрального преобразования при параметрическом взаимодействии волн пространственного заряда в полупроводниковых структурах на основе  $n\text{-GaAs}$ ,  $n\text{-InP}$ ,  $n\text{-GaN}$ : Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Саратов, 2010. 177 с.
30. *Сергеев С.А.* Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. Саратов, 2010. 20 с.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ И СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОЦЕССОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ У НОВОРОЖДЕННЫХ

Сказкина В.В.<sup>1</sup>, Муреева Е.Н.<sup>2</sup>, Панина О.С.<sup>2</sup>, Караваев А.С.<sup>1</sup>,  
Киселев А.Р.<sup>1,2</sup>, Черненко Ю.В.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский государственный медицинский университет имени В.И. Разумовского

E-mail: skazkinavv@yandex.ru

Основные методы медицинской диагностики по историческим причинам опираются на выявление морфологических изменений внутренних органов. Качественно новым этапом развития медицины является активное внедрение методов диагностики функциональных нарушений работы систем организма [1]. Данное направление является перспективным, так как позволяет выявить нарушения функционирования еще до возникновения патологических изменений органов и, как следствие, предотвратить их развитие, выявляя нарушения на ранних стадиях [2, 3]. Разработку новых методов диагностики на основе анализа состояния функциональных систем организма ограничивает сложность обработки биологических данных, а также необходимость создания нелинейных методов анализа, специально ориентированных для конкретных исследуемых систем.

Разработка методов функциональной диагностики органов и систем новорожденных является особо актуальной задачей. Известно, что процессы регуляции у новорожденных и детей функционируют иначе, чем у взрослых и менее изучены. Вместе с тем, именно нарушение работы органов и систем в столь раннем возрасте закладывает основы для развития опасных патологий в будущем, когда они требуют длительного и дорогостоящего лечения [4].

В предшествующих исследованиях особенностей вегетативной регуляции кровообращения было показано наличие сложной коллективной динамики системы регуляции деятельности сердечно-сосудистой системы (ССС) и дыхания, в частности взаимодействие и фазовая синхронизация между некоторыми системами регуляции ССС. Впервые было показано, что диагностика синхронизации 0.1 Гц ритмов в ходе анализа 10 минутных записей электрокардиограмм (ЭКГ) и фотоплетизмограмм (ФПГ – сигналы кровенаполнения артериальных сосудов конечностей) имеет важное диагностическое значение в прогнозе осложнений заболеваний ССС [5-9].

В ходе работы была осуществлена регистрация сигналов ЭКГ и ФПГ 10 новорожденных. Общая длительность каждой записи составляет 10 минут. Регистрация данных проводилась в период кормления новорожденного, что позволило минимизировать наличие двигательных артефактов в исходных сигналах.

Предварительный анализ экспериментальных данных позволил выявить некоторые особенности вегетативной регуляции кровообращения и дыхания у новорожденных. В частности, в ходе анализа спектров мощности кардиоинтерва-

лограммы (КИГ), ФПГ и сигнала дыхания было обнаружена активность симпатической системы регуляции на более низких частотах (около 0.07 Гц), в то время как у взрослых пик в спектре наблюдают на 0.1 Гц. На рис. 1 представлены спектры мощности сигналов для испытуемого А.

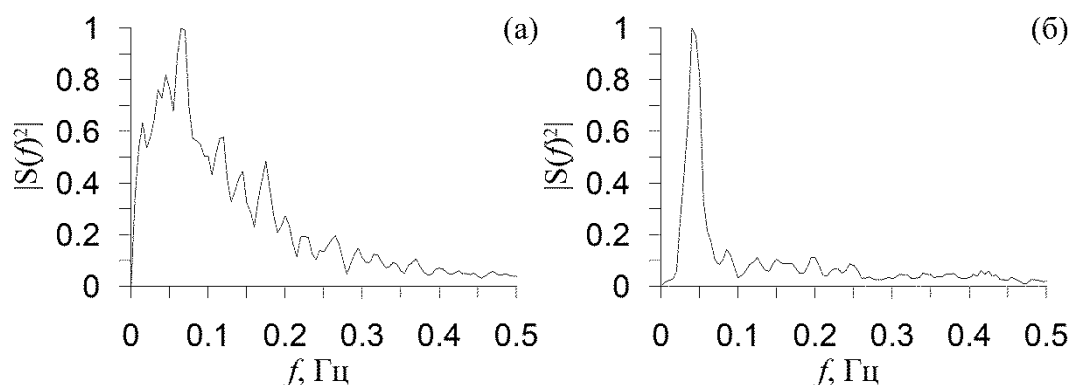


Рис. 1. Спектры мощности для испытуемого А: (а) – запись дыхания, (б) – ФПГ

Проведенный кросс-спектральный анализ (рис. 2) позволил обнаружить наличие схожих низкочастотных элементов в сигналах КИГ, ФПГ и дыхания. При этом взаимодействие между регуляторными процессами ССС и дыхания уже были показаны исследователями [10], однако влияние вегетативной системы на дыхание ранее не обсуждалось.

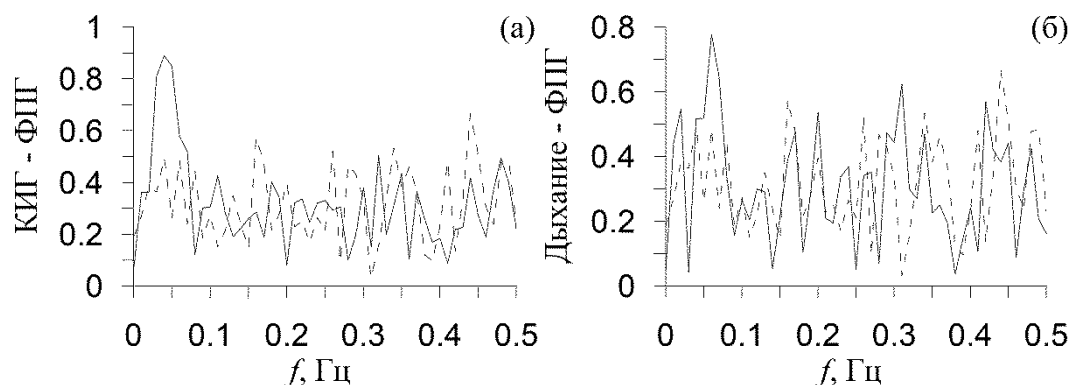


Рис. 2. Примеры функций когерентности (сплошная линия) с уровнем значимости между сигналами (пунктирная линия): (а) – КИГ и ФПГ, (б) – дыхание и ФПГ

Расчет индекса  $S$  (показателя фазовой синхронизации низкочастотных процессов регуляции сердечной активности и тонуса сосудов) позволил выявить значимую синхронизацию вегетативных процессов регуляции у новорожденных на уровне 20-30%.

Данное исследование позволило изучить особенности функционирования вегетативной регуляции ССС и дыхания у новорожденных. Впервые было обнаружено влияние процессов вегетативной регуляции кровообращения на дыхание и наличие значимой фазовой синхронизации между контурами регуляции сердечной активности и тонуса сосудов новорожденных.

*Работа выполнена при поддержке гранта Фонда Содействия Инновациям (договор 12745ГУ/2017 от 25.04.2018).*

#### **Библиографический список**

1. *Баевский Р.М. и др.* Анализ variability сердечного ритма при использовании различных электрокардиографических систем (методические рекомендации) // Вестник аритмологии. 2001. Т. 24. С. 65.
2. *Флейшман А.Н.* Медленные колебания гемодинамики. Теория, практическое применение в клинической медицине. Новосибирск: Наука, 1999. С. 543.
3. *Task Force of the European Society of Cardiology the North American Society of Pacing Electrophysiology* Heart rate variability. Standards of measurement, physiological interpretation, and clinical use // *Circulation*. 1996. V. 93. P. 1043.
4. *Axelrod F.B. et al.* Pediatric autonomic disorders // *Pediatrics*. 2006. V. 118. No. 1. P. 309-21.
5. *Киселев А.Р. и др.* Персонализация подхода к назначению гипотензивной терапии у больных артериальной гипертензией на основе индивидуальных особенностей вегетативной дисфункции сердечно-сосудистой системы // Артериальная гипертензия. 2011. Т. 17. №. 4. С. 354-360.
6. *Караваев А.С. и др.* Методика реконструкции модели системы симпатической барорефлекторной регуляции артериального давления по экспериментальным временным рядам // Технологии живых систем. 2007. Т. 4. № 4. С. 34-41.
7. *Боровкова Е.И. и др.* Метод диагностики синхронизованности 0,1 Гц ритмов вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы в реальном времени // *Анналы аритмологии*. 2014. Т. 11 №. 2. P. 129-136.
8. *Kiselev A.R. et al.* Method of estimation of synchronization strength between low-frequency oscillations in heart rate variability and photoplethysmographic waveform variability // *Russian Open Medical Journal*. 2016. V. 5. Iss. 1. P. e0101.
9. *Боровкова Е.И. и др.* Диагностика частотного захвата в условиях воздействия сигналом переменной частоты // *Известия РАН. Серия Физическая*. 2011. Т. 75. № 12. С. 1704-1708.
10. *Hathorn M.K.* Cardiac contraction affects respiratory airflow in the term newborn infant. *Pediatr Res*. 2000. V. 48. No. 1. P. 50-7.



**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАФЕН-НАНОТРУБНЫХ ПЛЕНОК****М. М. Слепченков, О. Е. Глухова, В. В. Митрофанов***Саратовский национальный исследовательский государственный университет**им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [slepchenkovm@mail.ru](mailto:slepchenkovm@mail.ru)*

В последние годы существенно возросло количество работ, посвященных изучению гибридных пленок, полученных на основе 1D-размерных углеродных нанотрубок (УНТ) и 2D-размерного графена [1,2]. Среди структур данного типа выделяются пленки графен/УНТ с нанотрубками, ковалентно связанными с графеновыми листами и горизонтально расположенными между ними [3]. Несмотря на достаточно большое количество работ, посвященных вопросам синтеза 2D-углеродных материалов графен/УНТ, их физические свойства нуждаются в детальном исследовании.

В работе исследуются электрические свойства бислойных гибридных пленок графен/УНТ на примере топологических моделей с акиральными однослойными трубками zigzag (10,0) при величине межтрубного расстояния 10,12,14,16 гексагонов и (12,0) при межтрубном расстоянии 10 и 12 гексагонов. Согласно проведенным расчетам эти топологические конфигурации характеризуются наименьшей энтальпией формирования пленки (менее -0.1 ккал/моль·атом), а значит, являются термодинамически устойчивыми [4]. Элементарная ячейка исследуемых структур изображена на рисунке 1.

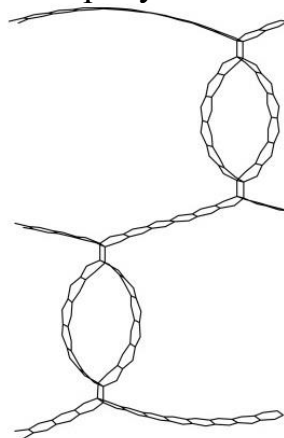


Рис. 1. Элементарная ячейка бислойной графен-нанотрубной пленки с УНТ (12,0) и межтрубным расстоянием 12 гексагонов.

Для выявления закономерностей протекания тока в пленке графен/УНТ рассчитывались поверхностное и объемное удельное сопротивления в зависимости от толщины пленки. Поверхностное сопротивление определялось как величина, обратная электрической проводимости, рассчитанной в рамках формализма Ландауэра-Буттикера с использованием метода неравновесных функции Грина [5]. Для расчета удельного сопротивления были взяты размеры пленки 7.5x16 мм, характерные для экспериментальных образцов пленки графен/УНТ [3]. Из ри-

сунка 2, иллюстрирующего зависимости поверхностного и объемного сопротивлений от толщины пленки, можно видеть четкое разделение на пленки с трубками полупроводниковой проводимости и пленки с трубками металлической проводимости. Для обоих видов сопротивлений не наблюдается явной зависимости от толщины пленки. Средняя величина поверхностного сопротивления пленок с трубками металлической проводимости составила 20.94 кОм, а удельного сопротивления – 0.3 мОм·см.

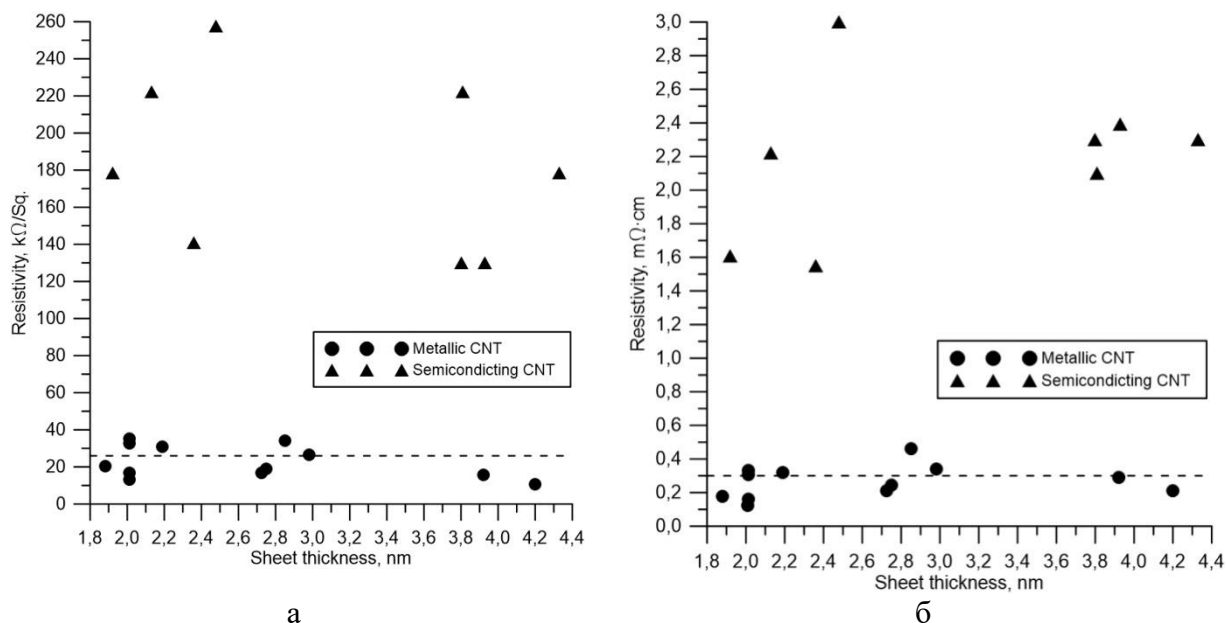


Рис. 2. Зависимость электрических характеристик пленок графен/УНТ от толщины образца: а) поверхностное сопротивление; б) объемное удельное сопротивление.

Сравнивая полученные результаты расчета со значениями удельного сопротивления пленки графен/УНТ, измеренными в работе [3], было обнаружено полное совпадение.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-32-01003-мол\_а); стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (проект №СП-3135.2016.1).*

#### Библиографический список

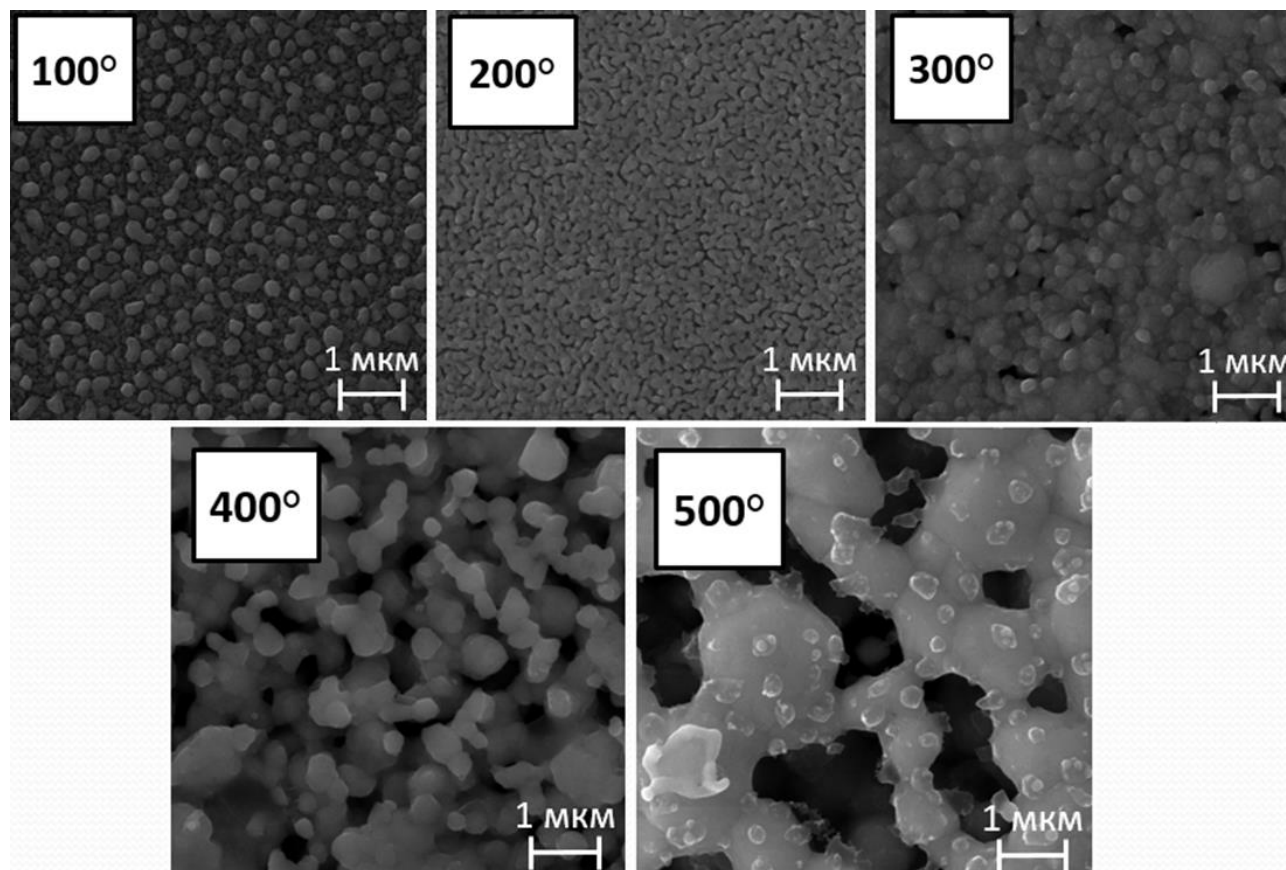
1. Li L., Li H., Guo Y., Yang L., Fang Y. // Carbon. 2017. Vol. 118. P. 675.
2. Thanh Dang V., Dung Nguyen D., Thanh Cao T. et al. // Adv. Nat. Sci: Nanosci. Nanotechnol. 2016. Vol. 7. P. 033002.
3. Tristán-López F., Morelos-Gómez A., Vega-Díaz S.M. et al. // ACS Nano. 2013. Vol. 7, №12. P. 10788-10798.
4. Mitrofanov V.V., Slepchenkov M.M., Zhang G. et al. // Carbon. 2017. Vol. 115. P. 803-810.
5. Do V.N. // Adv. Nat. Sci: Nanosci. Nanotechnol. 2014. Vol. 5. P. 033001.

**ИЗУЧЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПЕЧАТНЫХ ЭЛЕКТРОДНЫХ СТРУКТУР ПРИ ПОМОЩИ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ****А. В. Смирнов<sup>1,2</sup>, В. П. Ким<sup>3</sup>, В. В. Колесов<sup>1</sup>, И. Е. Кузнецова<sup>1</sup>**<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН*<sup>2</sup> *ФГБОУ ВО «СГУ имени Н.Г.Чернышевского»*<sup>3</sup> *ООО "АкКо Лаб", <http://www.akkolab.ru>, 129110 Москва, Российская Федерация**E-mail: smirnov-sgu@yandex.ru*

В настоящее время общемировой тенденцией является переход к печатной электронике и попыткам использования для создания электронных устройств гибких подложек с целью улучшения их эксплуатационных характеристик и расширения функциональных возможностей [1]. Это связано с многообразием возможных применений таких технологий, к примеру гибкие дисплеи, солнечные ячейки, электронную бумагу и листовые датчики [2-4].

Для формирования печатных электродных структур использовались серебряные проводящие наночернила производства компании ООО «АкКо Лаб» (г. Москва, РФ). Электродные структуры формировались методом струйной печати, с использованием принтера Dimatix DMP-2831 (Fujifilm USA). Морфология образцов печатных электродных структур полученных при различных температурах спекания изучалась при помощи растрового электронного микроскопа (РЭМ) Mira II (Tescan, Czech Republic), при рабочем напряжении 30 кВ, с использованием детектора вторичных электронов.

Для формирования цельной металлической структуры напечатанные образцы подвергались термообработке. Как известно, температура плавления материала наночастиц существенно зависит от их размера, что связано с уменьшением энергии образования вакансий и соответственно увеличением их концентрации при уменьшении размера наночастиц [5]. В случае серебра температура плавления объемного материала составляет 961,8°C, и уменьшается до ~500°C при уменьшении размеров частиц до значений ~50 нм и меньше [6]. На рисунке представлены РЭМ-изображения поверхности печатных электродных структур полученных при разных температурах спекания 100-500°C с шагом в 100°C. Из микрофотографий видно что увеличение температуры спекания со 100 до 200°C позволяет удалить из печатной структуры остатки органического растворителя, о чём можно сделать вывод по увеличению контраста изображения на РЭМ изображении. При дальнейшем увеличении температуры спекания до 300°C наблюдается спекание наночастиц в укрупнённые кластеры и дальнейшее увеличение их размеров при 400°C с последующим образованием сплошной сетки при 500°C.



РЭМ изображение поверхности печатных электродных структур полученных при различных температурах спекания: 100-(а), 200-(б), 300-(в), 400-(г), 500°С-(д).

*Исследования одного из авторов частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (И.Е. Кузнецова, гранты 16-07-00629 А, 17-57-53101 ГФЕН\_а)*

#### Библиографический список

1. *S. Kirchmeyer* // Translational Materials Research. – 2016. – Т. 3. – №. 1. – С. 010301
2. *Eggenhuisen T. M. et al.* //Journal of Materials Chemistry A. 2015. Т. 3. №. 14. С. 7255-7262.
3. *Yasumatsu T.* Flexible display panel with touch sensor function : пат. 9030427 США. – 2015.
4. *Kobashi Y., Konno K.* Electronic paper and method for manufacturing the same : пат. 9256112 США. – 2016.
5. *Гладких Н.Т., Крышталъ А.П., Богатыренко С.И.* //ЖТФ. 2010. Т. 80. №. 11. С. 111-114
6. *Степанов А. Л. и др.* Плавление наночастиц серебра в матрице стекла при лазерном отжиге //Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. №. 23. С. 39-46.

# ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕЧАТНЫХ ЭЛЕКТРОДНЫХ СТРУКТУР ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ СТРУЙНОЙ ПЕЧАТИ

А. В. Смирнов<sup>1,2</sup>, В. П. Ким<sup>3</sup>, В. В. Колесов<sup>1</sup>, И. Е. Кузнецова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup> ФГБОУ ВО «СГУ имени Н.Г.Чернышевского»

<sup>3</sup> ООО "АкКо Лаб", <http://www.akkolab.ru> 129110 Москва, Российская Федерация

E-mail: smirnov-sgu@yandex.ru

В настоящее время общемировой тенденцией является переход к печатной электронике[1]. Технология струйной печати дает возможность создания высокопроизводительных и простых тонкопленочных солнечных батарей, а так же применяется для печати радиочастотных идентификационных меток, компонентов сенсоров, антенн и аккумуляторов[2-4].

Для формирования печатных электродных структур использовались серебряные проводящие наночернила производства компании ООО «АкКо Лаб» (г. Москва, РФ). Электродные структуры формировались методом струйной печати, с использованием принтера Dimatix DMP-2831 (Fujifilm USA). Измерение электрофизических свойств печатных электродных структур проводилось при помощи прибора Agilent B1500A в комплексе с зондовой станцией PM-5 (Cascade Microtech). Измерения проводились с использованием псевдокельвиновского соединения (2 зонда). Диапазон измерений от -2 до 2В, ограничение по току 30 мА. Для изучения электрофизических свойств на гибких полиимидных подложках (Kapton) формировались печатные структуры длиной 30 мм, шириной ~550 мкм и толщиной ~4мкм. Для формирования цельной металлической структуры напечатанные образцы подвергались термообработке при температурах от 100 до 500°C с шагом в 100°C.

При измерении вольтамперных характеристик зонды позиционировались по центру печатных дорожек, расстояние между зондами 10 мм. Полученные ВАХи представлены на рис. 1.

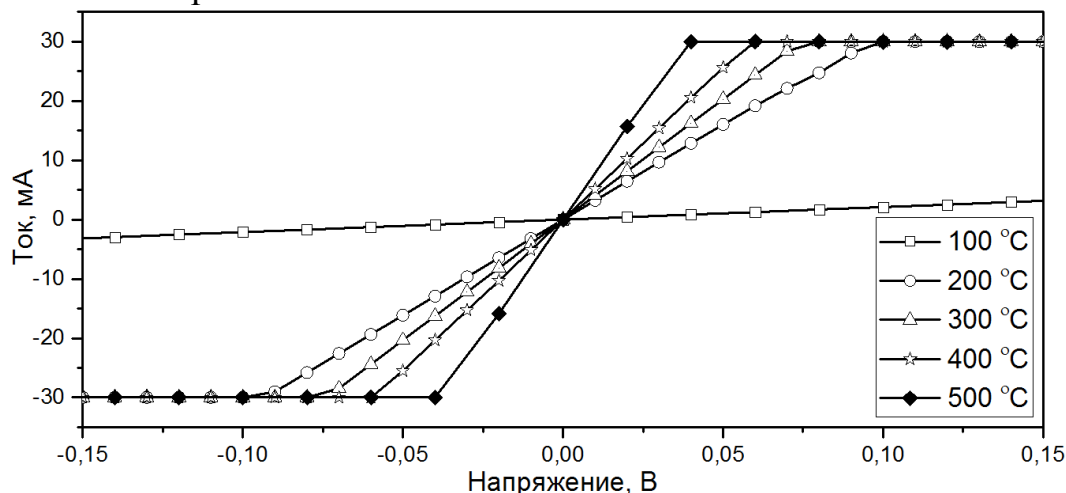


Рис. 1. Вольтамперные характеристики печатных структур полученных при различных температурах спекания.

Из графиков видно, что ВАХи имеют линейный характер, что соответствует самому простому примеру двухполюсника - резистору. Также можно видеть, что при увеличении температуры спекания угол наклона линейной части ограниченной током отсечки увеличивается и, следовательно, сопротивление уменьшается.

Далее (рис. 2) представлена зависимость удельного сопротивления образцов от температуры спекания. Зависимость сопротивления от температуры спекания можно аппроксимировать двумя линейными участками. Из графика видно, что наибольшее изменение удельного сопротивления образца, с 9.3 до 0.6 Ом\*мм<sup>2</sup>/м, наблюдается в диапазоне от 100 до 200 °С, дальнейшее увеличение температуры спекания ведёт к снижению удельного сопротивления до 0.31 Ом\*мм<sup>2</sup>/м.

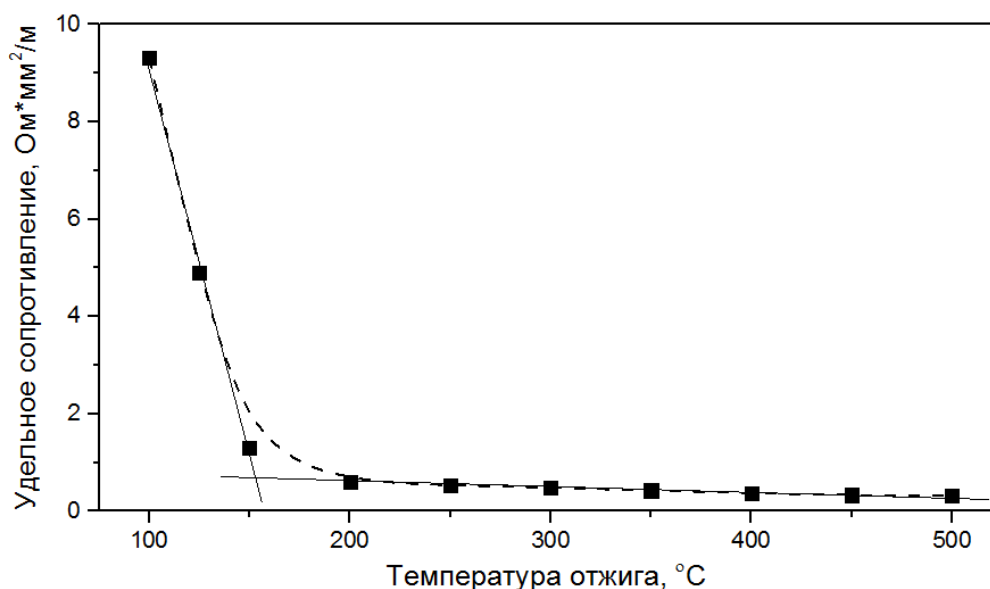


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления структуры от температуры отжига

*Исследования одного из авторов частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (И.Е. Кузнецова, гранты 16-07-00629 А, 17-57-53101 ГФЕН\_а)*

#### Библиографический список

1. *S. Kirchmeyer* // Translational Materials Research. – 2016. – Т. 3. – №. 1. – С. 010301
2. *Wünscher S. et al.* // Journal of Materials Chemistry C. – 2014. – Т. 2. – №. 48. – С. 10232-10261.
3. *Salim A., Lim S.* // Sensors. – 2017. – Т. 17. – №. 11. – С. 2593.
4. *Lesch A. et al.* // Biotech, Biomaterials and Biomedical: TechConnect Briefs. – 2016. – С. 121-124.

## ФОРМИРОВАНИЕ ГАЗОАНАЛИТИЧЕСКОЙ ЛИНЕЙКИ ХЕМОРЕЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУР ОКСИДА НИКЕЛЯ ПОТЕНЦИОСТАТИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ

М. А. Соломатин<sup>1,2</sup>, Ф. С. Федоров<sup>3</sup>, Н. М. Ушаков<sup>2</sup>, В. В. Сысоев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина

<sup>2</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва

E-mail: solomatin1994@gmail.com

В работе рассмотрено потенциостатическое осаждение наноструктур оксида никеля с целью формирования газоаналитической линейки хеморезисторов на одном кристалле (мультиэлектродном чипе) [1].

Процесс осаждения слоя оксида никеля проводился из водного электролита, содержащего **0,1 М NiSO<sub>4</sub>** и **0,2 М NaNO<sub>3</sub>**, в трехэлектродной ячейке, где в качестве рабочего электрода использовались платиновые полосковые электроды мультиэлектродного чипа, нанесенные катодным распылением на подложку Si/SiO<sub>2</sub>, а в качестве противоэлектрода – инертный к электролиту графитовый стержень. Рабочий электрод был поляризован потенциалом **-1 В** относительно насыщенного хлорсеребряного электрода (Ag/AgCl<sub>нас.</sub>) сравнения в течение **100 секунд**. Время осаждения определялось в предварительных исследованиях так, чтобы позволить образование в межэлектродном зазоре на поверхности чипа слоя, в том числе островкового вида, состоящего из наноструктур оксида никеля. В результате между каждой парой полосковых электродов был сформирован хеморезистивный элемент, а их совокупность образовывала газоаналитическую линейку.

На Рис. 1 представлены изображения поверхности слоя оксида никеля, из которого видно, что оксид никеля синтезирован в виде микро-пластинок, на поверхности которых с малой плотностью расположены агломераты наносфер диаметром порядка 200 нм.

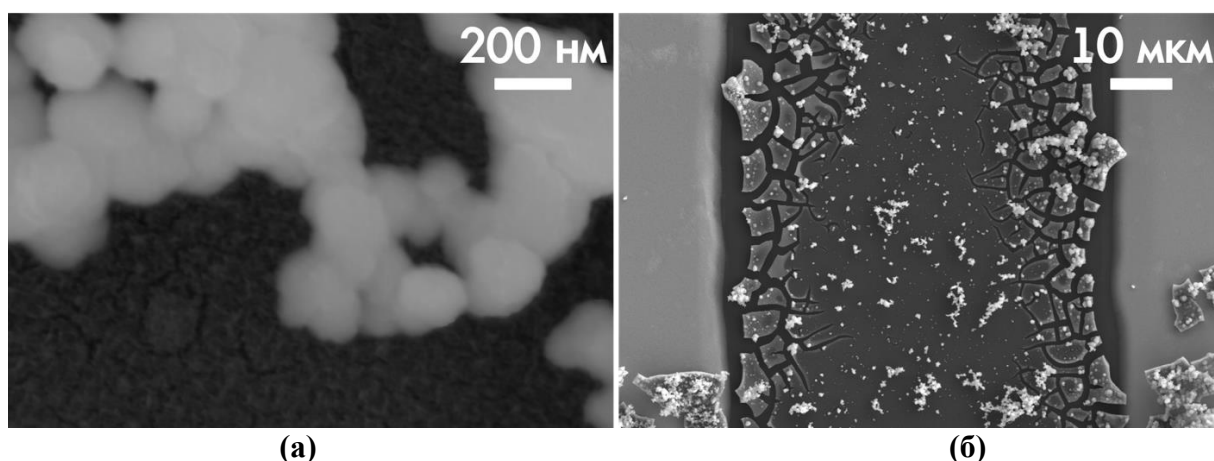


Рис. 1 – Изображения поверхности слоя оксида никеля, полученные при помощи сканирующей электронной микроскопии при большом (а) и малом (б) увеличении

Газочувствительные характеристики сформированной газоаналитической линейки исследовались путем измерения сопротивления между каждой парой полосковых электродов чипа при воздействии смесей изопропанола и бензола с воздухом в концентрации 1–100 *ppm* при нагреве мультиэлектродного чипа от 100 °С до 270 °С.

Для примера на Рисунке 2а показана температурная зависимость отклика хеморезистивных элементов газоаналитической линейки, рассчитанного как  $(\Delta R/R_0) \cdot 100\%$ , где  $\Delta R$  – изменение сопротивления относительно сопротивления на воздухе  $R_0$  при воздействии изопропанола концентрацией 10 *ppm*. Как видно из Рисунка 2а, оптимальная температура для функционирования газоаналитической линейки составляет 250 °С, при которой наблюдается наивысший отклик, равный около 400 %. На Рисунке 2б показан результат обработки методом линейного дискриминантного анализа (ЛДА) совокупного отклика всех хеморезистивных элементов газоаналитической линейки при воздействии изопропанола и бензола концентрацией 10 *ppm* при температуре функционирования, равной 250 °С. Как видно из Рисунка 2б, кластеры воздуха, изопропанола и бензола не пересекаются и достаточно удалены друг от друга, что позволяет их селективное распознавание.

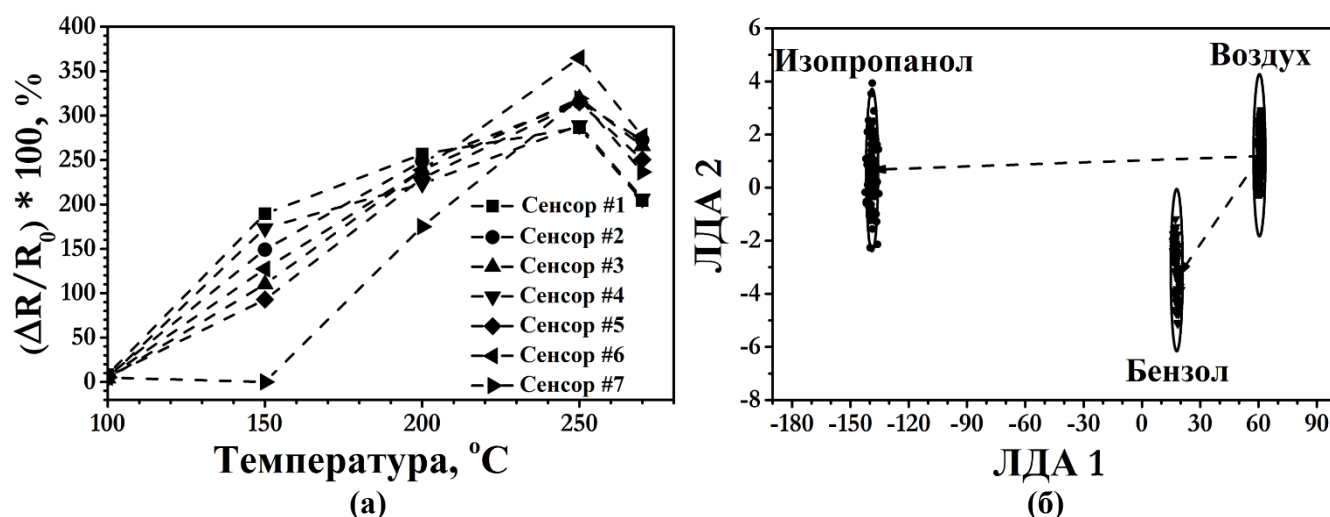


Рис. 2 – (а) Температурная зависимость отклика хеморезистивных элементов газоаналитической линейки на основе оксида никеля при воздействии изопропанола концентрацией 10 *ppm*; (б) результат обработки методом линейного дискриминантного анализа (ЛДА) совокупного отклика всех хеморезистивных элементов газоаналитической линейки при воздействии изопропанола и бензола концентрацией 10 *ppm* при температуре функционирования, равной 250 °С

*Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ, проект 16.1119.2017/4.6. Авторы благодарят за сотрудничество группы М. Зоммера и М. Брунса (Технологический институт Карлсруэ, Германия).*

#### Библиографический список

1. Goschnick J. // Microelectronic Engineering. 2001. V. 57-58. P. 693.



## ВЛИЯНИЕ СОПУТСТВУЮЩЕЙ ИОННО – ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ ПРИ ВЧ – МАГНЕТРОННОМ НАПЫЛЕНИИ НА СВОЙСТВА ПЛЕНОК SnO<sub>2</sub>

А.С. Соломенникова, П. Н. Крылов, И. В. Федотова, Р. М. Закирова,  
А. С. Алалыкин

*Удмуртский государственный университет, Ижевск  
E-mail: solomennikova170@mail.ru*

В настоящее время одними из самых перспективных тонкопленочных покрытий являются прозрачные проводящие покрытия на основе оксидов металлов (цинка, олова, индия). Прозрачные проводящие покрытия (ППП) обладают высокой электропроводностью и хорошей оптической прозрачностью.

За последнее десятилетие области применения ППП растут стремительными темпами. Сегодня они используются при производстве различных оптоэлектронных приборов и устройств органических светодиодов, жидкокристаллических дисплеев, сенсорных экранов, электрохромных панелей, элементов гибкой электроники и др. [1]

Благодаря сочетанию оптических и электрических свойств тонкие слои SnO<sub>2</sub> наиболее широко применяются в основном в двух областях: газовая сенсорика и прозрачная электроника.

Тонкие пленки SnO<sub>2</sub> могут быть получены различными способами, такими как химического осаждения из паровой фазы, напыления, золь-гель процесса, и брызгами пиролиза. Метод магнетронного распыления, по сравнению с другими методами осаждения, является наиболее удобным методом для получения пленок диоксида олова из-за своей высокой скорости осаждения, экономической выгоды, хорошей воспроизводимости, и возможности использования [2].

Оптические свойства тонких пленок SnO<sub>2</sub> определены с помощью спектров пропускания (рис.1), полученных с помощью спектрофотометра СФ – 56.

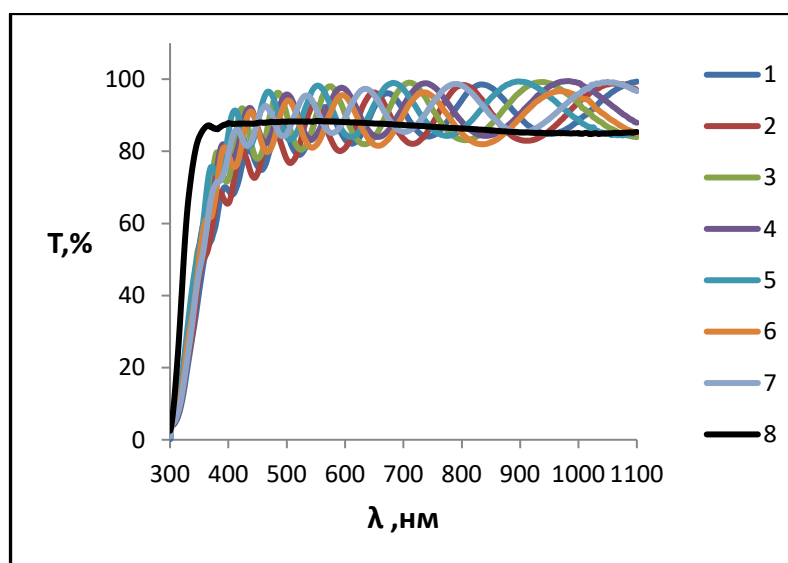


Рис.1. Спектры пропускания тонких пленок SnO<sub>2</sub> на стеклянной подложке: 1 - обр. без ионной обработки; 2 - обр. с током ионной обработки 10 мА; 3 – 20 мА; 4 – 30 мА; 5 – 40 мА; 6 – 50 мА; 7 – 60 мА; 8 – спектр пропускания чистой подложки.

Для определения оптических констант пленок использовались следующие формулы:

$$n(\lambda) = \left[ \frac{2 \cdot n_s \cdot (T_M(\lambda) - T_m(\lambda))}{T_M(\lambda) \cdot T_m(\lambda)} + \frac{n_s^2 + 1}{2} + \sqrt{\left( \frac{2 \cdot n_s \cdot (T_M(\lambda) - T_m(\lambda))}{T_M(\lambda) \cdot T_m(\lambda)} \right)^2 + n_s^2} \right]^{\frac{1}{2}},$$

где  $T_m$  и  $T_M$  - коэффициенты пропускания пленки соответствующие минимумам и максимумам на спектре пропускания,  $n_s$  - показатель преломления подложки[3];

$$d(\lambda) = \frac{A \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{2 \cdot (n(\lambda_1) \cdot \lambda_2 - n(\lambda_2) \cdot \lambda_1)},$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  - длины волн, которые соответствуют соседним экстремумам на спектре пропускания,  $A=1$  для двух соседних экстремумов одного типа (max-max, min-min) и  $A=0.5$  для двух соседних экстремумов противоположного типа (max-min, min-max) [3];

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d} \cdot \ln \left[ \frac{T \cdot (1 - T_s)^2}{-2T_s + \sqrt{4 \cdot T_s^2 + T^2 \cdot (1 - T_s^2)^2}} \right],$$

где  $d$  - толщина пленки,  $T$  - коэффициент пропускания пленки  $T_s$  - коэффициент пропускания подложки[4];

$$k(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda) \cdot \lambda}{4 \cdot \pi}$$

Коэффициенты поглощения тонких пленок  $\text{SnO}_2$  в области края собственного поглощения хорошо описываются выражением[3]:

$$\alpha \cdot h \cdot \nu \sim B \cdot (h \cdot \nu - E_g)^{1/2},$$

где  $B$  - константа,  $h\nu$  - энергия кванта света,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны. Такая зависимость свидетельствует о том, что материалы исследуемых пленок являются прямозонными полупроводниками.

Экстраполяцией линейных участков соответствующих кривых зависимостей  $(\alpha h\nu)^2 = f(h\nu)$  до пересечения с осью энергий  $h\nu$  определены значения ширины запрещенной зоны тонких пленок (рис.2.).

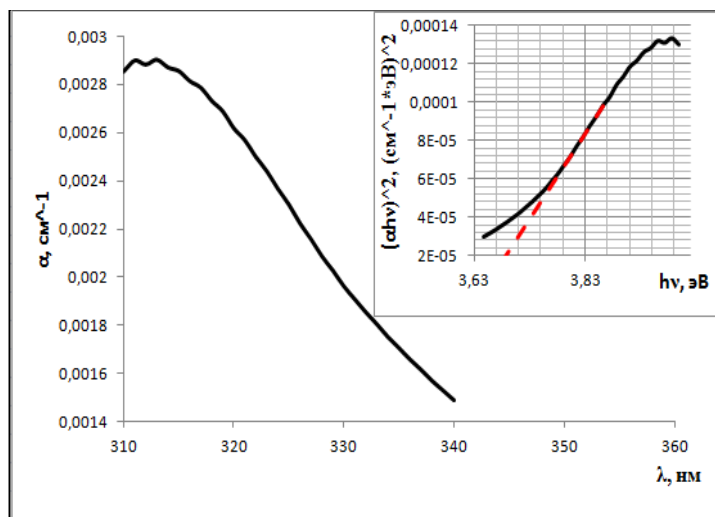


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны. Вставка иллюстрирует определение ширины запрещенной зоны.

Результаты расчётов приведены в таблице 1.

Таблица 1.

I, мА	n	k	d, нм	E <sub>g</sub> , эВ
0	2.07	0.012	792	3.69
10	2.14	0.011	855	3.7
20	2.18	0.012	683	3.7
30	2.08	0.009	800	3.67
40	2.1	0.01	726	3.65
50	2.09	0.011	792	3.67
60	2.03	0.009	817	3.67

#### Библиографический список

1. Liu H., Avrutin V., Izyumskaya N. Transparent conducting oxides for electrode applications in light emitting and absorbing devices // Superlattices Microstruct. - 2010. - Vol. 48.- N 5.- P. 458 – 484.
2. [<https://www.hindawi.com/journals/ijp/2012/235971/>]
3. Брус В.В. Оптические свойства тонких пленок TiO<sub>2</sub> – MnO<sub>2</sub>, изготовленных по методу электронно-лучевого испарения//ЖТФ.2012 Т. 82. В. 8. С.110 – 113
4. Замчий А. О. Синтез кремнийсодержащих структур методом газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой. Дисс. к.ф.-м.н. Новосибирск. 2015. 75 с.

**СВЯЗАННЫЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ:  
ГЕНЕРАЦИЯ ХАОСА**

**Н.В. Станкевич<sup>1,2</sup>, А.П. Кузнецов<sup>1,3</sup>, Н.А. Щеголева<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

<sup>3</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: stankevichnv@mail.ru*

Связанные квазипериодические колебания привлекают внимание [1-4]. Системы такого типа демонстрируют множество разнообразных динамических феноменов. Одним из интересных примеров является возникновение хаоса разного типа. В настоящем докладе эта проблема рассматривается для двух диссипативно связанных квазипериодических генераторов

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 - (\lambda_1 + z_1 + x_1^2 - \beta x_1^4)\dot{x}_1 + \omega_0^2 x_1 + M_C(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) &= 0, \\ \dot{z}_1 &= b(\varepsilon - z_1) - k\dot{x}_1^2, \\ \ddot{x}_2 - (\lambda_2 + z_2 + x_2^2 - \beta x_2^4)\dot{x}_2 + (\omega_0 + \Delta)^2 x_2 + M_C(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) &= 0, \\ \dot{z}_2 &= b(\varepsilon - z_2) - k\dot{x}_2^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x_1, z_1$  - переменные, характеризующие первый генератор,  $x_2, z_2$  - переменные второго генератора,  $\Delta$  - частотная расстройка генераторов,  $M_C$  - коэффициент диссипативной связи.

Для данной системы на плоскости параметров (частотная расстройка – величина связи) обнаружены как области хаоса с одним положительным показателем Ляпунова, так и гиперхаоса – с двумя положительными показателями. На рис.1 показаны фазовые портреты хаотического и гиперхаотического аттракторов, а также соответствующие Фурье-спектры для значения параметра  $\beta = 1/18$ .

Как видно из рисунка, структура аттракторов в фазовом пространстве имеет нетривиальный вид. Спектры Фурье имеют основной пик на частоте первого генератора  $\omega_0$ , а также имеется пик на частоте второго генератора  $\omega_0 + \Delta$ . При этом в случае хаоса в спектре Фурье наблюдаются также пики на комбинационных частотах, что характерно для квазипериодических колебаний. Для гиперхаоса комбинационные частоты гораздо менее выражены, спектр становится более гладким и равномерным, можно отметить его небольшое расширение.

Второй пример хаотической динамики относится к случаю уменьшенного значения параметра  $\beta = 1/25$ . В этом случае в связанных генераторах возникают два типа хаоса: с одним положительным и отрицательными показателями Ляпунова, а также с одним положительным и одним нулевым показателем. Даны иллюстрации вида аттракторов. Показано, что внутри языков двумерных резонансных торов на плоскости параметров (частотная расстройка – величина связи) наблюдается каскад удвоения торов с их последующим разрушением с возникновением хаоса второго типа.

Третий случай соответствует значению  $\beta = 1/30$ . В этом случае изменяются свойства индивидуального генератора. На плоскости параметров такого генератора  $(\omega_0, \lambda)$  наблюдается хаос, возникающий за счет перекрытия языков

синхронных периодических режимов. Для связанных генераторов на плоскости (частотная расстройка – величина связи) наблюдается эффект разрушения структуры резонансной паутины Арнольда. Области хаоса и гиперхаоса занимают значительную часть плоскости параметров, но, однако, в системе сохраняются инвариантные торы разной размерности и периодические режимы разного типа. Даны соответствующие иллюстрации.

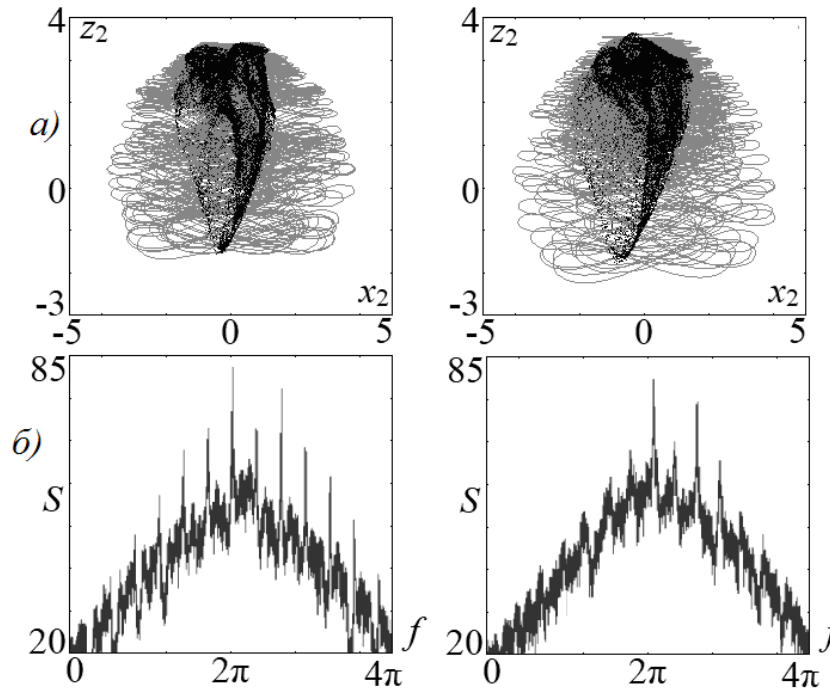


Рис.1. Фазовые портреты (а) и спектры Фурье (б) хаотического и гиперхаотического аттрактора системы (1).  $b = 1$ ,  $\varepsilon = 4$ ,  $\kappa = 0.02$ ,  $\lambda = -1$ ,  $\beta = 1/18$ ,  $\omega_0 = 2\pi$ .

*Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых МК-661.2017.8 и гранта РФФИ №16-02-00135.*

#### Библиографический список

1. Анищенко В.С., Николаев С.М. // Нелинейная динамика. 2006. Т. 2, № 3. С. 267-278.
2. Anishchenko V., Nikolaev S., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73, №5. P. 056202.
3. Anishchenko V.S., Nikolaev S.M., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 046216.
4. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. // Нелинейная динамика. 2013. Т. 9, №3. С. 409.

**СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПЛАНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СТРУКТУР ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ****А. В. Стародубов<sup>1,2</sup>, А. А. Сердобинцев<sup>2</sup>, А. М. Павлов<sup>2</sup>, В.В. Галушка<sup>2</sup>,  
П.В. Рябухо<sup>2</sup>, Н. М. Рыскин<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [StarodubovAV@gmail.com](mailto:StarodubovAV@gmail.com)*

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитных волн в настоящее время остается все еще одним из наименее освоенных в радиофизике и вакуумной электронике. Располагаясь за пределами режимов работы традиционных сверхвысокочастотных (СВЧ) и оптических устройств, он принадлежит к так называемому «технологическому провалу» [1]. Несмотря на то, что сейчас уже существуют приборы, способные генерировать терагерцовое излучение [2-4], из-за колоссальной стоимости и трудоемкости изготовления, сложностей в эксплуатации и/или недостаточной надежности их применение чаще всего ограничивается научными исследованиями, и, таким образом, этот диапазон по-прежнему остается малодоступным для широкого использования в высокотехнологичных отраслях экономики. Таким образом, исследования, направленные на разработку устройств и их базовых компонентов, способных генерировать и усиливать электромагнитное излучение терагерцового диапазона актуальны и востребованы. Одной из основных проблем при разработке генераторов и усилителей терагерцового диапазона является создание электродинамических структур и систем. Для изготовления как самих непосредственно замедляющих систем, так и отдельных элементов пробуют использовать методы литографии и ее разновидности (LIGA, UV-LIGA, SU-8 процесс), методы электроэрозионной обработки (EDM, electric discharge machining), методы глубокого реактивного ионного травления (deep reactive ion etching (DRIE)), методы 3D-печати, микро- и нанофрезерования с компьютерным управлением (computer numerical control (CNC) milling). В первой части доклада изложены особенности, преимущества и недостатки описанных выше современных подходов к изготовлению электродинамических структур, в том числе планарных замедляющих структур для устройств вакуумной терагерцовой электроники. Вторая часть доклада посвящена изложению предложенного авторами нового подхода к изготовлению планарных замедляющих структур. В рамках предложенного подхода замедляющие структуры формируются на диэлектрической подложке в технологическом процессе, включающем три основные стадии. На первой стадии на подложку наносится проводящее металлическое покрытие. На второй методом лазерной абляции на координатном станке с цифровым управлением на металлическом покрытии формируется рисунок замедляющей структуры в соответствии с конструкторскими чертежами. На третьей стадии производится разделение подложки с рисунком на отдельные макеты замедляющих структур заданных размеров с использованием алмазного

скрайбера с ручным позиционированием. Для нанесения медного проводящего слоя предложено использовать метод магнетронного распыления на постоянном токе. Формирование замедляющей структуры продемонстрировано с помощью лазерного станка с ЧПУ, в котором использовался иттербиевый импульсный волоконный лазер с длиной волны 1.064 мкм. Достоинствами разработанной технологии изготовления макетов планарных замедляющих систем с использованием магнетронного напыления и лазерной абляции являются:

1) высокая скорость изготовления макетов - при необходимости весь процесс от начальной стадии в виде магнетронного распыления до конечной стадии в виде обрезки макетов под необходимые размеры возможно осуществить за один рабочий день;

2) низкая стоимость изготовления по сравнению с технологиями, основанными на литографии - отсутствует необходимость в изготовлении масок и фотосаблонов, закупки химических реактивов (фоторезисты, травители и т.п.), а также других технологически необходимых расходных материалов;

3) широчайшие возможности и отсутствие трудностей по быстрому внесению изменений в конструкцию макета замедляющей системы и ее последующему изготовлению.

На основе разработанных ранее макетов планарных замедляющих структур для V-диапазона (50-70 ГГц) [5-6] изготовлены и экспериментально исследованы готовые образцы замедляющих систем, проведено сравнение с результатами численного моделирования. Получены и опубликованы первые положительные результаты исследований [7-8].

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-12-01160.*

#### **Библиографический список**

1. *Booske J. H.* // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15, № 5, p. 055502.
2. *Mann C. M.* Terahertz Sources and Systems (edited by R. E. Miles, P. Harrison, and D. Lipsens), Kluwer, Dordrecht, 2001.
3. *Братман В.Л., Лутвак А.Г., Суворов Е.В.* // УФН. 2011. Т. 181, № 8. с. 867.
4. *Lewis R. A.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2014. Vol. 47, № 37. P. 374001.
5. *Benedik A.I., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Torgashov G.V., Sinitsyn N.I., Bushuev N.A., and Shalaev P.D.* // Proceedings of 16th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2015), Beijing, China, 27-29 April, 2015. DOI: 10.1109/IVEC.2015.7223750.
6. *Ryskin N.M., Benedik A.I., Rozhnev A.G., Sinitsyn N.I., Torgashov G.V., Torgashov R.A.* // EPJ Web of Conferences 149 (2017) 04027. DOI: 10.1051/epjconf/201714904027
7. *Бенедик А.И., Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Стародубов А.В., Торгашов Р.А., Торгашов Г.В.* // Проблемы СВЧ электроники. 2017. Т. 1. № 3. С. 16
8. *Ryskin N.M., Rozhnev A.G., Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Pavlov A.M., Benedik A.I., Torgashov R.A., Torgashov G.V., Sinitsyn N.I.* // IEEE Electron Device Letters, May 2018, Vol. 39, № 5, p. 1, DOI: 10.1109/LED.2018.2821770

**АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ НЕМТ-ПОДОБНОЙ СТРУКТУРЫ ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОНТАКТАМИ****М. В. Степушкин<sup>1,2</sup>, С. П. Курочка<sup>2</sup>**<sup>1</sup>ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

E-mail: СОКРОВАЕНЕУ@yandex.ru

При измерении характеристик омических контактов к селективно легированным гетероструктурам с высокой подвижностью носителей заряда традиционно применяется метод передающей линии (transmission line method, TLM). Его применение основано на предположении, что сопротивление образца определенной длины складывается из двух сопротивлений контактов, которые считаются постоянными и сопротивления участка полупроводника между ними, линейно зависящего от длины. С этой целью изготавливаются специальные структуры, содержащие несколько одинаковых контактов, расположенных на различных расстояниях друг от друга.

Во время разработки технологии изготовления омических контактов к НЕМТ-подобным гетероструктурам на основе GaAs/AlGaAs, использованным в [1], нами была обнаружена аномальная зависимость сопротивления от расстояния между контактами, приведенная на рисунке **Ошибка! Источник ссылки не найден..** При охлаждении до 100 К сопротивление зазора 20 мкм становилось равным, а при дальнейшем снижении температуры превышало сопротивление более длинных зазоров. При этом вольт-амперные характеристики всех контактов оставались линейными.

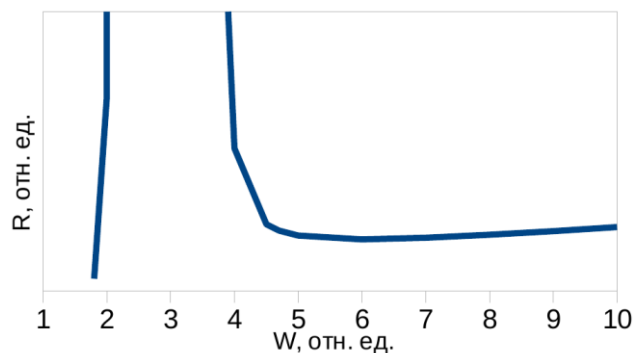
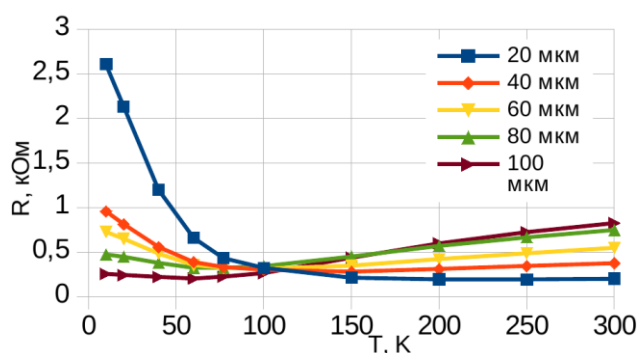
В работе использовались структуры с высокой подвижностью и низкой концентрацией электронов ( $\mu = 1.4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $N = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при температуре 40 К), глубина залегания двумерного электронного газа составляла 40 нм. Также были исследованы структуры с глубиной залегания 135 нм, однако на них необычных эффектов обнаружено не было. Контакты представляли собой квадраты со стороной 100 мкм, расположенные на расстояниях 20, 40, 60, 80 и 100 мкм друг от друга.

Наиболее вероятным механизмом, объясняющим аномальную зависимость, является наличие пьезоэлектрического эффекта, вызванного механическими напряжениями на границе контакта. В работе [2] приведена относительно простая модель, используемая для расчета влияния пьезоэффекта на характеристики полевого транзистора. Применение этой модели к рассматриваемой структуре подтвердило, что существует соотношение параметров, таких как механическое напряжение, концентрация носителей и другие, при которых сопротивление более короткого зазора становится больше, чем более длинного. Как видно из рисунка **Ошибка! Источник ссылки не найден..**, уменьшение сопротивления при увеличении длины наблюдается лишь в узком диапазоне от 4 до 5 единиц, где за единицу принимается глубина залегания проводящего слоя. При длине от 2 до 4 единиц влияние пьезоэффекта оказывается достаточным для полного обеднения



проводящего слоя, что приводит к полному отсутствию проводимости. В рассматриваемых структурах, с глубиной залегания проводящего слоя 40 нм, расстояния между контактами не должны превышать 200 нм, что в 500 раз меньше расстояния между контактами в экспериментальной структуре.

Таким образом, для объяснения влияния контактов, расположенных на значительно большем расстоянии, необходимо применение более сложной модели. Вместо расчета непосредственного влияния механического напряжения в каждой точке канала на концентрацию носителей мы учли влияние пьезозарядов, возникающих под действием механических напряжений, во всем объеме полупроводника. В рамках данной модели была подтверждена возможность существования области, в которой с увеличением длины зазора его сопротивление падает, и для образцов с расстояниями между контактами, превышающими глубину залегания проводящего слоя в 2000 — 100000 раз.



Таким образом, в структурах GaAs/AlGaAs обнаружено значительное влияние пьезоэффекта, которое необходимо учитывать при проектировании приборов микро- и нанoeлектроники.

#### Библиографический список

1. Борисов В. И., Кувшинова Н. А., Курочка С. П., Сизов В. Е., Степушкин М. В., Темиряев А. Г. // Физика и техника полупроводников, том 51, вып. 11 (2017) с. 1534 — 1537
2. Shin-Shien Lo, Chien-Ping Lee // IEEE Trans. on Electron Devices. vol.ED-37. NO.10, (1990)

## ЛАЗЕР НА ПОЛИКРИСТАЛЛЕ $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ С ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ СЕЛЕКТОРОМ

К. Э. Сумачев<sup>1</sup>, А. П. Савикин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный институт им. Н. И. Лобачевского

E-mail: sumachev09@gmail.com

Для различных задач спектроскопии, мониторинга окружающей среды и медицинской диагностики имеется потребность в перестраиваемых источниках когерентного излучения среднего ИК диапазона спектра [1]. Активная среда из поликристалла  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ , имеющего широкую полосу усиления в спектральной области 2-3 мкм, позволяет создать лазеры для вышеперечисленных задач. Перестройка длины волны лазерного излучения на сегодняшний день осуществляется с помощью дифракционных решеток, призм, ИП-фильтров [2]. Недостатком данных способов перестройки является наличие механического воздействия на перестраиваемые элементы, что ведет к снижению воспроизводимости генерационных характеристик.

При помещении кристалла в постоянное электрическое поле  $E$  направленное вдоль оси  $X$ , перпендикулярно оптической оси кристалла  $Z$ . в плоскости  $(X, Y)$  возникают два главных направления под углами  $45^\circ$  к осям  $X$  и  $Y$  с показателями преломления  $(n_o - \Delta n)$  и  $(n_o + \Delta n)$ , то есть появляются медленная и быстрая ось, причём  $\Delta n \sim E_{эл}$  [3]. Излучение распространяется вдоль оси  $Z$ , исключая влияние естественной анизотропии кристалла.

На рис. 1 представлена схема  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера с электрооптическим селектором. Источником накачки  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазера является  $\text{Tm}^{3+}:\text{YLF}$  лазер (1). Селективное устройство представляет собой комбинацию двулучепреломляющей пластинки (2) из кристаллического кварца толщиной  $d = 6$  мм и кристалла  $\text{LiNbO}_3$  (3), расположенных в плече резонатора между поляризатором (4) и глухим зеркалом (5). Оптическая ось двулучепреломляющей пластинки составляет угол  $45^\circ$  к осям  $X$  и  $Y$ .

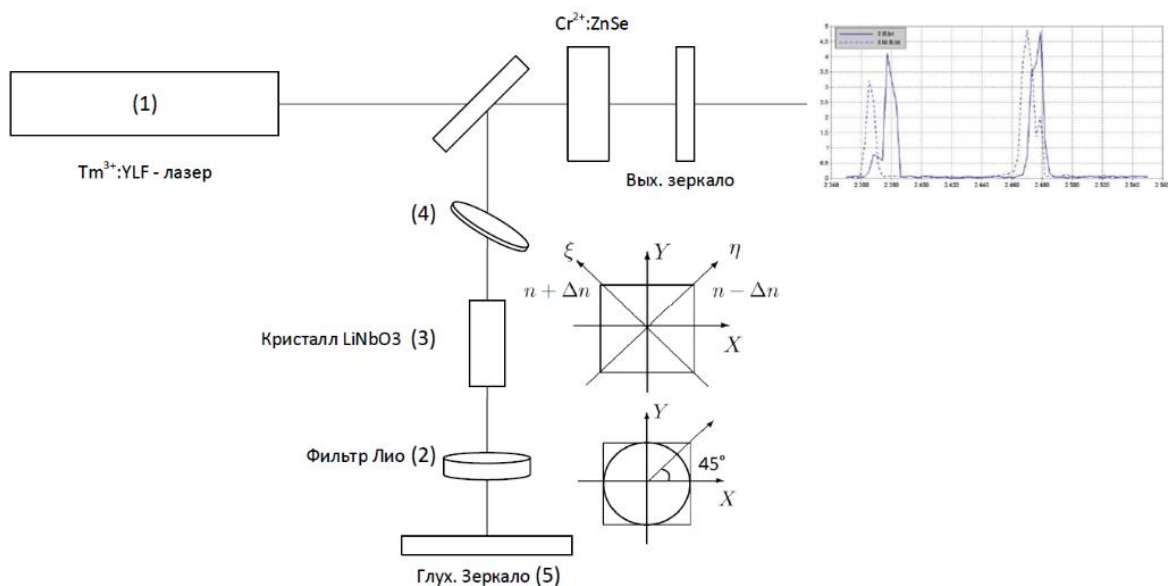


Рис.1

Поляризатор образован пластинкой из плавленого кварца, расположенной под углом Брюстера к оптической оси резонатора. В отсутствие электрического поля спектр генерации имел два максимума шириной  $\delta\lambda=6$  нм, на расстоянии между максимумами  $\Delta\lambda=53$  нм, с длинами волн  $\lambda_1=2412$  нм и  $\lambda_2=2465$  нм соответственно. Перестройка длины волны излучения осуществлялась изменением напряжения на кристалле LiNbO<sub>3</sub>.

При наличии электрического поля в кристалле сдвиг по фазе между обыкновенной и необыкновенной волной в комбинированном селекторе рассчитывается как:

$$\Delta\varphi = \pi \frac{(n_{o1} - n_{e1})}{\lambda} 2d_1 + 2\pi \frac{(n_{o2}^3 r_{22} U)}{\lambda} \frac{2l}{d_2},$$

где  $n_{o1}$ ,  $n_{e1}$  - показатели преломления обыкновенного и необыкновенного луча для кристаллического кварца,  $n_{o2}$  - показатель преломления для обыкновенного луча LiNbO<sub>3</sub>,  $d_1$  - толщина фазовой пластинки,  $U$  - приложенное напряжение к кристаллу,  $l$  - длина кристалла,  $d_2$  - расстояние между электродами,  $r_{22}$  - электрооптический коэффициент. При изменении напряжения на кристалле LiNbO<sub>3</sub> наблюдалась одновременная перестройка обоих максимумов (рис.2).

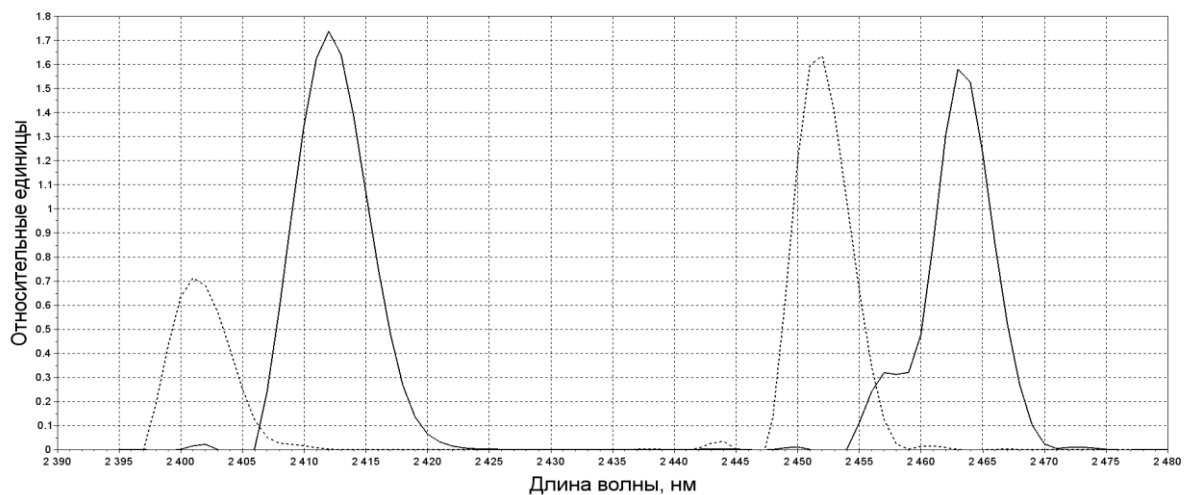


Рис. 2

Таким образом, в работе была осуществлена электрооптическая перестройка длины волны спектра генерации в диапазоне 2465 - 2450 нм для фазовой пластинки толщиной 6 мм с помощью электрооптического эффекта Погкельса в нелинейном кристалле LiNbO<sub>3</sub>. Перестроечный коэффициент составил  $K = 11$  нм/кВ.

#### Библиографический список

1. *Mirov S., Fedorov V., Martyshkin D., Kim C.* // «Laser&Photon».2010. Rev.4. № 1.
2. *Егоров А.С., Еремейкин О.Н.* // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 12. С. 1106
3. *Зюрюкин Ю.А.* // изв. Вузов «ПНД».2010 т.18, №5.

**О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ОТ МИКРООБЪЕКТОВ****А.В. Сучилин, Е.Л. Никишин, М.В. Павлова**<sup>1</sup>*Саратовский государственный технический университет**имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия,**E-mail: nikel55@rambler.ru*

В работах [1,2] описан метод визуализации акустических полей с использованием гибридного акустооптического процессора с двойным Фурье-преобразованием. В работе [2] рассмотрены общие принципы механизма формирования оптического изображения акустических волн от микрообъекта с помощью гибридного акустооптического процессора. Там же показано, что для сканирования исследуемого объекта вдоль оси распространения луча с целью обеспечения выполнения условия Брэгга необходимо реализовать поворот падающего излучения в плоскости акустооптического взаимодействия. В данной работе для выполнения этого условия была использована цилиндрическая линза, формирующая расходящийся световой пучок. Помимо сканирования, использование цилиндрической линзы, позволяет добиться широкой апертуры падающего излучения и тем самым улучшить разрешающую способность прибора.

Разрешающая способность оценивалась в направлении перпендикулярном плоскости, образованной продольной осью звукопровода из ниобата лития и направлением падающего пучка когерентного света с длиной волны 632,8 нм. Излучающие элементы представляли собой квадрат со стороной 70 мкм и располагались в два ряда с периодом следования 200 мкм.

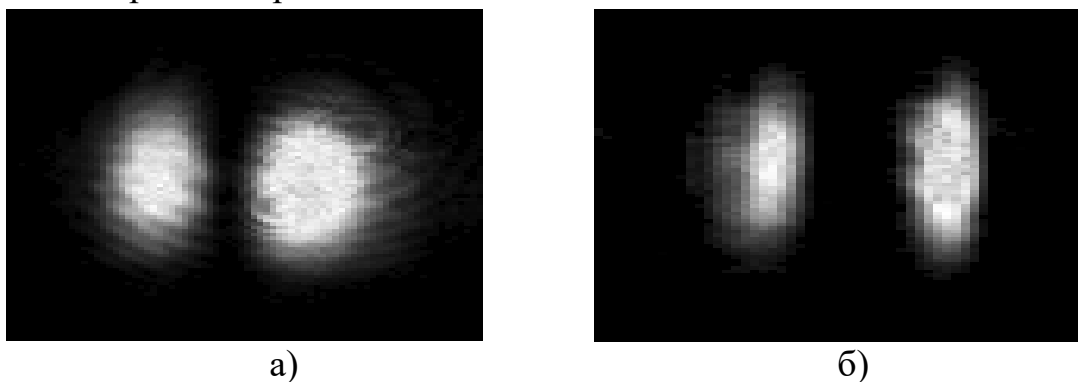


Рис.1. Полученное изображение излучающих элементов преобразователя при апертуре 0,6 мм (а) и 6 мм (б)

Проводилось сравнение отношения ширины излучающего элемента преобразователя к периоду следования излучателей в полученном изображении при различной апертуре светового пучка. При значении апертуры равном 0,6 мм согласно формуле (1) минимальное разрешение равно 79 мкм. С увеличением апертуры до 6 мм разрешение теоретически возрастает до 8 мкм, но из-за ограничений, обусловленных ПЗС камерой, оно не превышает величины порядка 12 мкм.

На основе анализа изображений излучателей были построены графики зависимости яркости излучающих элементов от координаты в направлении оценки разрешающей способности (рис.2).

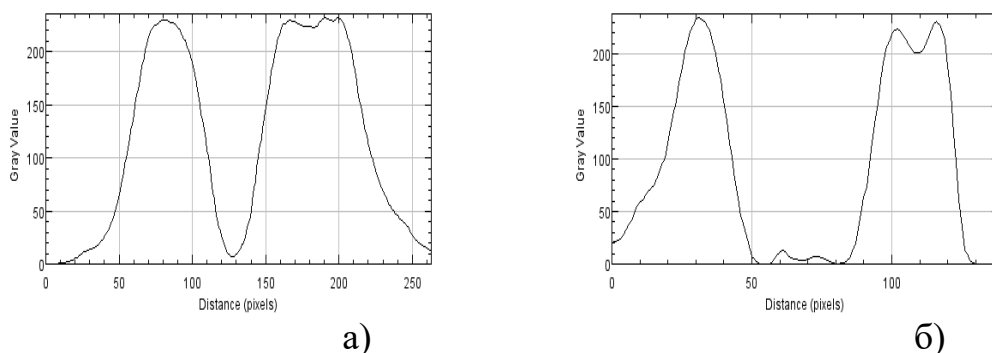


Рис.2. Распределение интенсивности света в изображении излучающих элементов преобразователя при апертуре 0,6 мм (а) и 6 мм (б)

Определяя ширину излучателя по уровню падения интенсивности на 3дб, было найдено отношение ширины излучающего элемента преобразователя к периоду следования излучателей. Для апертуры 0.6 мм это отношение равно 0.71, а для апертуры равной 6 мм оно составляет 0.33.

Таким образом, с увеличением апертуры падающего пучка света отношение ширины излучающего элемента к периоду их расположения на изображении приближается к истинному значению 0.35, что позволяет сделать вывод о росте разрешающей силы гибридного акустооптического процессора.

На изображении акустических излучателей (рис.1) видно изменение пропорций продольных и поперечных размеров исследуемого объекта. Оно связано с геометрией процесса построения изображения при визуализации акустических полей и рассмотрено в работе [3]. Угловой масштаб картины отображаемого акустического поля будет изменяться от 1 для направления вдоль оси распространения луча до величины  $\lambda f / nv$ , для перпендикулярного направления. Здесь  $f$  - частота акустической волны,  $v$  - ее скорость,  $\lambda$  - длина волны света в вакууме,  $n$  - показатель преломления среды.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-07-00687).*

#### Библиографический список

1. Колотырин А.А., Зимняков Д.А., Никишин Е.Л., Здражевский Р.А., Заварин С.В. Гибридный акустооптический фурье-процессор для визуализации пространственно-неоднородных акустических полей // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т.37. – Вып.21. – С. 9–16.
2. Колотырин А.А. Анализ визуального отображения акустического объекта в гибридном акустооптическом процессоре/ А.А. Колотырин, Е.Л. Никишин, М.В. Павлова, А.В. Сучилин //Актуальные проблемы электроники и приборостроения: материалы междунар. науч.-тех. конф. Саратов, СГТУ, 2014.- Т.1 – с.290-294
3. Никишин Е.Л. Павлова М.В. Сучилин А.В. Теоретическая и экспериментальная оценка коэффициента анаморфирования в гибридном акустооптическом устройстве визуализации акустических полей //Актуальные проблемы электроники и приборостроения: материалы междунар. науч.-тех. конф. Саратов, СГТУ, 2016.- Т.1 – с.427-431
4. Korpel A. Acousto-optics / A. Korpel. N.Y.: Marcel Dekker Inc., 1997. 396 p.

## ГЕКСАГОНАЛЬНАЯ ФАЗА АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СРЕЗА

А. А. Сушков<sup>1</sup>, Д. А. Павлов<sup>1</sup>, К. Р. Мухаматчин<sup>1,2</sup>, Н. В. Байдусь<sup>2</sup>,  
А. В. Рыков<sup>2</sup>, А. В. Новиков<sup>3</sup>, Д. В. Юрасов<sup>3</sup>, В. Г. Шенгуров<sup>2</sup>,  
С. А. Денисов<sup>2</sup>, В. Ю. Чалков<sup>2</sup>, А. А. Никольская<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

<sup>2</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН

E-mail: [sushkovartem@gmail.com](mailto:sushkovartem@gmail.com)

Si, Ge, AlAs традиционно используются в качестве буферных слоев для выращивания GaAs на подложках Si [1] и сапфира. При нормальных условиях эти полупроводники являются непрямозонными. Si и Ge имеют структурный тип алмаз, а AlAs – сфалерит. В процессе роста одного полупроводника на другом из-за рассогласования параметров решеток формируется большое количество дефектов, в том числе дефекты упаковки. При высокой плотности дефектов упаковки возможно изменение структурного типа материала, следовательно, и зонной структуры. Теоретические расчеты указывают, что гексагонализация алмазоподобных полупроводников, которая сопровождается снижением симметрии кристалла, зачастую приводит к выпрямлению зонной структуры или повышению вероятности прямых межзонных переходов.

В работе исследовалась кристаллическая структура слоев Si, Ge и AlAs на подложках Si(112) и сапфира(1 $\bar{1}$ 02). Теоретический расчет зонной структуры проводился первопринципным методом в рамках теории функционала плотности, с использованием пакета WIEN2k. Исследование поперечного среза структур осуществлялось на высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе (ВРПЭМ) JEM-2100F (200 кВ).

На ВРПЭМ-изображениях поперечного среза структур AlAs/Ge/Si(112) и AlAs/Ge/Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(1 $\bar{1}$ 02) в слоях AlAs, Si и Ge обнаружены области с высокой концентрацией дефектов упаковки (рис. 1, 2 (а), 3 (а)).

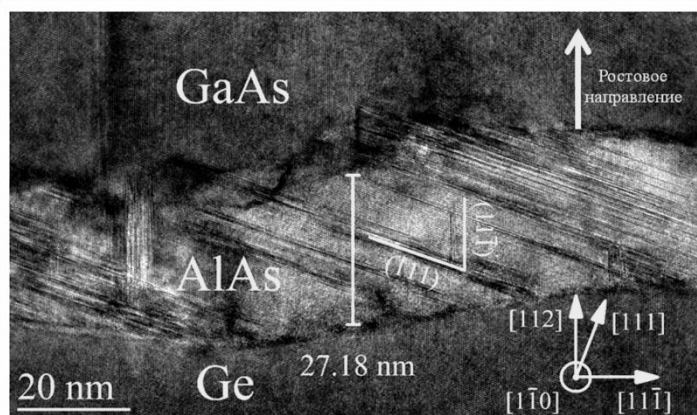


Рис. 1. ВРПЭМ-изображение поперечного среза структуры GaAs/AlAs/Ge/Si(112).

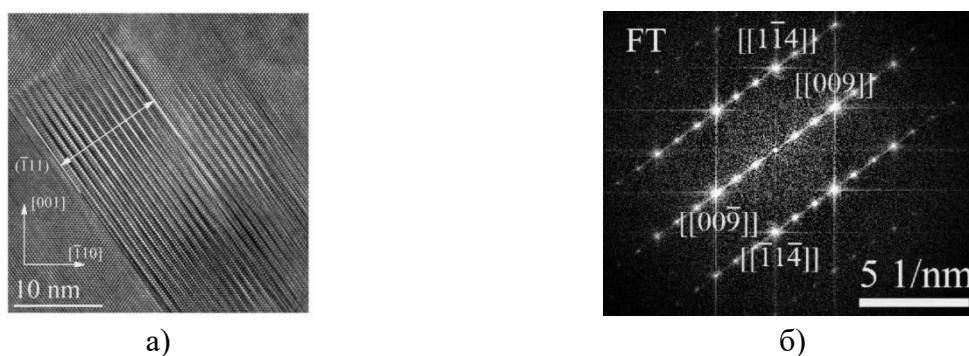


Рис. 2. а) ВРПЭМ-изображение поперечного среза области Si с гексагональной фазой в структуре Si/A<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(1102); б) Фурье-преобразование (FT) от области на изображении (а).

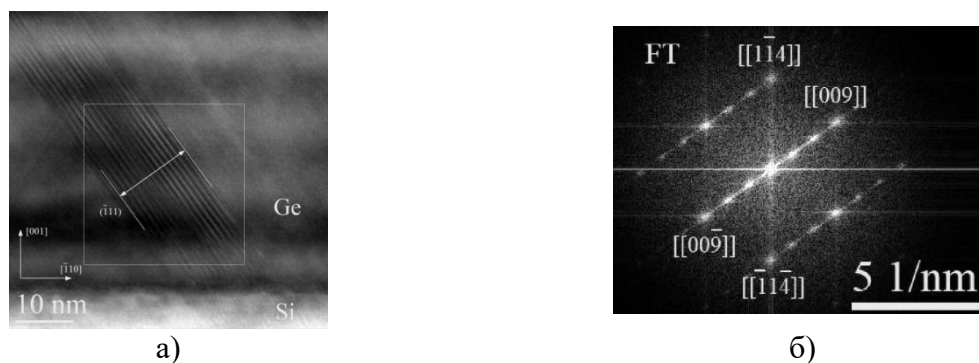


Рис. 3. а) ВРПЭМ-изображение поперечного среза области Ge с гексагональной фазой в структуре Ge/Si/A<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(1102); б) Фурье-преобразование (FT) от выделенной области на изображении (а).

Расшифровка этих областей на ВРПЭМ-изображениях с помощью расчета межплоскостных расстояний в направлении типа [111] и Фурье-преобразования (рис. 2 (б), 3 (б)) указывает на преобладание политипа 9R, который имеет долю гексагонализации 66.66%. Компьютерное моделирование политипа 9R Ge показывает, что его зонная структура должна быть прямозонной. Что касается Si, то существуют публикации, в которых продемонстрировано, что при гексагонализации Si происходит изменение зонной структуры, приводящее к повышению вероятности прямых переходов и к появлению связанной с ними люминесценции [2]. Кроме этого литературные данные предсказывают, что AlAs со структурным типом вюрцит имеет прямозонную структуру [3].

Следовательно, для создания оптически активных приборов на подложке Si или сапфира не обязательно выращивать сложные структуры с различными буферными слоями, а может быть достаточно, добиться гексагонализации самих буферных слоев AlAs, Ge или Si с помощью выбора ростовых параметров (ориентация подложки, расхождение параметров решетки, температура и прочее) гетероэпитаксиальных процессов.

#### Библиографический список

1. Aleshkin V. Y., Baidus N. V., Dubinov A. A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 109, № 6. P. 61111.
2. Bandet J., Despax B., Caumont M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35, № 3. P. 234-239.
3. De A., Pryor C. E. // Phys. Rev. 2010. Vol. 81, № 15. P.155210.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ АНСАМБЛЕЙ СИСТЕМ ВТОРОГО ПОРЯДКА С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

**И.В. Сысоев<sup>1,2</sup>, В.И. Пономаренко<sup>2,1</sup>, М.Д. Прохоров<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: ivssci@gmail.com*

Задача реконструкции уравнений колебательных систем по их временным рядам имеет длинную историю, но основные успехи были достигнуты тогда, когда авторы отказались от идеи построения универсальных моделей и значительно сузили класс рассматриваемых систем [1]. Одним из таких классов являются системы с запаздыванием [2]. В данном исследовании мы обобщаем опыт реконструкции ансамблей систем первого порядка с запаздыванием [3] на случай систем второго порядка, как это уже было сделано для реконструкции отдельных осцилляторов с запаздывающей обратной связью [4].

Рассматривается система осцилляторов следующего вида:

$$\varepsilon_i \ddot{x}_i(t) + \eta_i \dot{x}_i(t) = -x_i(t) + f_i(x_i(t - \tau_i)) + \sum_{j=1, j \neq i}^D k_{ij} (x_j(t) - x_i(t)), \quad (1)$$

где  $i$  — номер текущего осциллятора,  $j$  — номер воздействующего осциллятора,  $i=1, \dots, D$ ,  $k_{ij}$  — коэффициент связи,  $f_i$  — произвольная непрерывная нелинейная функция,  $\varepsilon_i$  и  $\eta_i$  суть параметры инерционности второго и первого порядка соответственно,  $\tau_i$  — время запаздывания. Временные ряды длиной  $N$  значений всех  $D$  элементов системы (1) считаются известными. Ставится задача реконструкции параметров инерционности, коэффициентов связи и нелинейных функций всех элементов ансамбля.

Реконструкция проводится для каждого осциллятора отдельно. Используется идея, предложенная в [4] для систем первого порядка: вводится сортирующее отображение  $Q$ , которое ставит в соответствие номеру точки в исходном ряде  $n$  её номер  $Q(n)$  в отсортированном ряде. Далее рассматриваются моменты времени  $n$  и  $p_n$ , для которых в отсортированном ряде значения координаты  $x_i$ , задержанной на время запаздывания  $\tau_i$ , являются последовательными. С увеличением длины ряда значения  $x_i(t_n - \tau_i)$  и  $x_i(t_{p_n} - \tau_i)$  будут сближаться при конечной дисперсии сигнала, а так как функция  $f_i$  непрерывна, будут сближаться и значения  $f_i(x_i(t_n - \tau_i))$  и  $f_i(x_i(t_{p_n} - \tau_i))$ , так что величина  $\delta_i(n) \rightarrow 0$ .

$$\delta_i(n) = \varepsilon_i (\ddot{x}_i(t_n) - \ddot{x}_i(t_{p_n})) + \eta_i (\dot{x}_i(t_n) - \dot{x}_i(t_{p_n})) - (x_i(t_n) - x_i(t_{p_n})) - \sum_{j=1, j \neq i}^D k_{ij} ((x_j(t_n) - x_i(t_n)) - (x_j(t_{p_n}) - x_i(t_{p_n}))) \quad (2)$$

Отдельные компоненты в формуле (2) не могут стремиться к 0 при сближении  $x_i(t_n - \tau_i)$  и  $x_i(t_{p_n} - \tau_i)$ , так как близость по одной координате не влечёт



автоматически близость по остальным, равно как и близость производных, поэтому  $\delta_i(n) \rightarrow 0$  тогда и только тогда, когда все параметры  $\varepsilon_i$ ,  $\eta_i$  и  $k_{i,j}$  выбраны верно. Таким образом, сумма всех  $\delta_i(n)$  может использоваться как целевая функция

$$L_i = \sum_{n=\theta_i+1}^N \delta_i(n), \quad (3)$$

где  $\theta_i$  есть время запаздывания  $\tau_i$ , измеренное в шагах выборки. Минимум (3) отыскивается простым линейным методом наименьших квадратов благодаря линейности (2) по параметрам  $\varepsilon_i$ ,  $\eta_i$  и  $k_{i,j}$  при условии, что  $\tau_i$  известно.

В данной работе мы протестировали предложенный подход на связанных системах Маккея-Гласса с нелинейностью вида (4) и показали его работоспособность для ансамблей из 8 связанных осцилляторов по временным рядам длиной 4096 отсчётов.

$$\begin{aligned} f_i &= \frac{a_i x}{b_i + x_i^{10}}, \\ \varepsilon_i &= 1/b_i. \end{aligned} \quad (4)$$

При этом ошибки оценки коэффициентов связи оказались менее 1%, а параметров инерционности — менее 5%.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00091.*

#### Библиографический список

1. Безручко Б.П., Смирнов Д.А. Математическое моделирование и хаотические временные ряды. Саратов: Изд-во ГосУНЦ “Колледж”, 2005. 320 с.
2. Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Караваев А.С., Безручко Б.П. Системы с запаздыванием (реконструкция моделей и их приложение). Саратов: Издательство Саратовского университета, 2016, 328 с.
3. Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. Оценка порядка и реконструкция модельного уравнения системы с запаздыванием // Письма в ЖТФ, 2006, Т. 32, В. 17, С. 73-80.
4. Сысов И.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. Идентификация структуры взаимодействий и собственных параметров элементов в сетях, состоящих из систем с задержкой // Письма в ЖТФ, 2016, Т. 42, В. 1, С. 95-102.

## ЗАВИСИМОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА СВЯЗАННОСТИ ОТДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ МОЗГА МЕТОДОМ ПРИЧИННОСТИ ПО ГРЕЙНДЖЕРУ ОТ ВЫБРАННЫХ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬНЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Сысоева М.В.<sup>1</sup>, Медведева Т.М.<sup>2,3</sup>, van Rijn С.М.<sup>4</sup>, Сысоев И.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Россия

<sup>2</sup>Институт Высшей Нервной Деятельности и Нейрофизиологии РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Россия

<sup>4</sup>Radboud University Nijmegen, the Netherlands

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

Данная работа является частью большого исследования, посвящённого комбинированию методов математического моделирования из первых принципов и метода построения модели путём решения обратной задачи для лучшего понимания того, как работает мозг в норме и при патологиях. Данная подзадача ставит целью понять зависимость результатов анализа связанности отдельных областей мозга методом причинности по Грейнджеру от выбранных временных параметров предсказательных математических моделей.

В качестве экспериментальных данных используются записи внутричерепных электроэнцефалограмм крыс, содержащие вызванные введением агониста эндоканнабиноидных рецепторов лимбические разряды. Данные записывались с поверхности коры головного мозга в затылочной доле [AP -7; L 6] и из лимбической системы в гиппокампе [AP -3.5; L +2, глубина -3]. Референсный электрод размещался над мозжечком. ЭЭГ была отфильтрована в полосе пропускания 0,1 - 100 Гц, оцифрована с частотой дискретизации 512 Гц. Животным вводилось 12 mg/kg агониста эндоканнабиноидных рецепторов WIN55,212-2. Через три часа после введения препарата развивались эпилептические лимбические судороги.

Так как реальный эксперимент является существенно более сложным, дорогостоящим и непредсказуемым этапом работы, чем создание математической модели, то вся работа и отталкивается в первую очередь от реальных данных, полученных на экспериментальных животных.

Поскольку взаимодействия между отделами мозга играют главную роль в механизмах протекания эпилептических разрядов, возникает потребность в использовании современных методов детектирования наличия и направления связей. Метод причинности по Грейнджеру как раз позволяет установить наличие и направленность влияний систем друг на друга. Для этого необходимо, чтобы системы порождали некий процесс, который можно зарегистрировать. Для наших реальных данных этим процессом является электрическая активность мозга, которая регистрируется в виде электроэнцефалограммы. С точки зрения нелинейной динамики электроэнцефалограмма есть не что иное, как временной ряд. Основная же идея метода причинности по Грейнджеру заключается в следующем: если прошлые значения одного временного ряда, измеренного от первой системы, помогают точнее предсказывать будущие значения другого ряда, полученного от второй системы, то считается, что первая система влияет на вторую.

Чтобы провести такой анализ, для имеющихся временных рядов нужно построить предсказательные математические модели. В своей оригинальной работе Грейнджер использовал только линейные авторегрессионные модели. Более сложные нелинейные модели успешно применяются в настоящее время, в том числе и в задачах нейрофизиологии.

Данное исследование продемонстрировало необходимость тщательного подбора структуры модели, используемой в методе причинности по Грейнджеру для анализа связанности между системами, необходимость проверки работоспособности метода на тестовых примерах. Одним из способов повышения надёжности выводов о связанности является использование моделирования из первых принципов и обкатка методики на моделях исследуемых сигналов, воспроизводящих значительное число свойств экспериментальных временных рядов. Хотя такой подход более трудоёмкий, он обещает лучшее понимание и более надёжную интерпретацию полученных значений мер связанности, что часто более важно, чем объём статистики (число исследованных пациентов, животных или здоровых испытуемых) или уровень значимости. Конечно, он в большей степени граничит с искусством, но решение обратной задачи вообще часто зиждется на удачном её доопределении, учёте априорной информации и выборе подходящей гипотезы. Поэтому у нас есть уверенность, что сочетание методов анализа связанности по экспериментальным рядам и подходов к моделированию нейрофизиологических сигналов из первых принципов, основанных либо на воспроизведении основных временных, частотных и фазовых свойств экспериментальных сигналов, либо на учёте сетевой структура нейронов в мозге, типов задействованных клеток и нейрохимических процессов, --- перспективное направление исследований. Пусть оно не сулит быстрого получения большого числа результатов, зато предполагает, что полученные результаты окажутся надёжными, значимыми и воспроизводимыми, что всегда являлось важнейшим критерием научности знания.

Благодаря использованию модельных систем для тестирования метода причинности по Грейнджеру, можно сделать следующие довольно надёжные физиологические выводы: во время вызванных лимбических разрядов примерно за 2 секунды до начала разряда наблюдается значимое усиление воздействия со стороны затылочной коры на гиппокамп, данное воздействие ослабевает до фонового уровня ровно в момент конца разряда.

*Работа выполнена при поддержке Стипендии Президента для поддержки молодых учёных СП-3605.2018.4 и РФФИ, грант 17-02-00307 и грант 18-015-00418.*

## ФОРМИРОВАНИЕ ГИПЕРХАОСА ПРИ СТАБИЛИЗАЦИИ РЕЖИМА УБЕГАЮЩЕЙ ФАЗОВОЙ ТРАЕКТОРИИ КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ В СИСТЕМЕ РЕССЛЕРА

А.В. Сюденева<sup>3</sup>, А.П.Кузнецов<sup>1,3</sup>, Е.С. Попова<sup>1,3</sup>, Е.П. Селезнев<sup>1,3</sup>,  
Н.В.Станкевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

<sup>3</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: stankevichnv@mail.ru

Проблемы управления и стабилизации различных колебательных режимов нелинейных систем привлекает большое внимание благодаря как своему теоретическому значению, так и большой практической значимости [1-2]. Весьма интересными являются ситуации, когда внешнее воздействие на систему с неустойчивым режимом не просто приводит к его стабилизации, но инициирует систему периодических и квазипериодических режимов, имеющих на плоскости период - амплитуда воздействия вид классической системы языков Арнольда [3], а также приводит к формированию более сложных феноменов, таких как, например, бифуркации удвоения торов и формирование гиперхаоса.

В работах [4-5] показано, что система Ресслера до порога седло-узловой бифуркации рождения состояний равновесия демонстрирует режим разбегания фазовых траекторий на бесконечность. Подача на систему периодического импульсного сигнала может стабилизировать колебания в ней. В рамках данной работы проведен анализ сложных колебательных режимов такой системе.

Автономная система Ресслера записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= -y - z, \\ \dot{y} &= x + py, \\ \dot{z} &= q + (r - x)z.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь  $x, y, z$  - динамические переменные,  $p, q, r$  - параметры системы,  $A, T$  - амплитуда и период внешнего воздействия.

Условие бифуркации седло-узел, в результате которой в автономной системе рождается два состояния равновесия записывается, как:

$$r^2 = 4pq.\tag{2}$$

Таким образом, если  $r^2 < 4pq$ , то в системе нет состояний равновесия, если  $r^2 > 4pq$ , то рождаются два состояния равновесия. Зафиксируем параметры  $p=0.2, q=0.2, r=0.2$  и подадим на нее импульсное воздействие:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= -y - z + A \sum \delta(t - nT), \\ \dot{y} &= x + py, \\ \dot{z} &= q + (r - x)z.\end{aligned}\tag{3}$$

Основным инструментом исследования сложных колебательных режимов является анализ показателей Ляпунова. Полный спектр показателей Ляпунова позволяет различить хаос и квазипериодические колебания, а также диагности-

ровать гиперхаос. На рис.1 представлена карта показателей Ляпунова на плоскости параметров внешнего воздействия. Справа показана палитра соответствия цвета и сигнатуры спектра показателей Ляпунова. Таким образом на карте помимо периодических и квазипериодических колебаний, выделяются области трех различных хаотических режимов: хаос с одним положительным, одним нулевым и двумя отрицательными показателями (серый цвет), хаос с одним положительным, двумя нулевыми показателями (черный цвет) и гиперхаос (белый цвет). Как видно на карте доминирующим хаотическим режимом для данной системы является гиперхаос. Также видны области при малых значениях периода внешнего сигнала наблюдаются области хаоса с одним положительным и двумя нулевыми показателями Ляпунова. Хаос с одним положительным и одним нулевым показателями наблюдается как результат бифуркаций удвоения периода внутри языков периодических режимов.

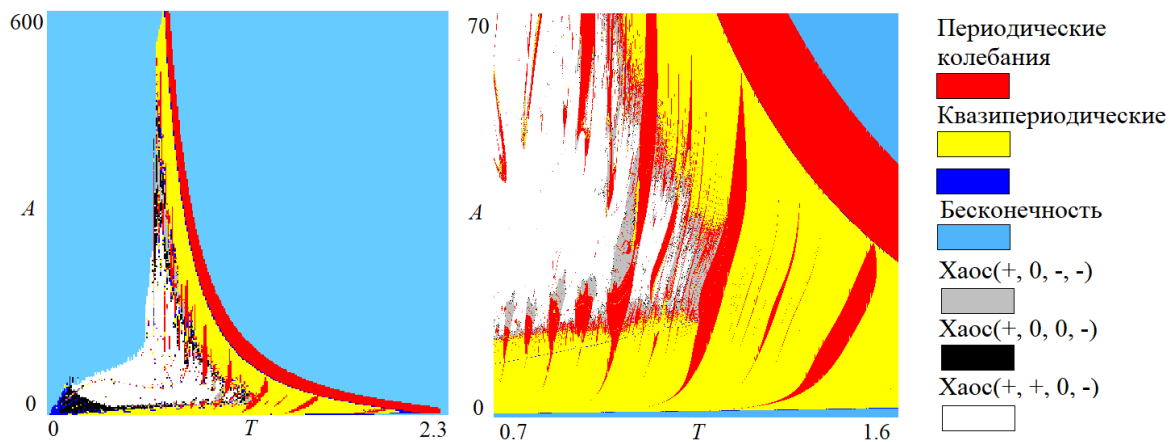


Рис.2. Карта показателей Ляпунова и ее увеличенный фрагмент системы Ресслера (1),  $p=0.2$ ,  $q=0.2$ ,  $r=0.2$ .

В работе проведено подробное исследование хаотических режимов, стабилизированных короткими импульсами в системе Ресслера в режиме убегающих фазовых траекторий. Представлены фазовые портреты, сечения Пуанкаре, детальный анализ плоскости параметров, однопараметрические графики зависимости показателей Ляпунова. Особое внимание уделяется гиперхаосу.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-32-00285.*

#### Библиографический список

1. Ott E. Chaos in Dynamical System. Cambridge Univ. Press, 1993
2. Shuster H.G. Handbook of Chaos Control. Weinheim: Wiley, 1999.
3. Кузнецов А.П., Тюрюкина Л.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. Т. 14. 2006. №1. С. 72-81.
4. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В., Тюрюкина Л.В. // Письма в ЖТФ. Т. 34. 2008. С. 68-73.
5. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В., Тюрюкина Л.В. // Нелинейная динамика. Т. 5. 2009. №2. С. 253-264.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕМРИСТОРНОГО ЭФФЕКТА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ  
ОКСИДА ТИТАНА ДЛЯ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОПОДОБНЫХ СИСТЕМ****Р.В. Томинов, В.И. Авилов, Н.Е. Черненко, В.А. Смирнов***Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий,  
электроники и приборостроения**E-mail: [roman.tominov@gmail.com](mailto:roman.tominov@gmail.com)*

На протяжении полувека основной архитектурой вычислительных систем была архитектура Фон Неймана, суть которой заключается в физическом разделении процессора и памяти компьютера. С каждым годом наблюдается уменьшение элементов интегральных микросхем (ИМС), а скорость обмена данными между процессором и памятью, при этом, остается практически неизменной, что, в конечном итоге, негативно влияет на быстродействие компьютерных систем. Одним из возможных решений данной проблемы заключается в переходе вычислительных систем от архитектуры Фон Неймана к архитектуре, близкой к строению человеческого мозга, представляющего собой множество параллельно соединенных вычислительных элементов малой мощности – нейронов, связанных между собой с помощью специальных каналов – синапсов. Компьютеры, построенные по данной архитектуре, смогут превзойти современные процессоры во многих задачах, связанных с неструктурированной классификацией данных и распознаванием образов. Одним из основных способов технической реализации данной архитектуры заключается в изготовлении ИМС на основе мемристорных структур, представляющих собой элементы памяти в виде ячеек из пленки оксидов переходных металлов (нейронов), изменяющих свое электрическое сопротивление под действием внешнего электрического поля. Анализ публикаций в области разработки искусственных нейроподобных систем показал, что перспективными являются мемристорные структуры на основе оксидов металлов ( $\text{SiO}_x$ ,  $\text{TiO}_x$ ,  $\text{ZnO}$ ,  $\text{HfO}_x$ ) [1, 2]. Пленки  $\text{TiO}_2$ , сформированные методом импульсного лазерного осаждения, обладают уникальными свойствами и могут быть использованы для искусственных нейроподобных систем на основе ячеек RRAM [3]. При этом важно, чтобы параметры эффекта резистивного переключения обладали высокой равномерностью и воспроизводимостью. Таким образом, исследование эффекта равномерности резистивного переключения пленки  $\text{TiO}_2$  является актуальной задачей.

Для формирования пленок  $\text{TiO}_2$  использовалась установка импульсного лазерного осаждения Pioneer 180 (Neocera Inc., США). В качестве подложки использовалась структура  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}$ . Пленка осаждалась при давлении кислорода 1 мТорр. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности мишени 2 Дж/см<sup>2</sup>, длина волны лазерного излучения 248 нм (KrF). Температура подложки 300°C. Толщина полученной пленки составила 19±3 нм.

Измерения вольтамперных характеристик проводились с использованием системы измерений параметров полупроводников Keithley 4200-SCS (Keithley, США). В процессе измерений нижний контакт TiN был заземлен, в качестве

верхнего контакта использовался вольфрамовый зонд. В результате были получены 10 вольтамперных характеристик в одной точке при развертке напряжения от -5 В до +5 В. По полученным результатам построены среднестатистическая вольтамперная характеристика (рис. 1а) и зависимости сопротивлений HRS и LRS от количества циклов переключения в точке (рис. 1б).

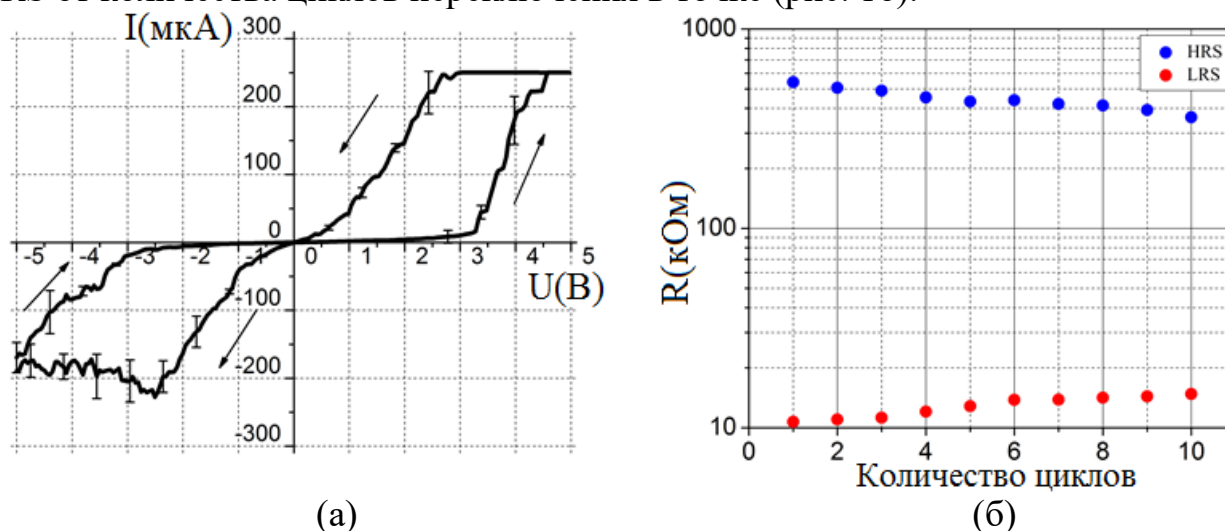


Рис. 1. Результаты измерений электрических параметров мемристорной структуры  $\text{TiN}/\text{TiO}_2/\text{W}$ : а) – среднестатистическая вольтамперная характеристика; б) – зависимости сопротивлений HRS и LRS от количества циклов переключения в точке

Анализ полученных результатов показал, что после 10 циклов переключения сопротивление пленки  $\text{TiO}_2$  в состоянии высокого сопротивления (HRS) уменьшилось от  $550 \pm 87$  до  $370 \pm 63$  кОм, а сопротивление пленки в состоянии низкого сопротивления (LRS) увеличилось от  $11 \pm 2$  до  $15 \pm 3$  кОм. Изменение HRS и LRS можно объяснить нестабильностью распределения профиля концентрации кислородных вакансий при переключении сопротивления пленки  $\text{TiO}_2$ .

Полученные результаты могут быть использованы при разработке искусственных нейрноподобных систем на основе пленок  $\text{TiO}_2$ .

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации No. МК-2721.2018.8 и гранта РФФИ № 18-37-00299 мол\_а. Экспериментальные результаты получены на оборудовании Центра коллективного пользования (ЦКП) «Нанотехнологии» Южного федерального университета.*

#### Библиографический список

1. Томинов Р.В., Смирнов В.А., Дьяков К.В. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. 2016. № 1 С. 202.
2. Томинов Р.В., Смирнов В.А., Замбург Е.Г. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. 2017. № 1 С. 284.
3. Avilov, V. I., Polupanov, N. V., Tominov, R. V., Smirnov, V. A., and et al // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering 2017. Vol. 256, № 1, P. 012001.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ ДЛЯ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Р.А. Торгашов<sup>1,2</sup>, Н.М. Рыскин<sup>1,2</sup>, А.Г. Рожнев<sup>1,2</sup>, Н.И. Сеницын<sup>2</sup>,  
Г.В. Торгашов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН  
E-mail: [torgashovra@gmail.com](mailto:torgashovra@gmail.com)

Создание миниатюрных источников мощного излучения терагерцевого диапазона является одной из приоритетных проблем современной вакуумной сверхвысокочастотной электроники. Для повышения мощности целесообразно использовать пространственно-развитые замедляющие системы (ЗС) и электронные пучки с большим поперечным сечением. Принципиальным является вопрос снижения ускоряющего напряжения и продольных размеров устройств. Наиболее перспективными в этом плане являются устройства с планарными ЗС на диэлектрических подложках.

Ранее были представлены разработанные ЗС типа меандр и встречные штыри на диэлектрических подложках из кварца ( $\epsilon = 3.75$ ) предназначенные для низковольтных генератора и усилителя О-типа V-диапазона (50-70 ГГц) [1,2] и проведено моделирование ЛОВ-генератора с встречно-штыревой ЗС. В настоящей работе представлены результаты 3D-моделирования меандровой ЗС в программном пакете COMSOL Multiphysics [3] и результаты моделирования низковольтной ЛБВ с планарной ЗС типа меандр. Также представлены результаты экспериментального исследования КСВН и ослабления.

На рис. 1 представлены схематичное изображение ЗС и её фотография. В Таблице указаны ее геометрические размеры.

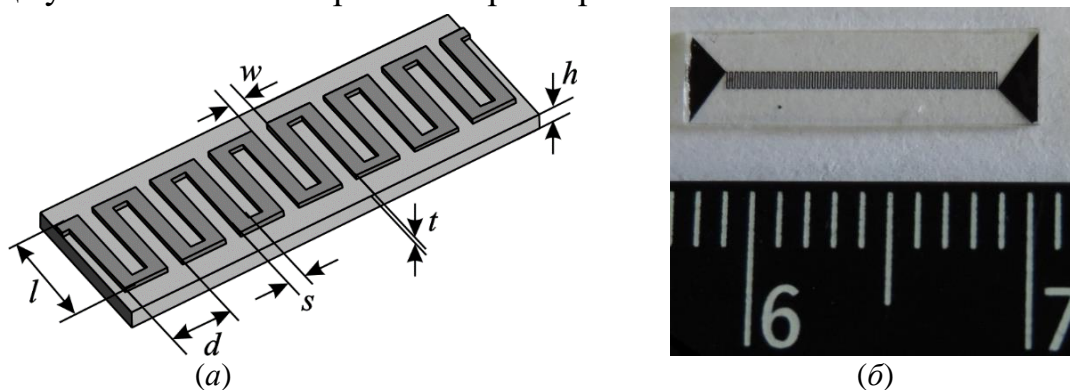


Рис. 1. Схематическое изображение ЗС (а); фотография ЗС (б).

При моделировании в программном пакете COMSOL предполагалось, что ЗС помещается в волновод с размерами  $3.6 \times 1.8 \text{ мм}^2$ . При этом для получения электродинамических параметров достаточно воспользоваться граничными условиями Флоке и построить только один период ЗС. При моделировании предполагалось, что над поверхностью ЗС на расстоянии 100 мкм летит электронный пучок с размерами  $650 \times 50 \text{ мкм}^2$ .



Таблица. Геометрические размеры встречно-штыревой ЗС на диэлектрической подложке из кварца

Период, $d$ (um)	200
Высота, $l$ (um)	650
Ширина штыря, $s$ (um)	50
Ширина полоска, $w$ (um)	50
Толщина металлического слоя, $t$ (um)	1
Толщина подложки, $h$ (um)	500

На основе полученных электродинамических параметров было проведено компьютерное моделирование колебаний в ЛБВ. Для моделирования использовались известные линейные и нелинейные уравнения ЛБВ с учетом сил пространственного заряда и затухания. Из рис. 2 видно, что в линейном случае при различных напряжениях пучка коэффициент усиления может достигать 20 дБ при длине системы 1 см. Расчеты в нелинейном режиме показывают, что выходная мощность насыщения может достигать 60 Вт при входной мощности порядка 4 Вт.

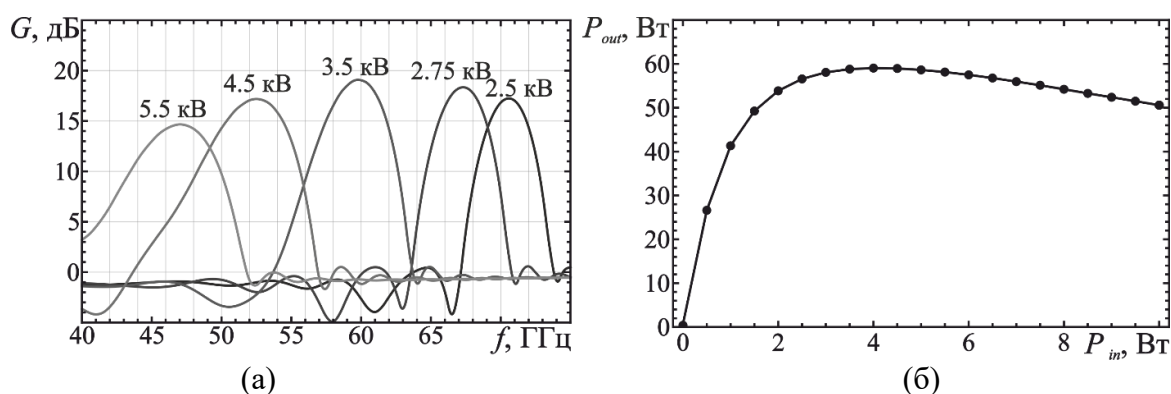


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления от частоты при различных напряжениях и токе пучка 100 мА в линейном режиме работы (а); зависимость выходной мощности от входной при напряжении 4 кВ, токе пучка 100 мА и частоте входного сигнала 56 ГГц (б).

Экспериментальное исследование параметров КСВН и ослабления проводилось на панорамном измерителе Р2-69 в диапазоне 53-78 ГГц. В результате было получено, что значения КСВН не превышают 2, а ослабление не превышает 5 дБ во всем диапазоне частот.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №17-12-01160).*

#### Библиографический список

1. Бенедик А.И., Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Синицын Н.И., Торгашов Г.В., Шалаев П.Д. // Радиотехника, 2016 г. №7. С. 47-51
2. Benedik A.I., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Sinitsyn N.I., Torgashov G.V., Torgashov R.A. // Abstracts of the 18<sup>th</sup> IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2017), London, United Kingdom 24-26 April 2017.
3. Comsol Multiphysics Engineering Simulation Software. COMSOL Inc., Burlington, MA USA. <http://www.comsol.com/products/multiphysics/>

## ДИНАМИКА ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Я.В. Туркин, П.В. Купцов**

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего  
образования «Саратовский государственный технический университет  
имени Гагарина Ю.А.»*

*E-mail: [turkin.yaroslav@gmail.com](mailto:turkin.yaroslav@gmail.com)*

В работе производится теоретическое исследование двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельгауза находящегося под действием внешнего электромагнитного поля. Рассматривается динамика заселенностей энергетических зон двумерного спин-поляризованного электронного газа [1]. Для определения эволюции заселенности используются квантовые кинетические уравнения, полученные авторами в [2], которые учитывают взаимодействие электронного газа с фоновым термостатом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{k\sigma\sigma'}}{\partial t} + i(\varepsilon_{k\sigma'} - \varepsilon_{k\sigma}) \\ = i \left[ n_{k\sigma i} \mu_{kj} \{ \sigma' \} \mid (t, \alpha, \beta) - \mu_{k\sigma j}(t, \alpha, \beta) n_{kj} \{ \sigma' \} \mid \right] \\ + I_{\sigma\sigma'}(k_1, k_2, \dots, k, \alpha, \beta) \end{aligned}$$

где  $n_{k\sigma\sigma'}$  - элемент спиновой матрицы плотности в импульсном представлении,  $\varepsilon_{k\sigma}$  - энергия состояния с данным значением спина и импульса,  $\mu_{k\sigma j}(t, \alpha, \beta)$  - матричные элементы взаимодействия с электромагнитным полем,  $\alpha, \beta$  - коэффициенты характеризующие силу спин-орбитального взаимодействия,  $I(k_1, k_2, \dots, k, \alpha, \beta)$  - интеграл соударений, который является нелинейной функцией связывающей состояния с различными значениями волнового вектора.

Данная система нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, позволяет рассматривать эволюцию спиновых текстур [3] в импульсном пространстве на различных временных масштабах, и явно учитывать граничные условия для электронного газа. С помощью данных уравнений были исследованы три комбинации коэффициентов спин-орбитального взаимодействия:  $\alpha > 0, \beta > 0$ ,  $\alpha > 0, \beta = 0$  и  $\alpha = \beta > 0$ . Последний случай соответствует режиму так называемой устойчивой спиновой спирали, который чрезвычайно интересен с практической точки зрения, для реализации в спиновых транзисторах.

### Библиографический список

1. *Rammer J.* Quantum Field Theory of Non-Equilibrium states. Cambridge University Press, New York 2007.
2. *Turkin Y. V., Kuptsov P. V.* Model of quantum kinetics of spin-orbit coupled two-dimensional electron gas in the presence of strong electromagnetic field //Saratov Fall Meeting 2017: Laser Physics and Photonics XVIII; and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data IV. – International Society for Optics and Photonics, 2018. – Т. 10717. – С. 107170F.
3. *Brosco V., Banfatto L.* // Physical Review Letters. 2016. Vol. 116, Iss. 16-22. P. 166602.

## ЭФФЕКТ ШТАРКА В УЛЬТРАКОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ (5, 5)

А. В. Тучин, Л. А. Битюцкая

*Воронежский государственный университет*

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

Ультракороткие одностенные углеродные нанотрубки (ук-ОУНТ) обладают уникальными физическими и химическими свойствами, которые могут использоваться во многих областях, таких как материаловедение, наноэлектроника, медицина [1]. Методы исследования свойств ук-ОУНТ, также как методы их получения, в последние годы активно развиваются [2], при этом, электронная структура ук-ОУНТ при наличии внешних воздействий, таких как электрическое поле, остается малоизученной. Поэтому целью работы является выявление особенностей электронной структуры ук-ОУНТ в сильном электрическом поле.

Исследование электронной структуры закрытых ук-ОУНТ (5, 5) с числом кольцевых сегментов атомов углерода  $i=0-11$  [3] в основном и возбужденном сильным электрическим полем  $E=0-0.5$  В/Å состояниях, проводилось теорией функционала плотности DFT. Расчеты выполнены в Супервычислительном центре Воронежского государственного университета с использованием программного комплекса Gaussian09.

Потенциал ионизации (IP), сродство к электрону (EA), энергетический зазор между граничными орбиталями ( $E_{LH}$ ) с увеличением длины ук-ОУНТ (5,5) изменяются немонотонно с затухающими осцилляциями, период которых составляет 3 сегмента. В интервале числа сегментов  $i=0-11$ , вследствие квантово-размерных эффектов и влияния шапок, энергетический зазор  $E_{LH}=1.827-0.377$  эВ, что значительно превышает ширину запрещенной зоны открытых ОУНТ (5, 5) в приближении бесконечной длины  $E_g \approx 30$  мэВ. Установлено, что закрытые кресельные ук-ОУНТ представляют собой три типа нанотрубок с числом сегментов  $i$  кратным  $3m$ ,  $3m+1$  и  $3m+2$  (где  $m=0, 1, 2, \dots$ ), имеющих промежуточный, максимальный и минимальный зазор  $E_{LH}$ .

В сильном электрическом поле, вследствие квадратичного эффекта Штарка, зазор  $E_{LH}$  квадратично уменьшается. Аналогичное уменьшение  $E_{LH}(E)$  было показано ранее для фуллерена  $C_{60}$  [4]. Обнаружено, что величина полевой модуляции  $\Delta E_{LH}=E_{LH}(E=0)-E_{LH}(E)$  определяется кратностью числа сегментов: ук-ОУНТ с  $j=3m+1$ ,  $3m$ ,  $3m+2$  обладают максимальной, промежуточной и минимальной полевой модуляцией  $\Delta E_{LH}$  в электрическом поле, составляющей 0.42, 0.16 и 0.10 эВ при  $m=3$  и  $E=0.5$  В/Å. Установлено, что для каждой из групп нанотрубок  $\Delta E_{LH} \sim i^2$ . Полевая модуляция потенциала ионизации и сродства к электрону составляет  $|\Delta IP|=1-50$  мэВ и  $|\Delta EA|=0.5-412$  мэВ при  $E=0.5$  В/Å.

### Библиографический список

1. Gao Z., et al. // Scientific Reports. 2015. Vol. 5. P. 17093(10).
2. Sanchez-Valencia J. R., et al. // Nat. Lett. 2014. Vol. 512. P. 61-64.
3. Тучин А. В. и др. // Вестник ВГУ «Физика. Математика». 2014. № 3. С. 59-78.
4. Тучин А. В. и др. // ФТТ. 2014. Т.56, вып. 8. С. 1632-1635.

## СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА И ХАОС В МОДЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ РАБИНОВИЧА – ФАБРИКАНТА

**Л. В. Тюрюкина, А. П. Кузнецов, С. П. Кузнецов**

*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: turukinalv@yandex.ru*

В 1979 году Рабинович и Фабрикант представили и исследовали модель

$$\begin{aligned} \dot{x} &= y(z - 1 + x^2) + \gamma x, & \dot{y} &= x(3z + 1 - x^2) + \gamma y, & \dot{z} &= \\ & -2z(\nu + xy), & & & & \end{aligned} \quad (1)$$

описывающую стохастичность, возникающую из-за модуляционной неустойчивости в неравновесной диссипативной среде [1]. В последние годы интерес к этой системе постоянно растет [2-4].

В настоящей работе представлены результаты подробного численного исследования системы (1). На рис.1а показана карта динамических режимов на плоскости параметров  $(\nu, \gamma)$ . Белым цветом показана область ухода траекторий на бесконечность (белый цвет). Синим цветом представлена область, где реализуется стационарный режим, ассоциирующийся с устойчивой неподвижной точкой. Другие цвета отвечают устойчивым циклам разных периодов: голубой – период 1, желтый – 2, красный – 4 и так далее. Область хаотического аттрактора (черный цвет). Так же для системы (1) были построены зависимости показателей Ляпунова от параметра  $\nu$  для разных значений параметра  $\gamma$  и аттракторы в выделенных точках.

Отметим, что система (1) является симметричной относительно замены  $x = -x'$  и  $y = -y'$ , поэтому все аттракторы в фазовом пространстве возникают симметричными парами.

Так же для системы (1) был проведен численный поиск бифуркационных линий с помощью программы MatCont (рис.1б). Из рисунка видно, что карта динамических режимов и вид бифуркационной диаграммы хорошо согласуются друг с другом. На бифуркационной диаграмме можно выделить четыре сценария, описывающих динамику системы (1). Первый наблюдается при любых значениях параметра  $\gamma$  при движении по плоскости справа налево и состоит в следующем. На линии SN в результате седло-узловой бифуркации рождаются неподвижные точки – устойчивая  $SP_1$  и неустойчивая  $UP_1$ . На линии  $H_1$  точка  $SP_1$  теряет устойчивость, и в результате бифуркации Андронова-Хопфа при этом рождается устойчивый предельный цикл  $LC_1$ . Далее, в результате каскада бифуркаций удвоений периода возникает хаос.

Второй сценарий имеет место при движении по плоскости параметров слева направо в области  $0.5 < \gamma < 0.7$ . В результате обратной бифуркации Андронова-Хопфа на линии  $H_2$  рождается устойчивая неподвижная точка  $SP_2$  и неустойчивый предельный цикл  $ULC_1$ , которые исчезают на линии  $H'_2$  в результате еще одной обратной бифуркации Андронова-Хопфа. Поскольку линия  $H'_2$  лежит между линиями PD и  $H_1$ , то в системе будет иметь место бистабильность: устой-

чивая точка  $SP_2$  сосуществует с устойчивыми циклами разного периода или хаосом, возникшими из точки  $SP_1$ .

Если же двигаться по плоскости параметров слева направо в области  $\gamma < 0.5$ , то описанный выше сценарий изменится. Устойчивая точка  $SP_2$  станет неустойчивой на линии  $H'_1$  в результате бифуркации Андронова-Хопфа, а в системе возникнет устойчивый предельный цикл  $LC_2$ , который исчезнет в результате седло-узловой бифуркации предельных циклов на линии  $SNC$ , слившись с неустойчивым циклом  $ULC_1$ .

И, наконец, последний сценарий наблюдается при движении справа налево в области  $v < 1.5$ . На линии  $SNC'$  в результате седло-узловой бифуркации предельных циклов рождаются устойчивый  $LC_3$  и неустойчивый  $ULC_2$  предельные циклы. Устойчивый цикл  $LC_3$  в дальнейшем претерпевает каскад бифуркаций удвоения периода, в результате которого возникает хаос.

Отметим, что взаимное расположение бифуркационных линий в области  $\gamma < 0.5$  и  $1 < v < 1.5$  таково, что в системе (1) может существовать еще несколько вариантов бистабильности. Например, сосуществующие устойчивые циклы  $LC_1$  и  $LC_2$ ; сосуществующие устойчивые циклы  $LC_1$  и  $LC_3$ ; сосуществующие устойчивая точка  $SP_2$  и устойчивые циклы разного периода или хаос, возникшие из цикла  $LC_3$  и т.д.

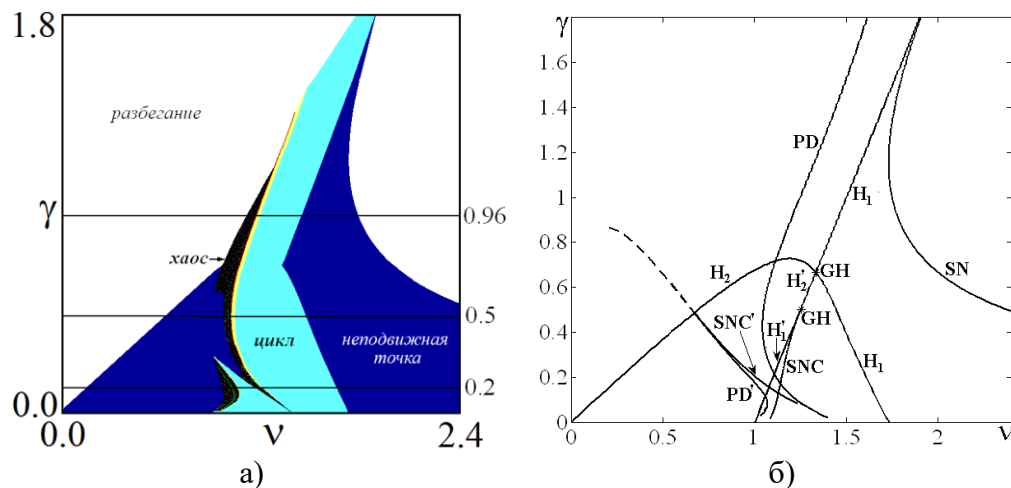


Рис.1. а) Карта динамических режимов системы (1) на плоскости  $(v, \gamma)$ . б) Бифуркационные линии и точки системы (1) на плоскости  $(v, \gamma)$ . SN – седло-узловая бифуркация неподвижной точки, SNC – седло-узловая бифуркация предельных циклов,  $H_1$  – прямая бифуркация Андронова-Хопфа,  $H_2$  – обратная бифуркация Андронова-Хопфа, PD – бифуркация удвоения периода предельных циклов, GH – обобщенная точка бифуркации Андронова-Хопфа.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-12-01008.*

#### Библиографический список

1. *M.I. Rabinovich, A. L. Fabrikant. Sov. Phys. JETP, 1979, 50, no.2. P. 311-317.*
2. *M.-F. Danca, G. Chen. International Journal of Bifurcation and Chaos. 2004, 14, no. 10. P.3409-3447.*
3. *M.-F. Danca, M. Feckan, N. Kuznetsov, G. Chen. International Journal of Bifurcation and Chaos, 2016, 26, no. 2, 1650038.*
4. *M.-F. Danca. Nonlinear Dynamics. 2016, 86, no. 2. P.1263-1270.*

**ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА****Д.В. Фатеев***Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

Технологии создания оптоэлектронных твердотельных устройств, работающих в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне, наталкиваются на ограничения, связанные как с необходимостью уменьшения размеров устройств, так и с температурными ограничениями ввиду малой величиной кванта терагерцового излучения. В этой связи в литературе предлагается использовать плазменные колебания в двумерных электронных системах в качестве носителя терагерцовых сигналов, что нивелирует вышеуказанные ограничения. Однако двумерный электронный газ в терагерцовых устройствах, созданных на основе полупроводниковых гетероструктур, работающих на плазменном резонансе, имеет относительно низкую подвижность электронов при комнатной температуре ( $\sim 12000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ), что не позволяет в полной мере воспользоваться преимуществами резонансного возбуждения плазмонных мод. Перспективным выглядит использование графена для создания терагерцовых плазмонных устройств, поскольку подвижность носителей заряда в графене достигает величин  $250000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при комнатной температуре. Выпрямление ТГц излучения в графене может возникать за счет нелинейных механизмов электронной конвекции, динамической массы носителей заряда и токовой нелинейности в графене при возбуждении плазмонов в графене. Поэтому на основе графена могут быть созданы высокодобротные плазмонные устройства для детектирования ТГц излучения.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-52-53063 и гранта Фонда развития теоретической физики «БАЗИС».*

**НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ БЕЗ ГАРМОНИК ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЫ****Э. Ю. Федюнин<sup>1</sup>, А. Н. Шилин<sup>1</sup>, В. В. Зайцев<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Акционерное общество «Ракетно-космический центр «Прогресс», Самара<sup>2</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева  
E-mail: comphysics@samsu.ru

Вынужденные нелинейные колебания осцилляторов в окрестности резонанса зачастую сопровождаются интенсивной генерацией высших гармоник основной частоты [1]. В аналоговых системах основной способ снижения уровня гармоник – это повышение добротности осциллятора. Но полностью избавиться от гармонических составляющих на практике не удаётся.

Формулируя математические модели осцилляторов в дискретном времени, мы получаем алгоритмы генерации дискретных колебаний (ДВ-колебаний). Такие алгоритмы могут также рассматриваться как самостоятельные объекты нелинейной динамики – ДВ-осцилляторы. В них гармоники существенно усложняют динамику колебаний, в частности, приводят к возникновению эффектов, не характерных для аналоговых систем [2]. Поиск возможностей для повышения спектральной чистоты нелинейных ДВ-колебаний в таком случае представляет значительный интерес.

В настоящем сообщении в рассмотрение вводится дискретный осциллятор Дюффинга (ДОД) со спектром вынужденных колебаний без высших гармоник.

В статье [3] для осциллятора Дюффинга с уравнением движения

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2(1 + 2\mu x^2)x = \omega_0^2 \cos(\omega_s t), \quad (1)$$

где  $\omega_0$  и  $Q$  – собственная частота и добротность линейной подсистемы,  $\omega_s$  – частота внешнего воздействия,  $\mu$  – коэффициент нелинейности, предложено дискретное отображение (разностное уравнение с дискретным временем  $n$ )

$$x_n - 2\alpha \cos(2\pi\Omega_0(1 + \mu x_{n-1}^2))x_{n-1} + \alpha^2 x_{n-2} = E \cos(2\pi\Omega_s(n-1)). \quad (2)$$

Здесь  $\Omega_0$  и  $\Omega_s$  – нормированные на частоту дискретизации частоты  $\omega_0$  и  $\omega_s$ ,  $\alpha = \exp(-\pi\Omega_0/Q)$  – параметр диссипативности,  $E = 2\pi\alpha \sin(2\pi\Omega_0)$ .

В качестве аналогового прототипа при проектировании ДОД с пониженным уровнем гармоник используем гармонически линеаризованный осциллятор (1):

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2(1 + 2\mu_e(x^2 + y^2))x = \omega_0^2 \cos(\omega_s t), \quad (3)$$

где  $y = \dot{x}/\omega_s$  – скорость осцилляций,  $\mu_e = (3/4)\mu$ . Переход к дискретному времени в осцилляторе (3), проведённый аналогично переходу (1) → (2), даёт отображение

$$x_n - 2\alpha \cos(2\pi\Omega_0(1 + \mu_e x_{n-1}^2 + \mu_e y_{n-1}^2))x_{n-1} + \alpha^2 x_{n-2} = E \cos(2\pi\Omega_s(n-1)). \quad (4)$$

Нетрудно получить также дискретное отображение скорости осцилляций:

$$y_n - 2\alpha \cos(2\pi\Omega_0(1 + \mu_e x_{n-1}^2 + \mu_e y_{n-1}^2))y_{n-1} + \alpha^2 y_{n-2} = -E \sin(2\pi\Omega_s(n-1)). \quad (5)$$

Два действительных отображения (4) и (5) легко объединяются в одно комплексное для осцилляций  $z_n = x_n + jy_n$ :

$$z_n - 2\alpha \cos(2\pi\Omega_0(1 + \mu_e |z_{n-1}|^2))z_{n-1} + \alpha^2 z_{n-2} = E \exp(-j2\pi\Omega_s(n-1)). \quad (6)$$

На рис. 1 показана картина наложения амплитудных спектров вынужденных колебаний осцилляторов (2) и (6) с параметрами  $\Omega_0 = 0.12$ ,  $Q = 20$ ,  $\mu = 5 \cdot 10^{-4}$ . Частота  $\Omega_s$  внешнего сигнала с амплитудой  $E = 1$  изменялась в пределах  $0.01 \div 0.17$ . Спектры оценивались с использованием дискретного преобразования Фурье реализаций длины  $N_F = 512$ .

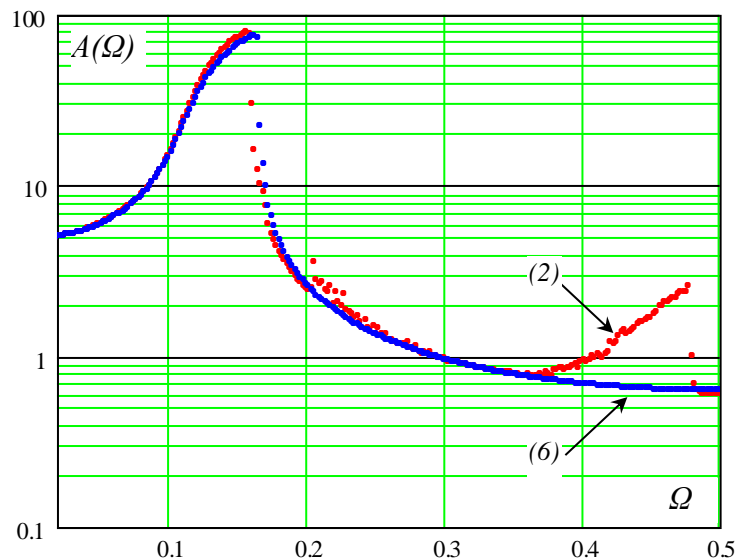


Рис. 1. Эквивалентная схема автогенератора

Из сопоставления графиков (2) и (6) следует вывод о близости АЧХ осцилляторов в окрестности нелинейного резонанса. При этом колебания осциллятора (6), как и предполагалось, не имеют гармонических составляющих на утроенных частотах резонанса.

#### Библиографический список

3. Хаяси Т. *Нелинейные колебания в физических системах*. М.: Мир, 1968. 432 с.
4. Зайцев В. В., Стулов И. В. // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2015. Т. 23, № 6. С. 40.
5. Зайцев В. В., Федюнин Э. Ю. // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2018. Т. 21, № 1. С. 54.



## ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ РОТАТОРОВ

Е. В. Фельк<sup>1</sup>, А. В. Савин<sup>1</sup>, С. П. Кузнецов<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>СФ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Саратов

E-mail: FelkEkaterina@yandex.ru

В данной работе рассматривается система из двух связанных ротаторов:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_1, \\ \ddot{x}_2 &= (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_2 \end{aligned} \quad (1)$$

Такая система обобщает на случай меньшей размерности систему трех связанных ротаторов [1], эквивалентную механической системе "тройное соединение", демонстрирующей гиперболический хаос [2]. Динамика этой системы может быть интерпретирована как движение в поле с потенциалом  $U(x_1, x_2) = \frac{1}{2}(\cos x_1 + \cos x_2)^2$ .

При малой энергии движение в фазовом пространстве происходит на сетке, образованной двумя семействами параллельных линий, которые определяются из условия минимума потенциала. Из-за наличия ненулевой энергии поперечных колебаний при проходе узлов сетки может происходить переход с одной линии на другую с блужданием, аналогично блужданию на «паутине Заславского» [3].

Помимо «блуждающих» траекторий, при определенных значениях полной энергии в данной системе реализуются долгопериодические режимы (рис.2).

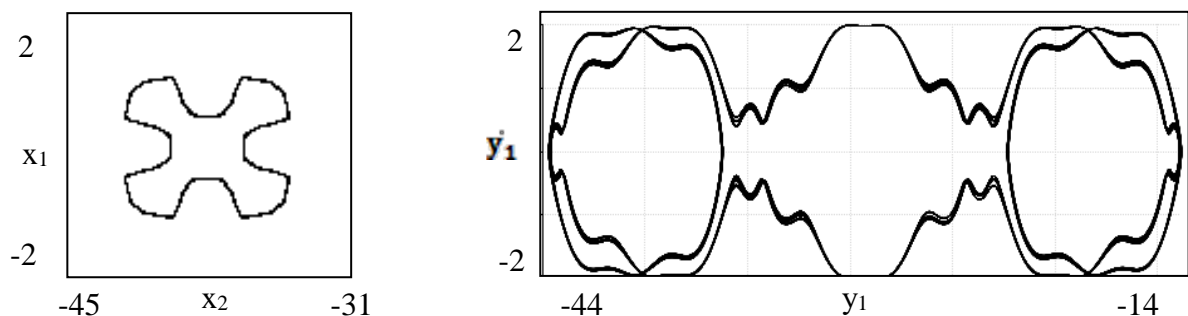


Рис.1. Долгопериодические режимы (1) при значении полной энергии  $E = 2$  и начальных условиях  $x_1 = -22,60692$ ;  $x_2 = 0,70256$ ;  $y_1 = -21,93877$ ;  $y_2 = 0,460803$ .

В настоящей работе проведены исследования динамики такой системы при введении в нее диссипации автоколебательного типа (2).

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \nu \left[ \mu - \frac{1}{2}(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) \right] \dot{x}_1 + (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_1, \\ \dot{x}_2 &= \nu \left[ \mu - \frac{1}{2}(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) \right] \dot{x}_2 + (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_2 \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим трансформацию циклов, полученных для консервативного случая методом Ньютона на рис.1, при плавном изменении диссипации (рис.2). Пока диссипация остается незначительной (до порядка  $10^{-8}$ ) изменений не наблюдается. Далее цикл меняет форму, а затем траектория убегает и цикл разрушается.

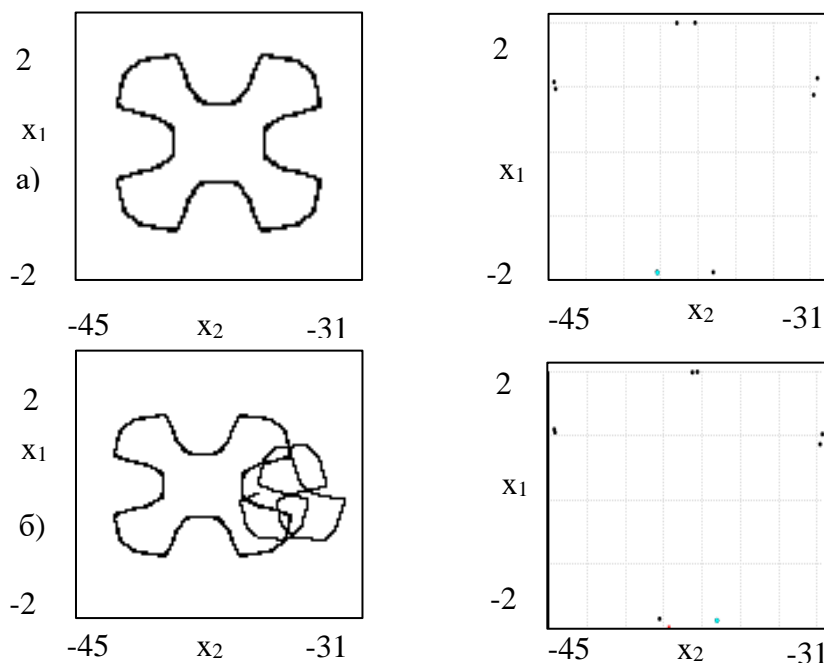


Рис.2. Конфигурационные пространства при а)  $\mu=0; \nu=0$ ; в)  $\mu=0.0000005; \nu=0.0000005$ .

### Библиографический список

1. С.П. Кузнецов. Хаос в системе трех связанных ротаторов: от динамики Аносова к гиперболическому аттрактору. Известия Саратовского университета - Новая серия. Серия Физика. 15, 2015, №2, 5-17.
2. T. J. Hunt, Ph.D. thesis, University of Cambridge, 2000.
3. Г.М. Заславский, Р.З. Сагдеев, Д.А. Усиков, А.А. Черников. Слабый хаос и квазирегулярные структуры. М.: Физматлит, 1983, 235 с.
4. Felk, E.V., Savin, A.V., Kuznetsov, A.P. Eur. Phys. J. Spec. Top. (2017) 226: 1777. doi:10.1140/epjst/e2017-70025-y

## ДЕГРАДАЦИЯ InGaN/GaN СВЕТОДИОДОВ ПРИ УСКОРЕННЫХ ИСПЫТАНИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА ПОВЫШЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

**И. В. Фролов, А. А. Широков, В. А. Сергеев, О. А. Радаев**

*Ульяновский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: ufire@mv.ru*

При освоении производства светодиодов (СИД) возникает необходимость в получении оперативной информации о соответствии заложенных при проектировании электрофизических и светотехнических параметров полученным значениям при их массовом производстве. Эта задача во многих случаях решается с помощью различных видов ускоренных испытаний и использования полученных при этом результатов для совершенствования их конструктивно-технологических параметров. Во многих случаях такие испытания позволяют получить достоверные данные о том, какие дефекты и в каких областях структуры возникают в процессе изготовления и старения, какое влияние они оказывают на электрические и светотехнические параметры светодиодов.

В работе представлены результаты исследования коммерческих СИД на основе двойной InGaN/GaN гетероструктуры с параметрами:  $\lambda_{\max} = 525$  нм,  $P_{\max} = 140$  мВт. Испытания проводились в импульсном режиме:  $\tau_{\text{имп}} = 100$  мкс, скважность 100,  $I_{\text{имп}} = 0.5$  А при комнатной температуре в течение 400 часов. Перед испытанием и в процессе их проведения контролировались вольт-амперные (ВАХ), ватт-амперные, спектральные характеристики и зависимости квантовой эффективности спектральных линий излучения СИД от тока накачки.

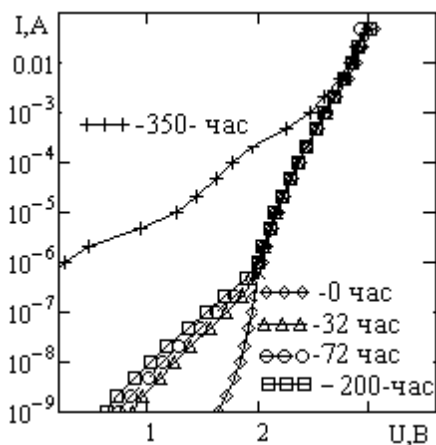


Рис. 1. Дegradaция ВАХ светодиода в процессе испытаний

На рис. 1 показаны типичные ВАХ СИД, измеренные до испытаний и в ходе их проведения. В общем случае, с учетом изменения в ходе испытаний, ВАХ СИД хорошо аппроксимируется эмпирическим выражением вида [1, 2]:

$$I = \sigma \cdot U^n + C \cdot N_t \cdot \exp(\alpha \cdot U) + I_0 \cdot \exp\left[\frac{q(U-I \cdot R)}{m k T}\right], \quad (1)$$

где  $\sigma$  – проводимость;  $U$  – напряжение смещения;  $n \approx 1$  – показатель степени;  $C$  – постоянный коэффициент, слабо зависящий от температуры и характеризующий свойства материала;  $N_t$  – концентрация дефектов в гетеро-

переходной области;  $\alpha$  – коэффициент туннелирования с размерностью  $V^{-1}$ ;  $I_0$  – ток насыщения;  $q$  – заряд электрона;  $R$  – активное сопротивление структуры;  $m > 2$  – коэффициент неидеальности ВАХ;  $k$  – постоянная Больцмана.

В процессе испытаний вклад различных компонент тока в суммарный ток различен на разных этапах испытаний. В интервале 0 – 200 ч компонента тока омической утечки  $\sigma \cdot U^n \approx 0$  и в диапазоне напряжений 0 – 2 В преобладающей в

этом временном интервале становится туннельно-рекомбинационная компонента тока  $C \cdot N_t \cdot \exp(\alpha \cdot U)$ . При этом коэффициент  $\alpha \approx (5.7 \div 6.3) \text{ В}^{-1}$  для различных экземпляров и слабо изменяется в процессе испытаний. Наибольшие изменения ВАХ при испытании происходят в области прямых смещений до 2 В и обусловлены ростом концентрации безызлучательных центров рекомбинации  $C \cdot N_t$  от  $7.8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$  до  $7.4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$  на интерфейсе гетероперехода. Поскольку коэффициент  $C = \text{const}$ , основные изменения обусловлены ростом  $N_t$ . В активной области структуры при напряжениях  $U > 2 \text{ В}$ , при которых преобладает диффузионная компонента тока, каких либо заметных изменений ВАХ не наблюдалось. При длительности испытаний более 270 ч у отдельных образцов СИД происходит резкий рост омического тока утечки  $\sigma \cdot U^n$  (рис. 1). Этот ток, на наш взгляд, возникает по периметру активной области структуры, содержащей наибольшее количество структурных нарушений, возникающих в процессе производства СИД и его герметизации. Излучение в активной области не возникает до тех пор, пока падение напряжения на шунте не достигнет порогового  $U > 2 \text{ В}$ .



Рис. 2. Дegrадация квантовой эффективности спектральных линий излучения СИД на длинах волн 520 и 530 нм

Исследование зависимостей квантовой эффективности спектральных линий от тока [3] (рис. 2) показывает, что существенная деградация наблюдается в области малых токов. Это, как отмечалось выше, обусловлено значительным ростом составляющей тока, связанной с безызлучательной рекомбинацией в области пространственного заряда во всем диапазоне смещений вплоть до значений, при которых начинает сказываться последовательное активное сопротивление. В процессе испытаний происходит сдвиг максимума квантовой эффективности спектральных линий в область больших токов.

Проведенные исследования показывают, что в большей степени процессы деградации происходят на интерфейсе гетероперехода и связаны с ростом концентрации безызлучательных центров в этой области, а также возникновением омических токов утечки по периферии гетеропереходной структуры.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №16-32-60051 мол\_а\_дк.*

#### Библиографический список

1. А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / Пер.с англ.под ред. В.С. Вавилова. – М.: Мир,1975.
2. А. R. Riben, D. L. Feucht // Solid-State Electronics 9 1966 1055.
3. В. А. Сергеев, И. В. Фролов, А. А. Широков // «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. XII Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов : Изд-во «Техно-Декор». – 2017. – С. 297–298

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ОТДЕЛАМИ ГОЛОВНОГО МОЗГА ЧЕЛОВЕКА В ХОДЕ ВОСПРИЯТИЯ ОБУЧАЮЩЕГО ВИДЕОМАТЕРИАЛА

Н.С. Фролов

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*

*E-mail: [phrolovns@gmail.com](mailto:phrolovns@gmail.com)*

Понимание устройства головного мозга и его когнитивных функций, составляющих основу человеческого мышления, является одной из быстроразвивающихся и горячих тем в современной науке. В ответ на это, в обществе возникает потребность в использовании новых теоретических знаний на практике для повышения качества образования [1]. Естественным образом, эти научные направления развиваются самосогласованно и представляют широкие возможности для модификации образовательного процесса с ориентиром на последние тенденции из области нейро- и когнитивной науки [2].

На наш взгляд, эффективное решение подобных задач достигается при применении междисциплинарных методов и подходов, объединяющих такие научные направления как нейро- и когнитивная наука, статистическая физика и нелинейная динамика. С этих позиций, нелинейная динамика и статистическая физика позволяют развить и расширить математический аппарат методов обработки большого объема данных, получаемых в ходе нейрофизиологических исследований, и выявить ранее неизвестные особенности относительно динамики нейронной сети головного мозга. Широкое применение математических методов направлено на восстановление структуры функциональных связей между отделами головного мозга в процессе различных типов его активности [5]. Среди наиболее известных методов стоит выделить установление причинности по Грейнджеру [6], оценка нелинейных ассоциаций [7] и вейвлетной бикогерентности [8].

В настоящей работе мы применяем новый подход к анализу многомерных данных ЭЭГ, полученных в ходе регистрации электрического сигнала коры головного мозга человека при просмотре обучающих видеоматериалов, на основе нелинейно-динамического представления процессов, описываемых временными рядами. В литературе данный метод известен как рекуррентная мера зависимости (англ. Recurrent Measure of Dependence [9]) и опирается на установление взаимной зависимости процессов с точки зрения их условной вероятности. С помощью данного метода сигналы многоканальной ЭЭГ, регистрируемые в разных областях головного мозга, сравниваются попарно. В результате удастся установить связаны ли процессы в различных зонах коры мозга, а также выявить интенсивность связи и оценить временную задержку.

Метод заключается в следующем. По имеющимся исходным сигналам, описывающим процессы  $X$  и  $Y$ , восстанавливаются траектории в фазовом пространстве  $x = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$  и  $y = \{y_1, y_2, \dots, y_N\}$  соответственно. Для каждой траектории рассчитываются рекуррентные матрицы:

$$R_{ij}^X = H(\varepsilon - |x_i - x_j|), \quad R_{ij}^Y = H(\varepsilon - |y_i - y_j|), \quad (1)$$

где  $H()$  – функция Хевисайда, а  $\varepsilon$  - размер рекуррентной области фазового пространства. На основе полученных матриц вычисляются вероятность того, что событие  $X$  принимает значение  $x_i$  как  $P^X(x_i) = 1/N \sum_{j=1}^N R_{ij}^X$ , и аналогично для события  $Y$ :  $P^Y(y_i) = 1/N \sum_{j=1}^N R_{ij}^Y$

Также, считается взаимная рекуррентная матрица:

$$JR_{ij} = R_{ij}^X R_{ij}^Y, \quad (2)$$

и на ее основе вычисляется условная вероятность того, что событие  $X$  принимает значение  $x_i$  при том, что событие  $Y$  принимает значение  $y_i$  как  $P^{XY}(x_i, y_i) = 1/N \sum_{j=1}^N JR_{ij}$ . Чтобы определить насколько независимыми являются события  $X$  и  $Y$  в момент времени  $i$ , вычисляется величина рекуррентной меры зависимости:

$$RMD_i = P^{XY}(x_i, y_i) / (P^X(x_i)P^Y(y_i)). \quad (3)$$

Расчет рекуррентной меры зависимости позволяет провести анализ связи с учетом задержки  $\tau$  путем смещения одного из временных рядов на необходимое количество единиц времени. В этом случае:

$$RMD(\tau) = \log_2 \left( \frac{1}{N'} \sum_1^{N'} RMD_i(\tau) \right), \quad (4)$$

где  $N' = N - \tau$ , а  $RMD(\tau)$  подразумевает оценку величины  $RMD$  с учетом смещения сигнала  $Y$  на  $\tau$ . В этом случае, для независимых процессов будем иметь  $RMD=0$ , в то время как ненулевое значение  $RMD$  при  $\tau > 0$  говорит о влиянии  $X$  на  $Y$ , и наоборот для  $\tau < 0$ .

Анализ функциональных связей головного мозга человека при просмотре обучающего видеоматериала на основе данных ЭЭГ с применением описанного метода позволил выявить увеличение связей в затылочной зоне коры головного мозга и лобных долях по сравнению с фоновой активностью, что говорит об активации участков мозга, связанных с обработкой информации, а также зрительных функций человека.

*Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ (проекты МК-5850.2018.2 и НШ-2737.2018.2).*

#### Библиографический список

1. *U. Goswami* // Nature reviews neuroscience. 2006. – V. 7. – No. 5. – P. 406.
2. *L. Meltzer* “Executive function in education: From theory to practice” New York: Guilford Publications, 2018.
3. *K. J. Friston* // Brain connectivity. – 2011. – V. 1. – No. 1. – P. 13-36.
4. *A. K. Seth, A. B. Barrett, L. Barnett* // Journal of Neuroscience. – 2015. – V. 35. – No. 8. – P. 3293-3297.
5. *F. L. da Silva, J. P. Pijn, P. Boeijinga* // Brain topography. – 1989. – Т. 2. – №. 1-2. – С. 9-18.
6. *A. E. Hramov et al.* “Wavelets in neuroscience” Berlin: Springer, 2016.
7. *B. Goswami* // The European Physical Journal Special Topics. – 2013. – V. 222. – №. 3-4. – P. 861-873.

**ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СХЕМЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ****Н.С. Фролов***Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.**Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского**E-mail: [phrolovns@gmail.com](mailto:phrolovns@gmail.com)*

Релятивистские генераторы на виртуальном катоде (виркаторы, виртоды, редитроны и т.д.) являются одними из перспективных и, как следствие, активно исследуемых высокомо мощных источников электромагнитных сигналов в СВЧ и суб-ТГц диапазоне. Такие устройства могут использоваться в системах для ускорения потоков ионов, для изучения электромагнитной совместимости, для зондирования атмосферы и т.п. [1,2].

Следует отметить, что основными преимуществами виркаторов являются: высокая выходная мощность, простота управления спектральными характеристиками, в определенных режимах – широкая полоса частот генерируемых сигналов и простота конструкции (в том числе, возможность функционирования без внешнего магнитного поля).

Однако основными недостатками генераторов с релятивистским электронным потоком со сверхкритическим током является низкий КПД и относительно низкая частота генерации. Одними из возможных решений проблем низкой эффективности и продвижения в миллиметровый диапазон длин волн следует указать разработку новых схем генераторов на виртуальном катоде и модификацию старых. Данная работа посвящена анализу перспективных моделей виркаторов с точки зрения увеличения КПД и частоты генерации.

В настоящей работе представлены результаты анализ следующих схем.

- Многолучевая схема виркатора, в которой несколько пучков со сверхкритическими токами нагружены на общий резонатор. Такая схема может рассматриваться как перспективная для предотвращения падения мощности при увеличении частоты генерации в виркаторах. Проанализирована возможность эффективного взаимодействия нескольких виртуальных катодов в едином пространстве взаимодействия, и определены условия, при которых реализуется эффективное сложение мощностей каждого из пучков на выходной нагрузке [3].

- Релятивистский виркатор с эллиптическим резонатором. Проанализирована динамика электронного потока. Представлены результаты глобальной оптимизации за счет изменения управляющих параметров системы. Оптимизирован вывод мощности. Показано, что эллиптический тип резонатора позволяет обеспечить лучшую эффективность взаимодействия релятивистского электронного потока и электромагнитного поля за счет лучшей локализации возбуждаемого поля в подобной электродинамической структуре, что приводит к значительному увеличению КПД системы. Одновременно, за счет работы на высших гармониках основной частоты колебаний возможно эффективное продвижение в миллиметровый диапазон длин волн [4].

- Релятивистский виркатор с фотонным кристаллом. В современной СВЧ электронике все более актуальной задачей становится использование различных мета-материалов и искусственных фотонных кристаллов для повышения эффективности взаимодействия пучка с электромагнитным полем [5-7]. Можно предположить, что периодические электродинамические структуры в виде фотонного кристалла могут быть полезны для улучшения характеристик генерации в приборах виркаторного типа [8]. Действительно, анализ результатов моделирования показал высокую эффективность генерации при использовании фотонной кристаллической структуры, по сравнению с классической схемой аксиального виркатора. Показано, что дисперсионные характеристики фотонного кристалла позволяют обеспечить синхронизм фазовой скорости электромагнитной волны и промодулированного виртуальным катодом электронного потока.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ 3.859.2017/4.6) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 17-52-04097 и № 16-32-60107).*

#### Библиографический список

1. *Benford, J.* “High Power Microwaves, third edition” – Series in Plasma Physics, CRC Press, Taylor and Francis Group, 2016.
2. *Frolov N. S. et al.* // Saratov Fall Meeting 2015: Third International Symposium on Optics and Biophotonics and Seventh Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium (PALS). – International Society for Optics and Photonics, 2016. – Т. 9917. – С. 991721.
3. *Badarin A. A. et al.* // Vacuum Electronics Conference (IVEC), 2017 Eighteenth International. – IEEE, 2017. – С. 1-2.
4. *Badarin A. A. et al.* // Vacuum Electronics Conference (IVEC), 2017 Eighteenth International. – IEEE, 2017. – С. 1-2.
5. *Yasumoto K.* “Electromagnetic Theory and Applications for Photonic Crystals”, CRC Press, 2005.
6. *Baryshevsky V.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2015. Т. 355. – С. 17–23.
7. *Wang B., Cappelli M.A.* // Applied Physics Letters. – 2016. – Т. 108. 161101.
8. *Baryshevsky V.G., Gurinovich A.A.* // arXiv preprint. 2009. – arXiv:0903.0300.



## ОБОБЩЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИИ В СИСТЕМАХ С ДВУМЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМИ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ЛЯПУНОВА

**В.А. Ханадеев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко**

*ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского»*

*E-mail: v.a.hanadeev@gmail.com*

Исследование обобщенной хаотической синхронизации в нелинейных системах в настоящее время является актуальным направлением радиофизики [1]. В данный момент времени уже разработаны методы диагностики и детально изучен вопрос о механизмах возникновения обобщенной синхронизации в однонаправленно связанных системах [2,3]. Позднее появились работы, направленные на диагностику этого режима в системах с взаимным типом связи [4,5]. В то же самое время, большая часть работ, известных в этом направлении, была направлена на констатацию факта возможности существования этого режима, в то время как само понятие обобщенной синхронизации было введено в рассмотрение значительно позднее [5]. Для такого типа связи также было проведено всестороннее исследование и установлена возможность применения тех же методов диагностики синхронного режима, что и в случае однонаправленной связи, за исключением метода вспомогательной системы [6].

Работы, посвященные исследованию обобщенной синхронизации, относятся, как правило, к изучению этого режима в ограниченных классах динамических систем. Это потоковые системы и дискретные отображения, демонстрирующие сложнопериодическую или хаотическую динамику, или модели пространственно-распределенных сред, характеризующихся в автономном режиме одним положительным показателем Ляпунова. Представляется интересным вопрос о возможности наблюдения этого режима в системах, обладающих несколькими положительными показателями Ляпунова.

В настоящей работе исследуется возможность возникновения обобщенной синхронизации в хаотической системе, характеризующейся двумя положительными показателями Ляпунова. Для этого была построена система двух взаимно связанных модифицированных систем Лоренца [7]:

$$\begin{cases} \dot{x}_{1,2} = a(y_{1,2} - x_{1,2}) + \varepsilon y_{1,2} z_{1,2} \\ \dot{y}_{1,2} = cx_{1,2} - dx_{1,2} z_{1,2} + y_{1,2} + u_{1,2} \\ \dot{z}_{1,2} = x_{1,2} y_{1,2} - bz_{1,2} \\ \dot{u}_{1,2} = -k_{1,2} y_{1,2} + \varepsilon(x_{2,1} - x_{1,2}) \end{cases} \quad (1)$$

со значениями управляющих параметров:  $a = 35$ ,  $b = 4.9$ ,  $c = 25$ ,  $d = 5$ ,  $e = 35$ ,  $k_1 = 140$ ,  $k_2 = 200$  и исследовано ее поведение при изменении силы связи  $\varepsilon$ . Исследование проводилось при помощи расчета спектра показателей Ляпунова для системы (1) и при помощи метода фазовых трубок [8]. Установлено, что при выбранных значениях управляющих параметров и увеличении силы связи между

системами происходит последовательный переход двух положительных показателей Ляпунова в область отрицательных значений. Когда оба показателя Ляпунова становятся отрицательными, в системе диагностируется режим обобщенной синхронизации, что подтверждается при помощи метода фазовых трубок.

*Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект № МК-531.2018.2).*

#### **Библиографический список**

1. *Rulkov N. F., Sushchik M. M., Tsimring L. S., Abarbanel H. D. I.* // Phys. Rev. E. 1995. V. 51, N. 2. P. 980-994.
2. *Pyragas K.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54, N. 5. P. R4508-R4511.
3. *Короновский А. А., Москаленко О. И., Храмов А. Е.* // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып. 2. С. 1-9.
4. *Zheng, Z., Wang X., Cross M. C.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 65. P. 056211.
5. *Moskalenko, O. I., Koronovskii A. A., Hramov A. E., Boccaletti S.* // Phys. Rev. E. 2012. V. 86. P. 036216.
6. *Moskalenko, O. I., Koronovskii A. A., Hramov A. E.* // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. P. 064901.
7. *Zengqiang, C. A., Yong Y., Guoyuan Q., Zhuzhi Y.* // Physics Letters A. 2007. V. 360, N. 6. P. 696-701.
8. *Koronovskii A.A., Moskalenko O.I., Hramov A.E.* // Phys. Rev. E. 2011.V. 84, № 3. P. 037201.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОФАЗНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА, СТОЙКОГО К ДЕГРАДАЦИИ

П.Г. Харитонова, С.В. Стецюра, И.В. Маляр

*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: [haritonovapg@gmail.com](mailto:haritonovapg@gmail.com)*

Интерес к исследованиям структур CdS-PbS, в частности в виде тонких пленок толщиной до 1 мкм, обусловлен тем, что возможно изменять их фотоэлектрические и оптические свойства благодаря различным значениям ширины запрещенной зоны при образовании ограниченных твердых растворов и гетерофазной структуры (ширина запрещенной зоны CdS 2,42 эВ, PbS от 0,37 эВ до 0,41 эВ) [1]. Было показано [2] формирование наноразмерного слоя с определенной плотностью свинецсодержащей фазы при использовании технологии Ленгмюра-Блоджетт позволяет повысить радиационную стойкость полупроводника CdS при сохранении fotocувствительности. Свинецсодержащие нанокластеры в структуре выступают в качестве геттеров дефектов. Сток радиационных дефектов в узкозонную фазу происходит благодаря потенциальному рельефу и радиационно-стимулированной диффузии (РСД). Узкозонные включения выступают в качестве потенциальной ямы для заряженных дефектов, в частности атомов кадмия  $Cd^+$ , которые являются основным видом дефектов в полупроводниках CdS.

В работе исследуются параметры CdS-PbS, которые оказывают влияние на радиационную стойкость гетерофазного полупроводника при облучении электронами с энергией до 20 кэВ. Образцы получены путем нанесения слоев арахиата свинца из водной субфазы на поверхность CdS с последующим высокотемпературным отжигом и без него (в случае нанесения одного монослоя арахиата свинца). Наиболее крупные кластеры PbS размером около 10 нм образуются в приповерхностной области [3] и необходимо рассчитать плотность данных включений, обеспечивающих повышение радиационной стойкости не менее, чем в 10 раз. Получено, что расстояние между включениями PbS не должно превышать 2 мкм (для ОПЗ в CdS  $L=1$  мкм, высоты потенциального барьера гетероперехода  $\phi \approx 1$  В и концентрации доноров  $N_d \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup>). Учитывая коэффициенты радиационно-стимулированной диффузии  $D$  ( $10^{-14}$  м<sup>2</sup>/с в CdS,  $10^{-29}$  м<sup>2</sup>/с в PbS) и постоянные решетки  $a$  (4,13 Å для CdS, 5,94 Å для PbS), была рассчитана средняя скорость дефектов в широкозонной и узкозонной фазах по формуле  $v = D/a$ . Получено, что, дефекты пройдут фазу CdS со скоростью  $2,4 \cdot 10^{-5}$  м/с, а затем будут удержаны фазой PbS, т.к. средняя скорость составляет  $1,7 \cdot 10^{-20}$  м/с.

*Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ № 16-08-00524-а.*

### Библиографический список

1. Rokakh A. G., Stetsyura S. V., Trofimova N. B., Elagina N. V. // Inorganic Materials. 1999. Т. 35, № 5. Р. 452.
2. Маляр И. В., Стецюра С. В. // ФТП. 2011. Т. 45, №. 7. С. 916.
3. Стецюра С. В., Глуховской Е. Г., Козловский А. В., Маляр И. В. // ЖТФ. 2015. Т. 85, № 5, С. 116.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ, ИМЕЮЩИХ НЕСКОЛЬКО СКРЫТЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

**В. С. Хорев<sup>1</sup>, И. В. Сысоев<sup>1,2</sup>, М. Д. Прохоров<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: zergs@inbox.ru*

Уравнения с запаздыванием широко используются для описания динамики систем в различных научных дисциплинах, включая физику, химию и биологию. Задача реконструкции параметров таких уравнений по временным рядам важна для многих приложений. Эта нетривиальная задача становится еще более сложной, если некоторые переменные исследуемых систем являются скрытыми, то есть, они не могут быть измерены непосредственно. В данной работе предложен метод восстановления систем с запаздыванием, имеющих две скрытые динамические переменные.

В качестве объекта исследования выбрана система уравнений Ланга-Коба-яши (1), описывающая динамику полупроводникового лазера [1]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}(t) &= F(t)\rho(t) + \eta\rho(t - \tau)\cos(\varphi(t) - \varphi(t - \tau)), \\ \rho(t)\dot{\varphi}(t) &= F(t)\alpha\rho(t) - \eta\rho(t - \tau)\sin(\varphi(t) - \varphi(t - \tau)), \\ T\dot{F}(t) &= P - F(t) - (1 + 2F(t))\rho^2(t). \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho(t)$  и  $\varphi(t)$ , соответственно, модуль и фаза комплексной амплитуды электрического поля,  $F(t)$  — концентрация неравновесных носителей,  $\tau$  — время запаздывания в цепи обратной связи,  $T = \tau_s / \tau_p$  — отношение времени жизни носителей  $\tau_s$  ко времени жизни фотонов в резонаторе  $\tau_p$ , время  $t$  измеряется в единицах  $\tau_p$ ,  $P$  — параметр накачки (превышение порога генерации),  $\eta$  — коэффициент обратной связи,  $\alpha$  — фактор неизохронности.

Генерация рядов системы (1) осуществлялась методом Рунге-Кутты второго порядка с шагом интегрирования 0.05 нс при  $\tau = 20$  нс,  $P = 0.0145$ ,  $\eta = 0.02$ ,  $T = 1000$ ,  $\alpha = 5$ . Предположим, что из динамических переменных системы (1) нам известна только  $\rho(t)$ , а переменные  $\varphi(t)$  и  $F(t)$  являются скрытыми.

Используя модифицированный метод начального условия, предложенный в работе [2], мы восстановили временные ряды скрытых переменных  $\varphi(t)$  и  $F(t)$ . При этом значения параметров  $\tau$ ,  $T$  и  $\alpha$  предполагались известными, а значения параметров  $P$  и  $\eta$  требовалось восстановить. Начальные значения параметров  $P$  и  $\eta$  мы перебирали в некотором диапазоне относительно их истинных значений (от 0.0141 до 0.0150 с шагом 0.0001 для  $P$ , от 0.011 до 0.030 с шагом 0.001 для  $\eta$ ). Стартовые догадки для  $\varphi(t)$  и  $F(t)$  были заданы с помощью кубических сплайнов, построенных по 3 точкам (на интервале задержки) их временных рядов.

На рис. 1 (а) и (б) отложены фрагменты временных рядов скрытых переменных  $\varphi(t)$  и  $F(t)$  системы (1) в периодическом режиме и временные ряды восстановленных переменных (для стартовых значений параметров  $P = 0.015$ ,  $\eta = 0.018$ ). Видно, что скрытые переменные удается восстановить с достаточно хорошей точностью. На рис. 1 (в) приведен график, на котором различным цветом отмечены области значений стартовых догадок параметров, для которых ошибка восстановления параметров принимает различные значения.

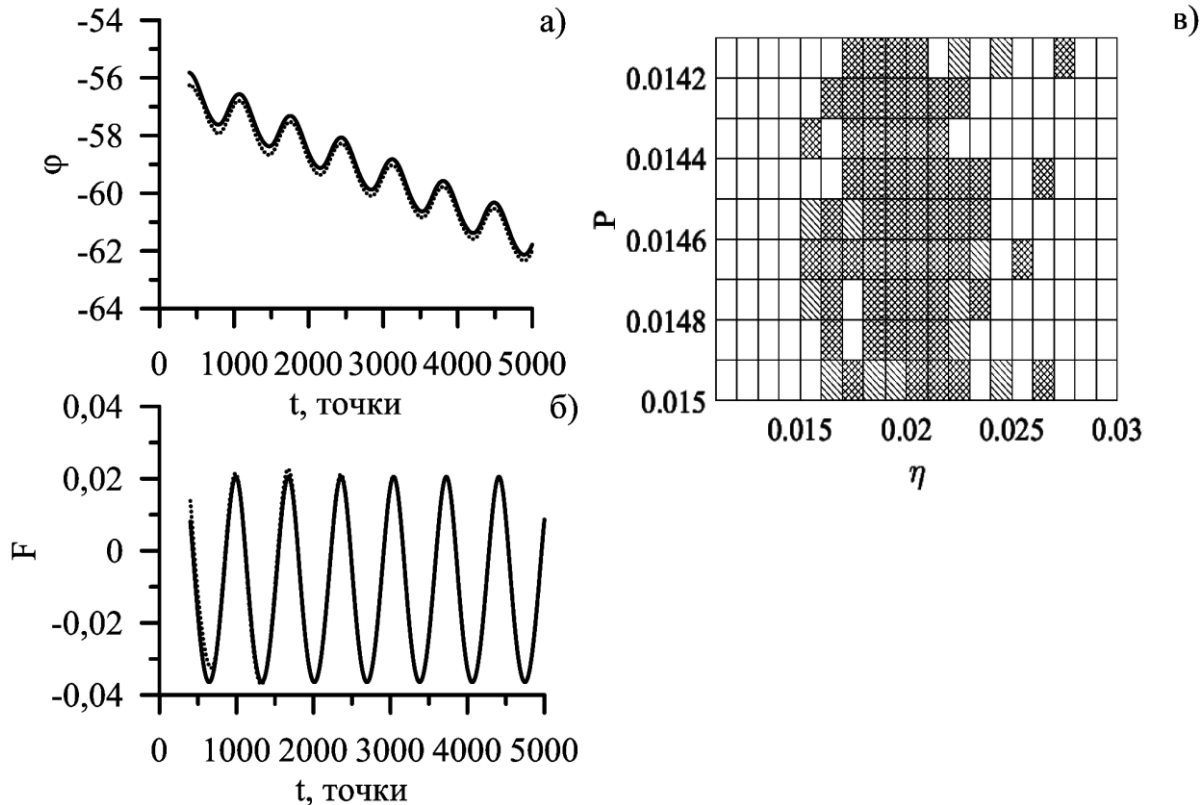


Рис. 1. (а), (б) Фрагменты временных рядов истинных (сплошная линия) и восстановленных (пунктирная линия) переменных  $\varphi(t)$  и  $F(t)$  системы (1), соответственно. (в) Области стартовых догадок для неизвестных параметров  $P$  и  $\eta$ . Области, для которых ошибка восстановления параметров менее 5%, 5%-10% и более 10%, отмечены двойной штриховкой, штриховкой и белым цветом, соответственно.

Площадь области стартовых догадок на рис. 1 (в), из которой удается восстановить параметры  $P$  и  $\eta$  с точностью не хуже 5%, составляет 15%. Таким образом, продемонстрирована возможность реконструкции неизвестных параметров и временных рядов нескольких скрытых переменных в системе Ланга-Кобаяши.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00091.*

#### Библиографический список

1. *Alsing P.M., Kovanis V., Gavrielides A., Erneux T. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 4429-4434.*
2. *Сысоев И.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, No. 1. P. 84-93.*

## ОЦЕНКА ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ КОНТУРАМИ РЕГУЛЯЦИИ ВАРИАбельНОСТИ RR-ИНТЕРВАЛОВ И КРОВЕНАПОЛНЕНИЯ ДИСТАЛЬНЫХ СОСУДОВ

В. С. Хорев<sup>1,2</sup>, А. Р. Киселев<sup>1,3</sup>, Б. П. Безручко<sup>1,4</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю. А.

<sup>3</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского

<sup>4</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: zergs@inbox.ru

Одной из наиболее значимых физиологических систем является сердечно-сосудистая система человека, обладающая способностью синхронизировать активность своих компонентов. В предшествующих работах было показано, что низкочастотные колебания сердечных сокращений и кровяного давления человека с собственной частотой около 0.1 Гц находятся в состоянии высокой степени синхронизации. Однако при развитии хронических заболеваний сердечно-сосудистой системы, таких как артериальная гипертония, эта синхронизация может быть нарушена.

Перспективным способом диагностики, а также терапии некоторых патологий сердца и сосудов являются развиваемые нами подходы, основанные на оценке степени взаимодействия контуров вегетативной регуляции кровообращения с помощью диагностики подстройки фаз колебаний [1,2] и количественной оценки степени связанности этих контуров на основе методов фазовой динамики [3]. Такой анализ затруднен наличием свободных параметров используемых нелинейных методов анализа, выбор которых при анализе сложных нестационарных сигналов систем биологической природы является самостоятельной нетривиальной задачей.

В качестве первого метода был использован метод оценки времени запаздывания связи между двумя колебательными системами, основанный на моделировании фазовой динамики. Для проведения анализа данным методом необходимо наличие достаточно длинных временных рядов и невысокого уровня шума. Метод отличается хорошей чувствительностью при рассмотрении систем со слабой связью, описываемой в моделях членами невысокого порядка в уравнениях фазовой динамики.

Смысл данного метода состоит в том, чтобы, используя текущие значения фазы одной системы, попробовать спрогнозировать будущие значения фазы второй системы. Гипотеза о наличии связи принимается, если информация о фазе второй системы предсказала эволюцию фазы первой системы.

Второй метод, использованный для анализа, предложен в работе [4] как более точная альтернатива методу расчета коэффициента фазовой когерентности, позволяющий избежать выводов о наличии связи, полученной случайным образом из-за таких нарушений свойств динамики, как короткий ряд, недостаточная точность оценки параметров и других.

В ходе изучения записей здоровых испытуемых была обнаружена двунаправленная связь. В 52 случаях из 82 пробное время задержки, соответствующее локальным максимумам на зависимостях сил связи, в направлении «сердце-сосуды» оказалось меньшим, чем в направлении «сосуды-сердце» при расчете с помощью метода, основанного на моделировании фазовой динамики. И лишь в 47 случаях для результатов, детектируемых методом расчета кросс-корреляции приращений фаз. Что может свидетельствовать о предшествовании низкочастотных колебаний в направлении связи «сердце-сосуды» по сравнению с направлением «сосуды-сердце».

Средние значения задержек при анализе воздействия подсистемы регуляции вариабельности сердечного ритма на систему регуляции дистального кровотока принимают меньшие значения, что объясняется тем, что ответ на стимул, предъявляемый системой регуляции дистального кровотока опосредуется через вегетативную нервную систему (барорефлекс), а ответ на стимул подсистемы регуляции сердечных сокращений опосредуется механически через сердечный выброс. Полученные результаты хорошо согласуются с современными представлениями об устройстве и организации взаимодействия подсистем регуляции в сердечно-сосудистой системе. Было продемонстрировано качественное соответствие результатов оценки преимущественного направления, а также оценки силы воздействия, задержки в связи между системами с теоретическими ожиданиями.

*Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МД-3318.2017.7 (сбор экспериментальных данных, статистическая обработка результатов исследования), РНФ №14-12-00291 (нелинейные методы анализа данных)*

#### **Библиографический список**

1. *Kiselev A.R., et al.* // Physiological Measurement. 2016. V. 37. P. 580–595.
2. *Ponomarenko V.I., et al.* // The European Physical Journal Special Topics. 2013. V. 222. P. 2687–2696.
3. *Караваев А.С. и др.* // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2016. Т. 16. №1. С. 17–24.
4. *Сидак Е.В.* Методы интервального оценивания характеристик связи между осциллограммами по временным реализациям фаз колебаний. // Дисс. канд. физ.-мат. наук. Саратов. гос. университет, Саратов, 2016.

**АНАЛИЗ ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗОВАННОСТИ ПРОЦЕССОВ  
ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА И ТОНУСА  
СОСУДОВ У ПАЦИЕНТОВ, НАХОДЯЩИХСЯ В  
КОМАТОЗНОМ СОСТОЯНИИ**

**А.Н. Храмков<sup>2</sup>, Е.В. Навроцкая<sup>1,2</sup>, Д.В. Садчиков<sup>3</sup>, Р.С. Хамбеков<sup>3</sup>,  
Е.Е. Зеулина<sup>3</sup>, Б.П. Безручко<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

<sup>3</sup>*Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского*  
*E-mail: sidakev@gmail.com*

В данной работе рассматривается задача оценки связанности процессов нервной регуляции системы кровообращения у пациентов, находящихся в коматозном состоянии с помощью методов, основанных на анализе фазой динамики. Ранее [1] с помощью методов оценки уровня синхронизованности систем по данным наблюдений было показано, что у здоровых людей медленные ритмы (на частоте около 0.1 Гц) вегетативной регуляции частоты сердечных сокращений и сосудистого тонуса синхронизованы между собой. При патологиях системы кровообращения уровень синхронизации данных ритмов снижается [2]. Во время коматозного состояния характер взаимодействия ритмов сердечнососудистой системы становится иным и на сегодняшний день малоизучен. Знание особенностей взаимодействия процессов регуляции сердечнососудистой системы во время комы представляет собой интерес как в фундаментальном аспекте, так и в прикладном.

В данной работе исследование проводилось путем анализа одновременных записей сигналов электрокардиограммы (ЭКГ) и фотоплетизмограммы (ФПГ), полученных от пациентов во время комы. Данные были получены на базе клинических больниц г. Саратова (первая городская больница) и г. Энгельса (вторая городская больница). Во время эксперимента регистрировались сигналы одноканальной ЭКГ во II стандартном отведении и двух каналов ФПГ – с мочки правого уха (ФПГ<sub>ухо</sub>) и безымянного пальца правой руки (ФПГ<sub>рука</sub>). Данные регистрировались в течение 120 минут. Ряды ЭКГ пересчитывались в ряды RR-интервалов – кардиоинтервалограммы (КИГ). Для контроля были получены и проанализированы аналогичные сигналы для здоровых испытуемых в положении лежа. Регистрация сигналов от здоровых добровольцев проводилась на базе кафедры динамического моделирования и биомедицинской инженерии СГУ имени Н.Г. Чернышевского.

Для обработки сигналов использовались методы, основанные на введении и анализе фазы колебаний. Фаза сигналов КИГ и ФПГ вводилась с помощью преобразования Гильберта, сигналы при этом предварительно фильтровались полосовым фильтром в полосе частот 0.05 – 0.15 Гц. Уровень синхронизации изучаемых процессов оценивался с помощью коэффициента фазовой когерентности. Для оценки интенсивности и направленности воздействия одной системы регуляции на другую использовался метод, основанный на моделировании фазовой



динамики [3].

Для пяти пациентов, находящихся в состоянии комы и пяти здоровых испытуемых были получены оценки индексов синхронизации и направленного взаимодействия в зависимости от времени (оценка индексов проводилась в скользящем окне шириной 30 минут). В результате анализа, было обнаружено, что во время коматозного состояния может сохраняться взаимодействие между исследуемыми подсистемами регуляции кровообращения, также как и у здоровых испытуемых. Однако характеристики взаимодействия во время комы меняются во времени, в отличие от здоровых испытуемых, для которых результаты воспроизводятся во всех скользящих окнах.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00291).*

#### **Библиографический список**

1. *Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Karavaev A.S., Kiselev A.R., Gridnev V.I., Bezruchko B.P. // Eur. Phys. J. Special Topics. 2013. V. 222, № 10. P. 2687–2696.*
2. *Киселев А.Р., Гриднев В.И., Посненкова О.М., Беспятов А.Б., Довгалецкий П.Я., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Котельникова Е.В. // Терапевтический архив. 2007. Т. 79, № 4. С. 23–31.*
3. *D. Smirnov, B. Bezruchko // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. P. 046209.*

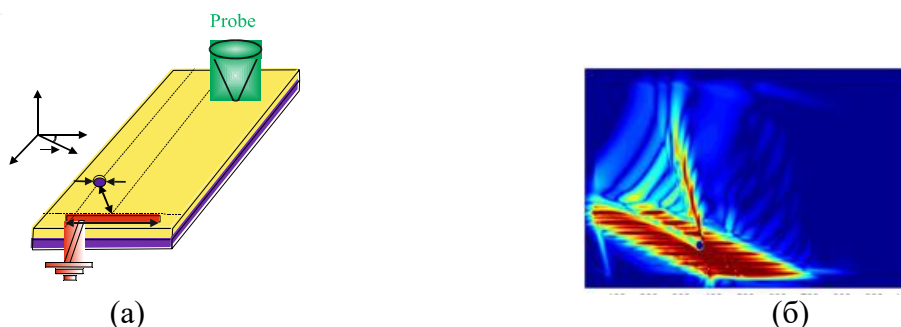
## МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ПУЧКА СПИНОВЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКЕ ЖИГ

А.Б.Хутиева<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>, Э.Г. Локк<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН  
E-mail: any788782@gmail.com

В последнее время большой интерес представляют задачи дифракции спиновых волн с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями при падении на широкую щель в непрозрачном экране с произвольной ориентацией [1, 2]. В отличие от аналогичной задачи для изотропных сред, где угловая ширина пучка дифрагированной спиновой волны определяется соотношением  $\lambda/D$  ( $\lambda$  – длина волны, а  $D$  – характерный размер щели), в случае, например, касательно намагниченной пленки железо-иттриевого граната, возможным оказывается бездифракционное распространение сверхнаправленного пучка [1,2,3].



Схематическое изображение исследуемой структуры (а) и результат расчета интенсивности сверхнаправленного пучка МСВ (б)

В настоящей работе с помощью методов микромагнитного моделирования показано распространение сверхнаправленного пучка магнитостатических волн (МСВ). Рассчитан диапазон параметров (характерный размер неоднородности, угол ориентации магнитного поля, размеры антенны для возбуждения МСВ) в котором наблюдается эффективное формирование и распространение сверхнаправленного луча МСВ. Проведено сравнение с конфигурацией прямой объемной МСВ.

### Библиографический список

1. *Edwin H. Lock*. Cornell University Library: <http://arxiv.org/abs/1112.3929>
2. *E. H. Lock*. *Physics-Uspexhi*. 55, 1239 (2012).
3. *Alexander Yu. Annenkov, Sergey V. Gerus and Edwin H. Lock*. *EPJ Web of Conferences* 185, 02006 (2018)

## ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ КВАНТОВОЙ ЯМЫ НА СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

**Ф. А. Черкасов<sup>1</sup>, А. А. Бурцев<sup>1,2</sup>, М. А. Панков<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,

<sup>2</sup>Государственный лазерный полигон «Радуга»

E-mail: cherkasov.f@yandex.ru

В предыдущей работе авторами рассматривались проблемы по эксплуатации и обнаружению дефектов в лазерных диодах [1]. Было указано, что для понимания и выявления механизмов медленной деградации необходимо подробно исследовать активную зону и квантовый выход для разных режимов работы.

Двойной гетеропереход В/А/В типа I представляет собой структуру с одиночной квантовой ямой или структуру с одиночным барьером. В широком смысле квантовой ямой называют систему, в которой движение свободного носителя, электрона или дырки, ограничено в одном из направлений.

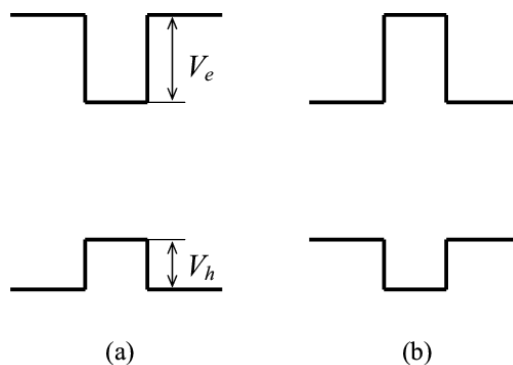


Рис. 1. Зонная схема структуры с одиночной квантовой ямой (а) и одиночным барьером (б).  $V_{e,h}$  – высота потенциального барьера (или разрыв зон) на интерфейсе в зоне проводимости и валентной зоне соответственно.

Энергетический спектр электронов дырок в полупроводниковых наноструктурах определяется их размерами и топологией. Поэтому путем изменения размеров и топологии возможно управление энергетическими спектрами носителей заряда, что представляет большой интерес для практических приложений. Для определения квантового состояния носителей заряда использовался приближенный метод эффективной массы для случая простых зон. Огибающая волновой функции электрона внутри каждого слоя многослойной структуры записывается в виде суперпозиции линейно независимых объемных решений, а для сшивки на гетерограницах вводятся граничные условия для этой огибающей и ее производной по нормальной координате. Пример расчета энергии носителей заряда от ширины квантовой ямы структуре GaAs-GaAlAs представлен на рис. 2.

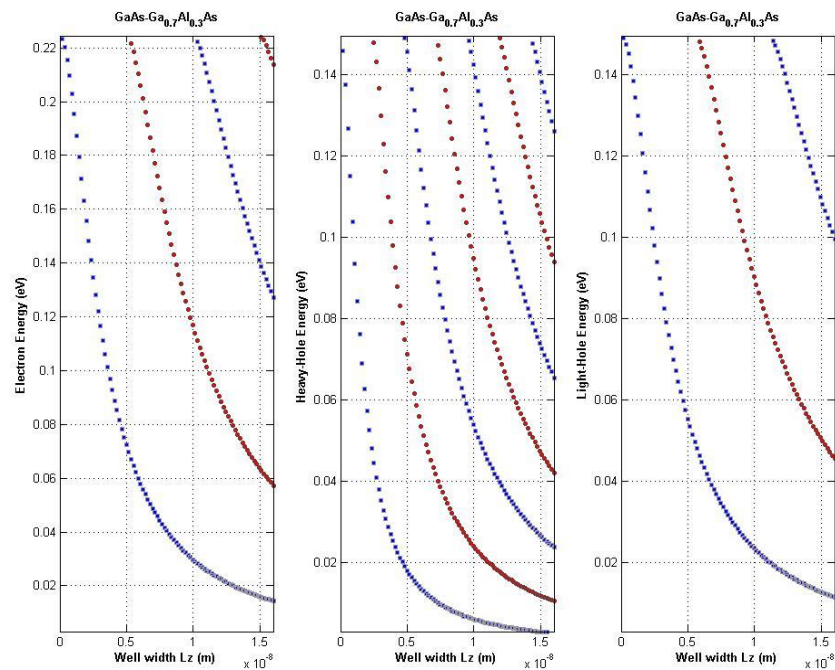


Рис.2. Зависимость энергии носителей заряда от ширины квантовой ямы.

Задавая значения ширины квантовой ямы, можно проследить, как меняются энергии носителей заряда. Это позволит исследовать спектр лазерных диодов при производстве.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-07-00943 А.*

#### Библиографический список

1. Черкасов Ф.А., Бурцев А.А., Панков М.А. // Тезисы доклада XII Всероссийской конференции «Наноэлектроника, нанопотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2017. – с. 305-307.
2. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мушхин С.Ф., Рыков С.А. Физика наноразмерных систем. Спб.: Наука, 2001.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974

## МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ СКРЫТОГО СООБЩЕНИЯ, ОСНОВАННЫЙ НА АНАЛИЗЕ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ХАОТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ПРИЕМНИКА И ПЕРЕДАТЧИКА

**Р.О. Чуб, Д.Д. Кульминский, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров**

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН  
E-mail: echinopsine@gmail.com*

Идея совмещения принципов передачи информации на хаотической несущей [1] с принципами корреляционного приема [2] и оптимальной фильтрации [3] показала свою плодотворность, однако, конкретных радиофизических систем передачи информации с использованием этих принципов, не было реализовано или даже предложено.

В данной работе предложена система передачи информации, использующая концепцию оптимальной фильтрации и корреляционного приема на базе хаотических систем с запаздыванием. Предлагаемый принцип передачи информации проиллюстрирован на рис. 1. В качестве передатчика используется кольцевая система с запаздыванием, в которой информационный бинарный сигнал  $m(t)$  изменяет знак сигнала  $x'(t)$ . Если  $m(t) = 0$ , то  $x(t) = x'(t)$  (см. рис. 1). В случае, если  $m(t) = 1$ , то  $x(t) = -x'(t)$ . Сначала рассмотрим работу схемы передачи информации в отсутствие шумов ( $N = 0$ ) и затухания ( $k = 1$ ) в канале связи.

Уравнение передатчика имеет следующий вид:

$$\varepsilon \dot{x}(t) = -x(t) + \begin{cases} f(x(t - \tau)), & m(t) = 0, \\ -f(x(t - \tau)), & m(t) = 1, \end{cases}$$

где  $\varepsilon$  – параметр инерционности,  $f$  – нелинейное преобразование,  $\tau$  – время запаздывания.

Очевидно, что в первом случае, когда  $m(t) = 0$  и  $x(t) = x'(t)$ , в этой схеме реализуется принцип нелинейного подмешивания [4] и сигнал на выходе приемника  $y(t) = x(t)$ . Тогда, если поставить разностный усилитель так, чтобы на один его вход приходил сигнал из канала связи, а на другой вход – сигнал  $y(t)$  с выхода приемника, то на выходе разностного усилителя при идеальных условиях передачи получим 0. Аналогичная схема была исследована нами в [5].

В некотором смысле, для кольцевых систем с запаздыванием, которые содержат последовательно включенные линию задержки, нелинейный преобразователь и фильтр, разомкнутая цепочка, которая состоит из точно таких же элементов (как это сделано в приемнике), является оптимальным фильтром, поскольку сигнал на входе этой цепочки равен сигналу на ее выходе.

Во втором случае, когда  $m(t) = 1$  и  $x(t) = -x'(t)$ , в приемнике, где происходит преобразование, аналогичное преобразованию в передатчике, на выходе будем иметь  $y(t) = -x(t)$ . Таким образом, сигнал на выходе разностного усилителя будет повторять форму сигнала передатчика, но с удвоенной амплитудой.

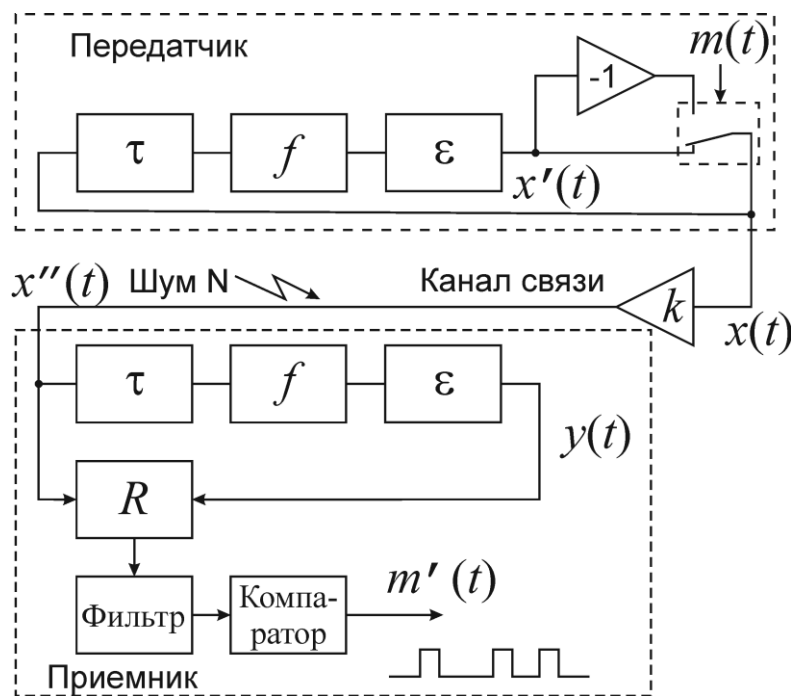


Рис. 1. Блок-схема системы передачи информации.

Очевидно, что простое вычитание сигнала крайне чувствительно к изменению уровня передаваемого сигнала в канале связи и может привести к ошибкам в передаче информации. Для устранения этого недостатка мы предлагаем оценивать коэффициент взаимной корреляции  $R$  между сигналом, приходящим из канала связи  $x''(t)$  и сигналом на выходе приемника  $y(t)$ . Для идеального случая ( $N = 0$ ,  $k = 1$ ) при передаче логического 0 получим  $R = 1$ , а при передаче логической 1 получим  $R = -1$ . Это позволяет легко различать логические 0 и 1, закодированные в хаотической несущей, и получать восстановленный информационный сигнал  $m'(t) = m(t)$ .

Таким образом, в работе предложена система передачи информации, реализующая одновременно концепции оптимальной фильтрации, корреляционного приема и динамического хаоса.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-07-00205.*

#### Библиографический список

1. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. – М.: Физматлит, 2002. – 252 с.
2. Капранов М.В., Томашевский А.И. // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2003. – Т. 8. – № 3. – С. 35-48.
3. Тратас Ю.Г. // Радиотехника и электроника, 1997. – Т. 42. – № 5. – С. 617-623.
4. Волковский А.Р., Рульков Н.Ф. // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19. – В. 3. – С. 71-75.
5. Караваев А.С., Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Информационно-управляющие системы. – 2013. – № 4. – С. 30-35.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТУННЕЛЬНОТОНКОЙ АЛМАЗНОЙ ПЛЕНКИ НА АВТОЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АЛМАЗОГРАФИТОВЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

**В.Я. Шаныгин, Р.К. Яфаров**

*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: [pirpc@yandex.ru](mailto:pirpc@yandex.ru)*

В настоящее время интерес представляют исследования альтернативных путей, направленных на улучшение воспроизводимости и эмиссионных характеристик автокатодов, которые были бы связаны не только с конструктивными, но и с физико-химическими модификациями их эмитирующих поверхностей. Полевой механизм высвобождения электронов из твердого тела не требует энергетических затрат на эмиссионный акт и исключает таким образом необходимость внешнего воздействия на материал катода в виде его нагрева, интенсивного облучения и т.п. [1]. Согласно теории Фаулера-Нордгейма, которая с хорошей точностью описывает явление автоэмиссии на границе металл-вакуум, процесс автоэмиссии есть туннельный эффект, при котором эмиссия электрона с поверхности катода осуществляется через энергетический барьер. Величина барьера определяется внешним электрическим полем и удерживающими электронами в материале автокатада силами зеркального изображения. Сила, которая удерживает электроны на поверхности катода, обусловлена его кулоновским взаимодействием с наведенным зарядом внутри автокатада. С уменьшением этой силы увеличивается прозрачность потенциального барьера, которая определяет вероятность того, что электрон, упав изнутри материала на барьер, пройдет сквозь него в вакуум. Как известно, силы кулоновского взаимодействия можно ослабить, если между взаимодействующими зарядами расположить диэлектрик. Так как эти силы при автоэмиссии являются близкодействующими, то этот диэлектрик должен быть достаточно тонким. С увеличением толщины он будет ослаблять и внешнее электрическое поле анода, что может привести к уменьшению прозрачности потенциального барьера и ухудшению автоэмиссии.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния тонкой диэлектрической пленки на автоэмиссионные характеристики алмазографитовых наноконкомпозитов.

В экспериментах производилось плазмохимическое осаждение алмазных покрытий различной толщины на алмазографитовые наноконкомпозиты в одном технологическом цикле [2]. Исследовались морфологические и автоэмиссионные характеристики полученных гетероструктур (рис.1). В результате экспериментов установлено: 1- взаимосвязь между морфологическими и автоэмиссионными характеристиками гетероструктур с алмазным туннельно тонким покрытием не может быть интерпретирована в рамках известной формулы Фаулера и Нордгейма, которая устанавливает взаимосвязь между плотностью автоэмиссионного тока и внешним электрическим полем на отдельных эмиссионных центрах. В частности, согласно теории, с увеличением коэффициента усиления поля

на отдельных эмитирующих выступах, который определяется морфологией поверхности (высотой и поверхностной плотностью выступов), следовало бы ожидать уменьшение порога начала автоэмиссии. Однако этот результат экспериментально не наблюдается при всех толщинах осажденных алмазных покрытий; 2- при толщинах алмазных покрытий порядка нескольких параметров кристаллической решетки пороги напряженности поля начала автоэмиссии уменьшаются, а плотности автоэмиссионных токов существенно увеличиваются. Этот эффект наблюдался до толщин алмазной пленки порядка 6-7 нм. При больших толщинах за счет ослабления внешнего поля видно ухудшение параметров автоэмиссии.

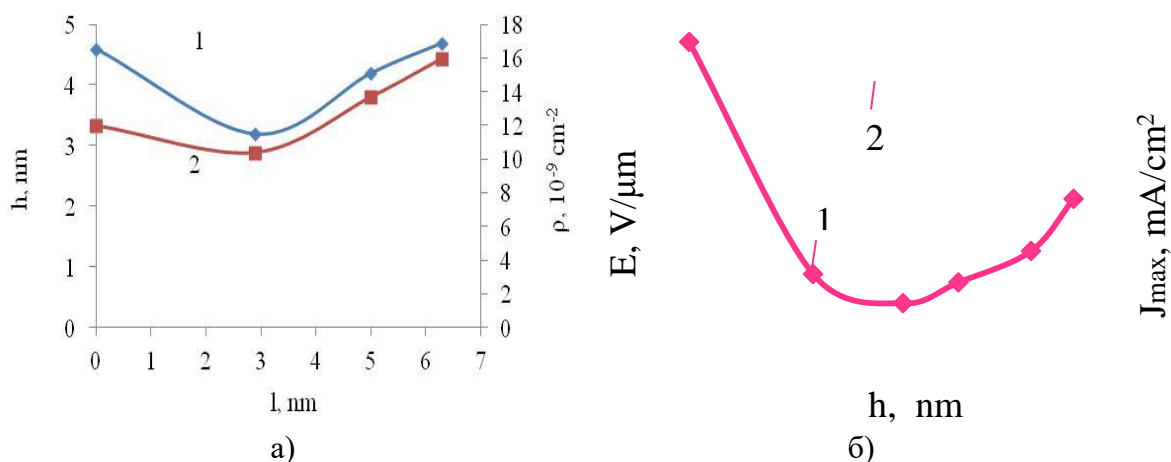


Рис.1. Зависимость высоты (1) и поверхностной плотности (2) выступов (а), а также порогов (1) и максимальных плотностей тока (2) автоэмиссии (б) от толщины алмазной пленки.

Разработанная технология позволяет более, чем на порядок уменьшить пороги автоэмиссии и в разы увеличить максимальные плотности автоэмиссионных токов. Автокатоды, полученные и усовершенствованные нашими технологиями могут быть использованы в различных элементах вакуумной микроэлектроники: транзисторах, преобразователях частоты, усилителях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10033).

### Библиографический список

1. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. М.: Наука, 1977. 672 с.
2. Яфаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий / Р.К. Яфаров. М.: Физматлит, 2009. 216 с.



## ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

А.Ю. Шараевская<sup>1,2</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский Государственный Университет

<sup>2</sup> ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

E-mail: annasharik2@gmail.com

В настоящее время большой интерес вызывают периодические структуры микронных или субмикронных размеров, сформированные на поверхности ферромагнитных пленок – магнонные кристаллы (МК) [1-2]. В настоящей работе рассматриваются дефектные моды в двух латерально- связанных МК с нарушенной трансляционной симметрией. МК представляют собой волноводы с периодическими системами канавок, сформированных на поверхностях ферритовых пленок. В работе построена матрица передачи [3-4] учитывающая связь распространяющихся волн, и исследованы зависимости коэффициентов отражения и прохождения волн от частоты. На Рис.1 приведена передаточная характеристика, при возбуждается 4рех центральных волноводов гауссовым импульсом для структуры из 41 магнонного кристалла. В зависимости от частоты вблизи брэгговской запрещенной зоны наблюдаются разные картины дискретной дифракции, в частности, раздвоение, затухание или расплывание пучка магнитоэлектрических волн.

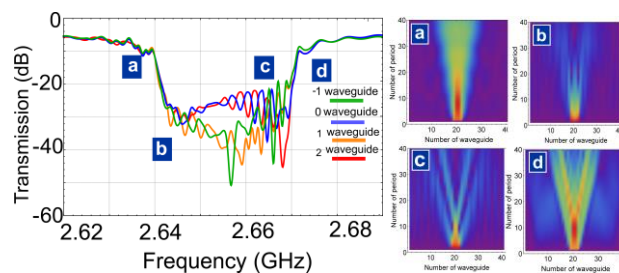


Рис. 1. Передаточные характеристики (справа) системы, состоящей из  $N$  ( $N = 41$ ) магнонных кристаллов, параметр связи  $Z = 2.5$ , Дифракционные картины (слева) на частотах (a) 2.63 GHz (b) 2.64 GHz (c) 2.67 GHz (d) 2.68 GHz.

В работе исследованы зависимости коэффициентов прохождения и отражения волн в структуре состоящей из системы латерально связанных магнонных кристаллов и выявлены особенности дискретной дифракции. Показано, что исследуемая структура может выступать как частотно-селективный управляемый ответвитель для создания устройств магноники и элементов спин-волновой логики.

*Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-19-10283 и РФФИ № 18-37-00373.*

### Библиографический список

1. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai // JMMM, vol. 236, no. 3, 320-330, 2001.
2. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov and D. Grundler // Journal of Physics D, vol. 43, 264001, 2010.
3. T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson // J. Appl. Phys. vol. 49, pp. 4886–4895, 1978.
4. Lederer F, Stegeman G I et al.// 2008 Physics Reports **463**

## РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ АСФАЛЬТЕНОВ ДЛЯ ДЕТАЛЬНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИХ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ

Т.И. Шарипов, Р.З. Бахтизин

Бакирский государственный университет, г. Уфа

E-mail: sha-t@yandex.ru

В последнее время большое внимание уделяется работам, в которых рассматривается использование органических молекул для создания электронных компонент микро- и наноэлектроники. Перспективными материалами в молекулярной электронике являются асфальтены. Известно, что асфальтены в нефтяных дисперсных системах находятся в виде надмолекулярных структур размером от 1 до 1000 нм, что позволяет рассматривать асфальтены в качестве перспективного объекта нанотехнологий. На данный момент свойства асфальтенов на надмолекулярном уровне изучаются различными физико-химическими методами [1-4].

Целью данной работы является разработка методики приготовления асфальтенов для исследования их методом атомно-силовой микроскопии, визуализация с высоким разрешением кластеров, сравнение полученных результатов с теоретической моделью молекул асфальтенов.

При разработке данного метода мы использовали имеющийся опыт по приготовлению образцов органических молекул [5-9]. Первоначальной задачей ставился подбор оптимальной концентрации асфальтенов в толуоле — рабочего раствора. Оптимальная концентрация определялась опытным путем, а также учитывая результаты исследований других ученых, работающих над данной проблемой [5, 10]. Рассчитав теоретически соотношение массы асфальтенов в объеме толуола, приготавливались рабочие растворы. Вторым варьируемым параметром была процедура получения мономолекулярной пленки на поверхности слюдяной подложки. В качестве подложки была выбрана слюда. Для получения мономолекулярной пленки использовался метод Ленгмюра-Блоджетт. Готовый образец исследовался в полуконтактном режиме атомно-силового микроскопа. Интерпретируя полученные АСМ-изображения, делался вывод об успешности взятой концентрации асфальтенов при приготовлении рабочего раствора. Критерием успешности ставилась визуализация с высоким разрешением отдельных молекул асфальтенов.

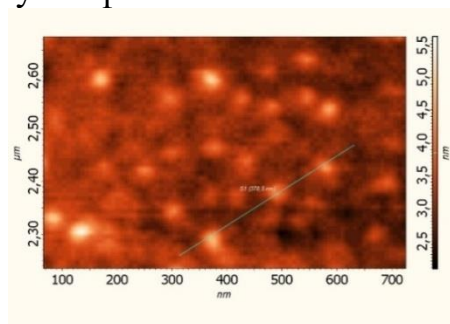


Рис. 1. АСМ-изображение пленки асфальтенов

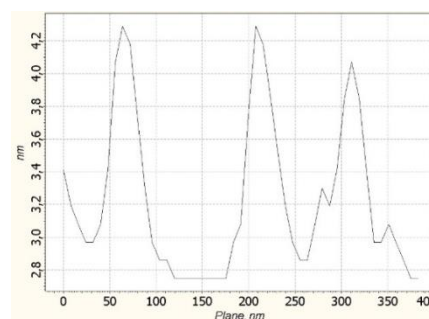


Рис. 2. Профиль сечения, выполненный по линии, проведенной на рис. 1.

На полученных АСМ-изображениях наблюдались молекулы асфальтенов с высотами 1,15-1,35 нм и длиной около 30 нм (рис.1). Различие в высотах составило примерно 0,15-0,20 нм. Анализируя размеры и расположение асфальтенов на поверхности мономолекулярного слоя, пришли к выводу, что в наноагрегатном состоянии асфальтены имеют выраженную закрытую упаковку. Этот результат совпадает с результатами исследований норвежских ученых [11]. Сравнив наши результаты с компьютерными моделями и работами других исследователей [12], мы пришли к выводу, что различие в высоте зависит от количества фрагментов молекул асфальтенов в «пачке». В нашем случае кристаллиты асфальтенов состоят предположительно из трех или четырех пластин в «пачке».

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-42-020616.*

#### Библиографический список

1. Шуткова С.А., Доломатов М.Ю., Дезорцев С.В. Расчет электронной молекулярной структуры парамагнитных фрагментов нефтяных асфальтенов // Нефтегазопереработка-2012: Мат. Междунар. научно-практич. конф. - Уфа: ГУП ИНХП РБ, 2012. – С.267-268.
2. Ганеева Ю.М., Юсупова Т.Н., Романов Г.В. // Успехи химии. – 2011. – Т. 80. – No 10. – С. 1034–1050.
3. Т.И. Шарипов, М.Ю. Доломатов, Р.З. Бахтизин. Исследование молекул смоло-асфальтеновых веществ методами атомно-силовой микроскопии. // «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. XII Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2017. – с. 316-317.
4. Р.З. Бахтизин, Т.И. Шарипов, Т.Н. Нурахметов, К.А. Кутербекоев, Ж.М. Салиходжа, М.Ю. Доломатов, А.Ж. Кайнарбай. Атомно-силовая микроскопия молекул смоло-асфальтеновых веществ. // Научный журнал Физика (Физика илимий журналы). 2017. №1. Сс. 79-84.
5. Коржов Ю.В., Орлов С.А. // Известия Томского политехнического университета. Инженеринг георесурсов. 2016. Т. 327. №12. 62-74.
6. T. I. Sharipov and R. Z. Bakhtizin The study of electrical conductivity of DNA molecules by scanning tunneling spectroscopy // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering **256** (2017) 012009
7. T. I. Sharipov, R. Z. Bakhtizin The estimation of quantitative parameters of oligonucleotides immobilization on mica surface // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering **195** (2017) 012002
8. Г.Д. Акбутин, Т.И. Шарипов. Исследование электропроводности олигонуклеотидов (Investigation of the electrical conductivity of oligonucleotides) // Scanning Probe Microscopy. Abstract Book of International Conference (Ekaterinburg, August 28-30, 2017) Ekaterinburg, Ural Federal University, 2017, p. 214
9. Блинов Л.М. Ленгмюровские пленки. Успех физических наук, Т.155. 3, с.433-480, 1988.
10. Акбарзаде К., Хаммани А., Харат А., Дэн Чжан и др. Асфальтены проблемы и перспективы // Нефтегазовое обозрение. Издание компании "Шлюмберже (Shlumberger)", М.: 2007, т. 19, № 2, с. 28 - 42.
11. Ese M.H., Sjoblom J., Djuve J., Pugh R. An atomic force microscopy study of asphaltenes on mica surfaces. - Colloid Polym Sci 278 532-538 (2000)
12. Шуткова С. А., Доломатов М. Ю., Бахтизин Р. З., Телин А. Г., Шуляковская Д. О., Харисов Б. Р., Дезорцев С. В. Исследование надмолекулярной структуры наночастиц нефтяных асфальтенов // Башкирский химический журнал. 2012. Том 19. No 4. - С. 220

## СИНТЕЗ КОМПОЗИТНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ, ЗАПОЛНЕННОГО НАНОНИТЯМИ СЕРЕБРА

В.Р. Шатурный<sup>1,2</sup>, М.Ю. Васильков<sup>1,3</sup>, Н.М. Ушаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>3</sup>Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

E-mail: shaturniy@gmail.com

В настоящее время особый интерес вызывают методы создания и исследования свойств структурированных наноматериалов. Одним из таких материалов являются структуры на основе пористого анодного оксида алюминия (ПАОА), обладающего уникальными диэлектрическими и оптическими свойствами [1] за счет наноразмерных высокоупорядоченных и вертикально ориентированных пор, параметры которых можно варьировать в процессе синтеза [2], а также заполнять различными веществами функционального назначения [3]. Структура ПАОА, модифицированная серебром, может использоваться в качестве эффективного оптического сенсора [4], поэтому целью данной работы является описание процесса синтеза структур ПАОА, заполненных нанонитями серебра, с дальнейшей перспективой применения данных структур для изготовления оптических газовых и биологических датчиков.

В качестве исходного материала использовался Al чистотой 99,99%. Для формирования слоя пористого оксида на поверхности алюминия применялся метод электрохимического анодирования в 0,3 М растворе  $H_2C_2O_4$  [5]. Данный процесс проводили в течение 16-20 часов при температуре 2-5°C и постоянном напряжении 40 В. В результате на поверхности металла формировался слой ПАОА, однако поры не являлись взаимопараллельными (рис. 1). Для формирования упорядоченных пор  $Al_2O_3$  проводили удаление первичного оксидного слоя в растворе  $CrO_3 + H_3PO_4$  при температуре  $85 \pm 5^\circ C$ , при этом на поверхности металла оставались сферические «засечки», которые являлись центрами роста пор на этапе повторного анодирования.

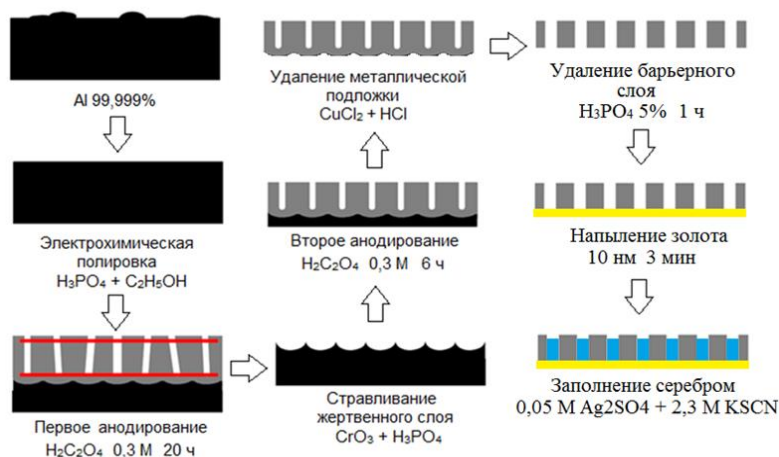


Рис. 1. Схема формирования мембраны пористого анодного оксида алюминия, заполненного нанонитями серебра

Этап повторного анодирования осуществлялся в аналогичных условиях, однако время процесса составляло 6 часов, так как оно определяло толщину конечной структуры. В результате была получена серия образцов с толщиной 13,7 мкм, диаметром пор  $53 \pm 3$  нм, расстоянием между порами  $97 \pm 5$  нм и плотностью упаковки  $109 \pm 4$  мкм<sup>-1</sup>. Впоследствии металлический подслоя удалялся в растворе  $\text{CuCl}_2 + \text{HCl}$  и производилось стравливание дна пор с помощью 5%  $\text{H}_3\text{PO}_4$  для получения полых каналов в структуре ПАОА. После этого на полученный образец методом магнетронного напыления осаждали слой золота толщиной 10-15 нм для создания проводящего контакта.

Заключительный этап синтеза композита состоял в осаждении нанонитей серебра в матрицу ПАОА, которое происходило в потенциостатическом режиме в растворе  $0,05\text{M Ag}_2\text{SO}_4 + 2,3\text{M KSCN}$  при потенциале  $-450$  мВ (отн.  $\text{Ag}/\text{AgCl}$  (нас.)) в течение 3 мин.

Микрофотография поперечного сечения конечной структуры ПАОА с нанонитями серебра представлена на рис. 2.

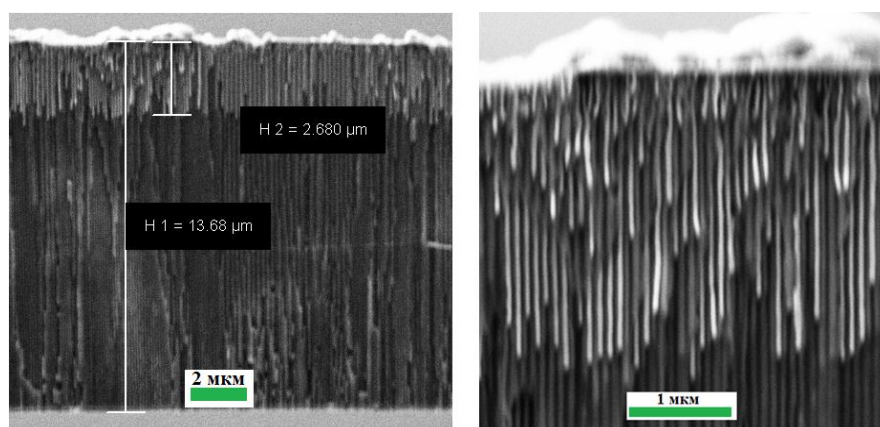


Рис. 2. ПАОА с нанонитями серебра после 3 минут осаждения

Видно, что формирование нитей серебра происходило внутри пористых каналов, при этом средняя длина нитей составила 2,7 мкм, а их диаметр совпадал с диаметром пор.

Таким образом, мы предполагаем, что на основе данной структуры возможна реализация оптических датчиков, работающих на эффекте локализованного поверхностного плазмонного резонанса, для применения в биосенсорике.

#### Библиографический список

1. Головань Л.А. // Успехи физических наук. 2007. Т. 177, № 6. С. 619-638.
2. Lo D., Budiman R.A. // Journal of the Electrochemical Society. 2007. Vol. 154. P. 60-66.
3. Santos A., Kumeria T., Losic D. // Trends in Analytical Chemistry. 2013. Vol. 44. P. 25-39.
4. Se-Hyuk Yeom, Ok-Geun Kim et. al // Optics Express. 2011. Vol. 19. № 23. P. 10.
5. Nielsch K., Müller F., Li A.-P., Gösele U. // Adv. Mater. 2000. Vol. 12, N. 8. P. 582.

**СТРУКТУРНО-МОДИФИЦИРОВАННЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОКРЫТИЯ  
НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ И  
ОСАЖДЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК****Д. Л. Шиманович, А. Д. Шиманович***Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
E-mail: [ShDL@tut.by](mailto:ShDL@tut.by)*

Задачами проводимых исследований являлись исследование технологических методов, отработка соответствующих режимов и моделирование формирования дополнительных неорганических диэлектрических пленок методом вакуумного напыления на пористых (с показателем 18-30%) алюмооксидных поверхностях с целью получения модифицированных многослойных структур, обладающих закрытой пористостью и приводящих к улучшению теплофизических и электрофизических свойств конечных диэлектрических покрытий на алюминиевых основаниях [1-3].

В качестве групп тестовых образцов использовались варианты, полученные при различных электрохимических условиях анодирования: алюмооксидные подложки размером 48×60 мм из сплавов Al (АМГ-2; АМГ-3; АМГ-5) толщиной ~1; 2; 3 мм с покрытиями на основе структурно-модифицированного пористого анодного оксида алюминия, сформированными в 10% H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>; 5% H<sub>2</sub>C<sub>2</sub>O<sub>4</sub> и 7% H<sub>2</sub>C<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, толщиной ~50-100 мкм с каналами нанопор диаметром ~15-65 нм.

Для формирования на пористых алюмооксидных поверхностях дополнительных диэлектрических пленок (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; SiO<sub>2</sub>; композита на основе Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> и MnO) с целью модификации пористой структуры для различных вариантов образцов осуществлялось вакуумное осаждение Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> из мишени поликора (BK100-1); SiO<sub>2</sub> из мишени кварца (С5-1) и композита на основе Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> и MnO из мишени керамики (22ХС) методом электронно-лучевого испарения. Проведено теоретическое моделирование послойного осаждения и установлено, что для модификации пористой структуры осажденными диэлектриками (с перекрытием и захлопыванием пор) необходимо осуществлять напыление пленок толщиной ~300-2000 нм в зависимости от толщины анодного Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и диаметра пор.

На рис. 1 приведены результаты исследований, проведенных с помощью растровой электронной микроскопии (Philips XL 30 S FEG). РЭМ-фото характеризуют эффект достижения закрытой пористости, полученной на исходных Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-структурах тестовых образцов толщиной ~70 мкм с диаметром пор ~50-55 нм (5% H<sub>2</sub>C<sub>2</sub>O<sub>4</sub> при U ~60 В) после их модификации дополнительными диэлектрическими пленками на основе Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной ~1000 нм при их вакуумном осаждении методом электронно-лучевого испарения из поликоровой мишени (BK100-1). Поверхность конечных Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-покрытий полностью перекрыта сплошным слоем напыленного диэлектрика, хотя внутреннее структурно-морфологическое строение показывает наличие нитевидных каналов диаметром ~5 нм, что подтверждает полученные результаты теоретического моделирования.

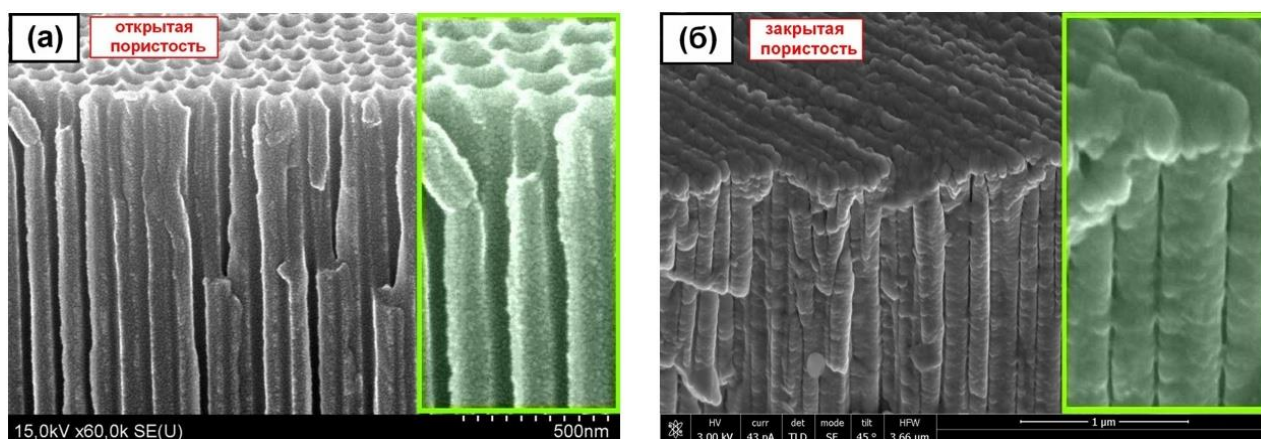


Рис. 1. РЭМ-фото пористой  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -структуры алюмооксидных оснований до (а) и после (б) модификации дополнительными диэлектрическими пленками на основе  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , полученными вакуумным осаждением из поликоревой мишени

Установлена зависимость коэффициента теплопроводности многослойной структурной системы «несущий Al + анодный  $\text{Al}_2\text{O}_3$  + осажденный диэлектрик» от толщины Al-оснований из сплава АМг-2 (в диапазоне ~1-3 мм), толщины анодного  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (в диапазоне ~50-100 мкм) и толщины осажденных диэлектрических пленок (~1000 нм и ~2000 нм). Выяснено, что значения параметра теплопередачи многослойных модифицированных покрытий возрастают при уменьшении толщины такой составляющей, как анодный  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , а уплотнение осажденными диэлектриками позволяет увеличить значения коэффициента теплопроводности. Так, для толщины пористого  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ~50 мкм значения коэффициента теплопроводности возрастают с ~82 Вт/м·К до ~91 Вт/м·К соответственно при увеличении значений толщины осажденного (из мишени поликора (ВК100-1))  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от ~1000 нм до ~2000 нм, в то время как параметр теплопередачи для немодифицированного пористого  $\text{Al}_2\text{O}_3$  такой же толщины (~50 мкм) в общей системе с Al (~2 мм) составляет ~52 Вт/м·К. Объяснение этого факта заключается в том, что исходная пористая  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -структура содержит газовую фазу с воздушным наполнением и составляющей адсорбированных на стенках пор водяных паров, коэффициенты теплопроводности которых низкие, составляют ~0,022 Вт/м·К (для воздуха) и ~0,6 Вт/м·К (для воды) и отрицательно влияют на теплопроводность твердофазной алюмооксидной структуры.

#### Библиографический список

1. Шиманович Д. Л. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2017. Том 17. № 2. С. 573.
2. Шиманович Д. Л. // Физико-химические особенности изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов: межвуз. сборник научных трудов. 2017. Вып. 9. С. 529.
3. Шиманович Д. Л. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2016. Том 16. № 3. С. 116.

**ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ТОЛСТОСЛОЙНЫХ АЛЮМООКСИДНЫХ ПОКРЫТИЙ С ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ЗОНАМИ ВЫХОДА НА НЕСУЩИЙ АЛЮМИНИЙ****Д. Л. Шиманович, А. Д. Шиманович***Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
E-mail: [ShDL@tut.by](mailto:ShDL@tut.by)*

Исследованы технологические методы толстослойного анодирования алюминия в локальных топологических областях при различных методах маскирования для формирования открытых зон выхода на несущие алюминиевые основания с целью потенциальной возможности дальнейшего контактного монтажа мощных кристаллов непосредственно на металлизированные площадки (контакт «Al-основание – термоплощадка кристалла»), что позволяет исключить диэлектрическую составляющую на основе анодного оксида алюминия с низким параметром коэффициента теплопроводности в местах контакта и тем самым увеличить эффективность теплоотвода в матричных многокристалльных системах.

Проведены экспериментальные исследования по определению коэффициента объемного роста толстослойных покрытий на основе пористого оксида алюминия и показано, что эти значения варьируются технологическими (электрохимическими, температурными) режимами оксидирования. Установлен линейный характер зависимостей коэффициента объемного роста от напряжения анодирования при формировании пленок  $Al_2O_3$  в 10%  $H_2SO_4$  и в 4%  $H_2C_2O_4$  при различных температурах электролитов. Экспериментально выявлено, что при анодировании алюминиевого сплава АМг-2 в потенциостатическом режиме при  $U \sim 65$  В в 4%  $H_2C_2O_4$  при температуре  $T \sim 20$  °С, коэффициент объемного роста составляет  $\sim 1,5$ . Осуществлен сравнительный анализ методов маскирования (в присутствии фоторезистивной маски и маски из плотного анодного оксида) и с помощью методики поперечного микрошлифа изучены профили бокового ухода под маску на границе раздела «Al– $Al_2O_3$ » при локальном глубоком анодировании Al [1].

Отработаны и оптимизированы 4 варианта технологических методов формирования открытых зон выхода на Al-основания в  $Al_2O_3$ -покрытиях: метод локального химического травления в предварительно сформированном сплошном  $Al_2O_3$ -слое; метод локального толстослойного анодирования в присутствии фоторезистивной маски; метод локального глубокого анодирования с защитным маскированием на основе плотного  $Al_2O_3$ ; метод локального двухстадийного анодирования с промежуточным травлением  $Al_2O_3$ , сформированного на 1-ой стадии (рис. 1). Установлено что для исключения рельефности поверхности («колдцев») и для создания планарных топологических зон выхода на Al-основания (на линии поверхностной системы «Al– $Al_2O_3$ ») при условии коэффициента объемного роста  $\sim 1,5$  при формировании конечных  $Al_2O_3$ -покрытий определенной толщины двухстадийным анодированием, необходимо на 1-ом этапе формировать  $Al_2O_3$  толщиной в 2 раза меньше, чем на 2-ом этапе.



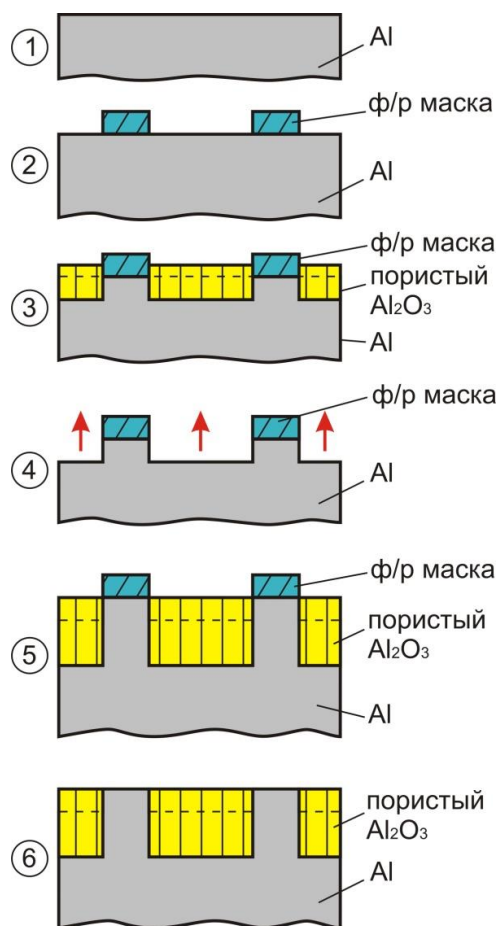


Рис. 1. Последовательность технологических операций для формирования в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -покрытии планарных открытых зон выхода на  $\text{Al}$ -основание (вариант использования локального двухстадийного анодирования)

Последний вариант технологического процесса основан на следующих базовых операциях (рис. 1): формирование фоторезистивной маски (поз. 2) на подготовленной поверхности алюминиевого основания (сплава АМг-2 размером  $48 \times 60$  мм толщиной  $\sim 2$  мм) (поз. 1); 1-ая стадия анодирования в электролите на основе 5% водного раствора щавелевой кислоты ( $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$ ) в потенциостатическом режиме при напряжении  $U \sim 65$  В при температуре  $\sim 20$  °С в течение  $\sim 70$  мин с формированием  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $\sim 37,5$  мкм (при условии коэффициента объемного роста  $\sim 1,5$ ) (поз. 3); травление сформированного  $\text{Al}_2\text{O}_3$  до поверхности  $\text{Al}$  (поз. 4); 2-ая стадия анодирования в электролите на основе 5% водного раствора щавелевой кислоты ( $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$ ) в потенциостатическом режиме при напряжении  $U \sim 65$  В при температуре  $\sim 20$  °С в течение  $\sim 140$  мин с формированием  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $\sim 75$  мкм (при условии коэффициента объемного роста  $\sim 1,5$ ) (поз. 5); удаление фоторезистивной маски с формированием планарного поверхностного состояния на границе раздела « $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $\text{Al}$ » (поз. 6).

#### Библиографический список

1. Шиманович Д. Л. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2014. Том 14. № 3. С. 163.

## ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ СИНТЕЗА ПОРИСТЫХ МЕМБРАННЫХ $Al_2O_3$ -СТРУКТУР, ИМЕЮЩИХ 3D ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Д. Л. Шиманович<sup>1</sup>, Д. И. Тишкевич<sup>2</sup>, А. Д. Шиманович<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

<sup>2</sup>НПЦ НАН Беларуси по материаловедению

E-mail: [ShDL@tut.by](mailto:ShDL@tut.by)

Повышение функциональной сложности мембранных структур при одновременном увеличении требований к их структурно-морфологическим параметрам и надежности требуют новых подходов к выбору технологических методов и приемов [1].

В результате проведенной работы исследованы, оптимизированы электрохимические методы синтеза и изготовлены нанопористые мембранные  $Al_2O_3$ -структуры, имеющие 3D пространственные конфигурации в виде: трубок с различным диаметром (~30; 20; 10 мкм), длиной (от 20 до 50 мм) и с открытой пористостью анодного  $Al_2O_3$ ; стаканов с прямоугольной и круглой формой в основании, при использовании электрохимического анодирования внутренних и внешних поверхностей трехмерных алюминиевых заготовок. Структурно-морфологические параметры матричного  $Al_2O_3$  имели следующие значения: толщину ~40-70 мкм и диаметр пор ~20-75 нм в зависимости от технологических режимов формирования.

Установлено влияние электрохимических режимов (состава щавелевокислых и сернокислых электролитов; напряжения) на скорость формирования анодных наноструктурированных  $Al_2O_3$ -пленок на трехмерных Al-заготовках. Выявлено, что максимальная скорость анодирования наблюдается в 10%  $H_2SO_4$  при 20 В (~0,62 мкм/мин) и в 7%  $H_2C_2O_4$  при 50 В (~0,61 мкм/мин).

Определено влияние структурно-морфологических параметров  $Al_2O_3$  и электрохимических режимов на время удаления барьерного слоя при двухстороннем химическом травлении свободных трехмерных мембран в 5%  $H_3PO_4$  при температуре ~40 °С. Установлена зависимость диаметра пор (с лицевой стороны; со стороны барьерного слоя) от времени травления и показано, что для получения сквозных каналов пор необходимо осуществлять травление в течение ~15-30 мин в зависимости от структурно-морфологических параметров.

На рис. 1 представлены СЭМ-фото, характеризующие модификацию пор с лицевой стороны при двухстороннем химическом травлении свободных тубулярных мембран в 5%  $H_3PO_4$  при температуре ~40 °С в течение ~23 мин (рис. 1 (а)), удаление барьерного слоя  $Al_2O_3$  в течение ~13 мин (рис. 1 (б)). На вставках изображены: поперечный скол структуры и оптический снимок образцов (рис. 1 (а)) и поперечный разрез и поверхность барьерного слоя (травление – 3 мин) (рис. 1 (б)). Установлено, что для получения сквозных каналов пор в мембранах толщиной 50 мкм, сформированных в 5%  $H_2C_2O_4$  при 50 В, необходимо проводить травление не менее ~15 мин.

На рис. 2 продемонстрированы фото некоторых экспериментальных образцов  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -мембран в трехмерном исполнении, изготовленных в щавелевокислом электролите.

Выяснено, что в двухслойной структуре «Al- $\text{Al}_2\text{O}_3$ » возникают сжимающие внутренние напряжения в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и растягивающие внутренние напряжения в Al, величина которых зависит от режимов электрохимического процесса анодирования, от соотношения толщин  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и Al в их общей системе, от температуры предварительной термической обработки Al. Показано, что для минимизации трещинообразования в трехмерных  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -мембранах (трубках и стаканах с прямоугольной и круглой формой в основании) необходимо осуществлять процесс анодирования с внутренней поверхности трехмерных Al-заготовок.

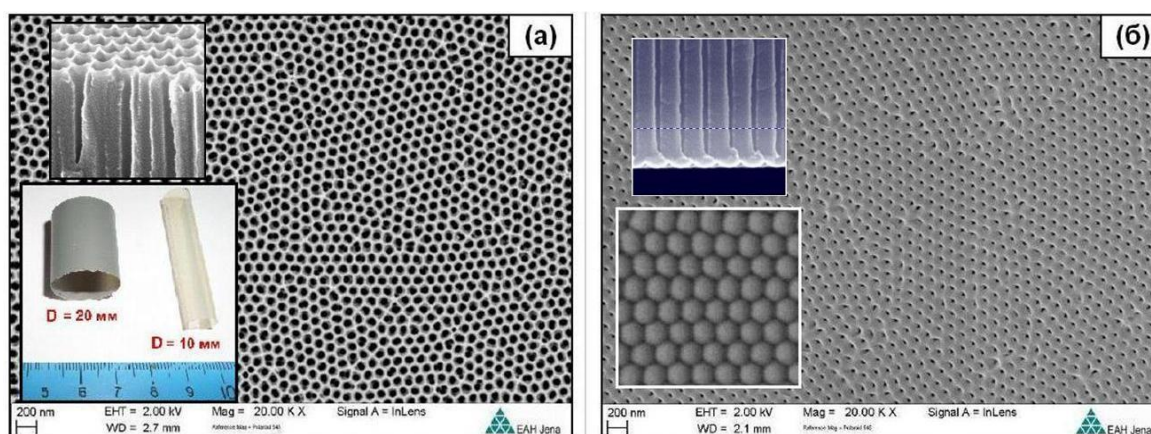


Рис. 1. СЭМ-фото, характеризующие модификацию пор с лицевой стороны (а), этапы химического травления барьерного слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и получения сквозных каналов (б) в тубулярных мембранах, сформированных в щавелевокислом электролите

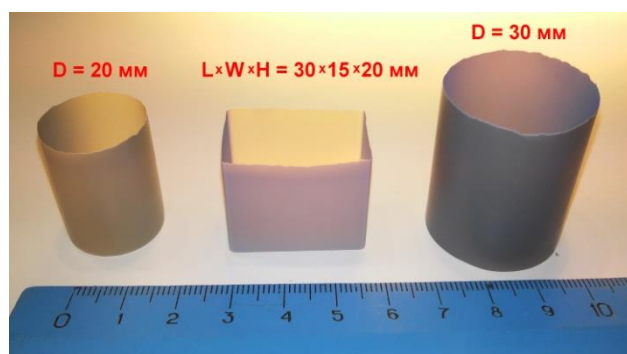


Рис. 2. Фото экспериментальных образцов  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -мембран в трехмерном исполнении, изготовленных в щавелевокислом электролите

Полученные мембранные  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -структуры могут быть использованы в многофункциональных фильтрационных системах для разделения газовых и жидких смесей.

#### Библиографический список

1. Шиманович Д. Л. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2014. Том 14. № 3. С. 166.

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АРАХИНОВОЙ КИСЛОТЫ В КАЧЕСТВЕ  
МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ  
УПОРЯДОЧЕННОГО МОНОМОЛЕКУЛЯРНОГО СЛОЯ ПИРЕНА****О.А. Шинкаренко<sup>1</sup>, А.Ж.К. Аль-Алвани<sup>1</sup>, В.П. Севостьянов<sup>2</sup>,  
Е.Г. Глуховской<sup>1</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт технологий органической, неорганической  
химии и биотехнологий**E-mail: oksana.sh63@mail.ru*

Интерес к исследованиям новых подходов к получению листов графена постоянно растет, что связано с уникальными свойствами данного материала, позволяющего применять его в различных сферах нанoeлектроники (для получения транзисторов [1], солнечных батарей, светодиодах и др.), биотехнологии, медицины (для датчиков измерения магнитного поля, секвенирования ДНК [2]) и др.

В связи с этим, разработка новых методик синтеза графена и усовершенствование уже имеющихся являются крайне интересными и актуальными темами в исследовании графена.

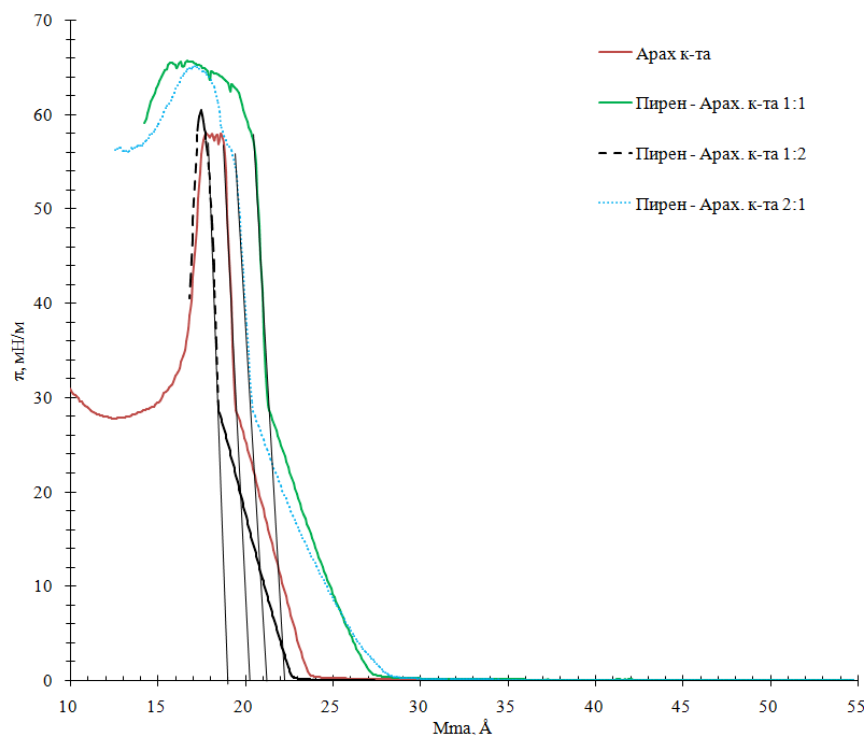
В данной работе развивается предложенный ранее подход синтеза графена, основанный на сшивки молекул полициклических ароматических углеводородов [3] по аналогии с реакцией Шоля [4]. Для синтеза графена расстояние между взаимодействующими молекулами и их благоприятная ориентация очень важны. Для этих целей чаще всего используются какие-либо твердые поверхности, на которых проводят реакции синтеза. Поэтому для осуществления таких реакций, как правило, требуются условия вакуума, применение плазмы в качестве стимулирующего воздействия и пр. В предлагаемом нами подходе в качестве 2D нанотemplates используются границы раздела «вода – воздух», либо поверхность упорядоченного мономолекулярного слоя поверхностно-активных веществ, сформированного на границе раздела «вода – воздух». Экспериментально, такой подход можно реализовать без высокого вакуума или высоких температур, с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт.

Целью работы является исследование возможности формирования монослоев ароматических углеводородов на границе раздела «вода – воздух», что является очень актуальным.

В качестве исходного соединения для дальнейшего формирования графена был выбран пирен, относящийся к классу ароматических углеводородов. Исследование его смеси с арахидоновой кислотой проводили по причине изучения гипотезы, где арахидоновая кислота может выступать в роли монокристаллической подложки, способствующей формированию над ней упорядоченного слоя пирена.

Исследуя изотермы для пирена в смеси с арахидоновой кислотой, мы наблюдали, что основной вклад в формирование монослоя вносит арахидоновая кислота. Монослой данной смеси на поверхности водной субфазы является более плотноупакованным, чем монослой чистого пирена. Можно видеть, что изотермы для

разных смесей схожи друг с другом, отличаясь лишь смещением графиков и особенностями некоторых участков в жидко-конденсированном и твердокристаллическом состоянии.



Изотерма сжатия арахидиновой кислоты и смеси пирена и арахидиновой кислоты в различных соотношениях (1:1), (1:2) и (2:1)

Если предположить, что изменение поверхностного натяжения связано только с наличием амфифильной компоненты смеси (арахидиновой кислоты) на поверхности воды, и присутствие пирена не вносит какого-либо вклада в это изменение, то изотермы не должны смещаться друг относительно друга, что противоречит нашим экспериментальным данным. Таким образом, можно предположить, что некоторая часть молекул пирена находится в составе монослоя арахидиновой кислоты, а некоторая часть выходит над ее поверхностью.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-07-00407.*

#### Библиографический список

1. *Krupka J., Strupinski W. // Appl. Phys.Lett. 2010. Vol. 96. P. 82.*
2. *Mattevi C., Eda G., Agnoli S. et al. // Adv. Funct. Mater. 2009. N. 19. P. 7.*
3. *Shinkarenko O.A., Safonov R.A., Kolesnikova A.S. et al. // Applied Surface Science. 2017. Vol. 424. P. 177.*
4. *Rempala P. // Am. Chem. Soc. 2004. Vol. 126. P. 15002.*

## ЭКСИТОНЫ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

М.И. Шишкин, Д.М. Уткин, Н.Б. Трофимова

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

E-mail: shishkin1mikhail@gmail.com

Экситоны в узкозонных полупроводниках, как принято считать, трудно наблюдать при комнатных температурах. В наноразмерных частицах полупроводников PbS, которые получают с достаточно хорошо отработанной технологией изготовления [1], ввиду квантовых эффектов экситоны способны существовать и без глубокого охлаждения. В данной работе рассматривались спектры пропускания (рис.1) высаженных на подложку из слюды толщиной 50 мкм квантовых точек PbS в суспензии толуола с объемной концентрацией 10% (размер ~4 нм по данным производителя), порошка PbS, размер частиц которого по данным рентгеноструктурного анализа составлял 15 нм и гетерофазной пленки ограниченных твердых растворов CdS-PbS, отожженной при 500° С и представляющей собой выпадающие в отдельные фазу кристаллиты PbS преимущественно на поверхности пленки размером 80-100 нм [2]. Как видно из графика минимумы пропускания соответствуют 1-й и 2 серии экситонных линий поглощения рассчитываемых по общей формуле для связи экситонов с квантовым числом  $n$ :

$$E_n(k) = E_g - \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2 n^2}$$

где  $k$  – волновой вектор,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $m$  — масса свободного электрона,  $e$  – заряд электрона,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  — приведенная масса электрона и дырки. При этом как следует из рис.1 для КТ PbS выражено наблюдалась 1-я серия экситонов, состоящая из сдвоенных минимумов, для порошка PbS проявилась 2-я серия, а для пленки CdS-PbS наблюдалось обе серии. Объяснение этому помимо различной методики получения образцов объясняется также размерным квантованием и увеличением притяжения электрона и дырки из-за большого различия диэлектрических проницаемостей полупроводника и диэлектрической матрицы. Явление диэлектрического усиления“ экситонов было предсказано и экспериментально подтверждено в [3].

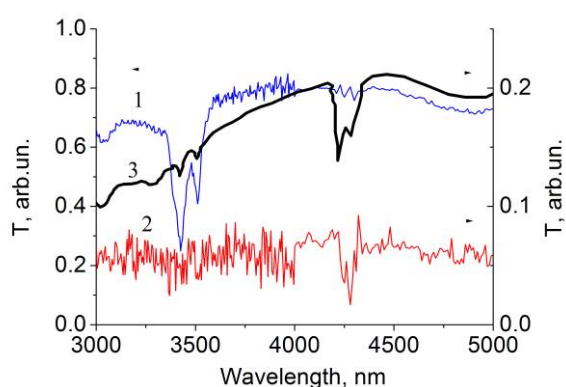


Рис.1. Пропускание слоя КТ (1), порошка PbS (2) и пленки CdS-PbS (3) на подложке из слюды

*Исследование было выполнено при поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-37-00085 мол\_а.*

**Библиографический список**

1. *А.В. Лукашин, А.А. Елисеев.* Синтез наночастиц полупроводников PbS and CdS. М.: 2011.
2. *Н. Б. Трофимова, А. Г. Роках, А.О. Бочкарев, М.И. Шишкин* // Письма в ЖТФ. 2018, Т. 44, № 7. С.309-312.
3. *L.V. Keldysh* // Phys. Status Solidi. 1997. V. 164. No 3. P.3.

## УСКОРЕНИЕ РАСЧЁТА ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ДВУМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР

Д.С. Шмыгин, О.Е. Глухова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

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

Вычисление функции пропускания электронов (ФПЭ) для некоторого диапазона энергий вблизи уровня Ферми представляет собой необходимую часть расчёта статической электропроводности и сопротивления материалов на наномасштабе [1]:

$$G = \frac{I}{V} = \frac{2e^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} T(E) F_T(E - E_F) dE$$

где  $G$  – статическая электропроводность,  $T(E)$  – функция пропускания электронов с энергией  $E$ ,  $F_T(E - E_F)$  – функция теплового уширения уровней,  $E_F$  – энергия Ферми,  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка. Функция пропускания электронов является характеристикой, усредненной по значениям для всех волновых векторов  $k$ . Функция пропускания электронов, как и статическая электропроводность, вычисляются в определенном направлении токопереноса. Рассматриваемые структуры являются периодическими, могут быть одномерными, двумерными и трёхмерными. Первая зона Брюллюэна для этих случаев является, соответственно, отрезком, плоской и трехмерной фигурой. Для расчёта ФПЭ одно направление является направлением токопереноса, оставшиеся составляют ту часть, по которой происходит усреднение, так как статическая электропроводность линейно зависит от ширины структуры в направлениях, перпендикулярных направлению токопереноса. Таким образом, при вычислении функции пропускания электронов периодических 2D- и 3D-структур рассматриваются, соответственно, отрезок и плоская фигура, содержащие все волновые векторы из первой зоны Бриллюэна. Формула для вычисления ФПЭ следующая [2]:

$$T(E) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \text{Tr}(\Gamma_S(E) G_C^A(E) \Gamma_D(E) G_C^R(E))$$

где  $G_C^A(E), G_C^R(E)$  — опережающая и запаздывающая матрицы Грина, описывающие контакт с электродами,  $\Gamma_S(E), \Gamma_D(E)$  — матрицы уширения уровней для тока и стока,  $N$  – число рассмотренных волновых векторов. Форма функции пропускания электронов в значительной мере зависит от числа  $N$ . Подробность разбиения первой зоны Бриллюэна также определяет продолжительность времени расчёта функции пропускания электронов, которая может различаться в десятки раз для подробного разбиения и разбиения на малое число точек.

На рис. 1 изображена зависимость функции пропускания электронов для графена при разных значениях  $N$ .



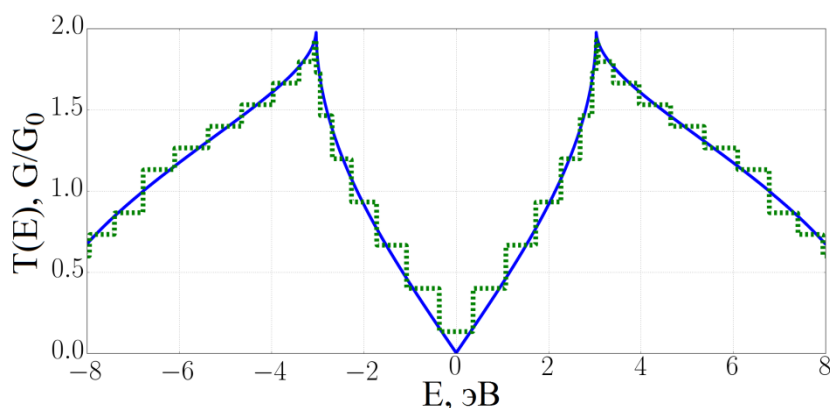


Рис. 1. ФПЭ для графена (зеленый – при  $dk=0.1 \text{ 1/Å}$ , синий – для  $dk=0.0015 \text{ 1/Å}$ )

Разработан способ ускорения расчёта функции пропускания электронов для 2D-структур, который позволяет по меньшему числу рассмотренных точек обратного пространства получить вид сошедшейся ФПЭ и включает в себя пост-обработку полученных в результате грубого расчёта значений ФПЭ, а также небольшую модификацию самой схемы расчёта. Результаты применения такой методики для вычисления ФПЭ графена представлены на рис. 2.

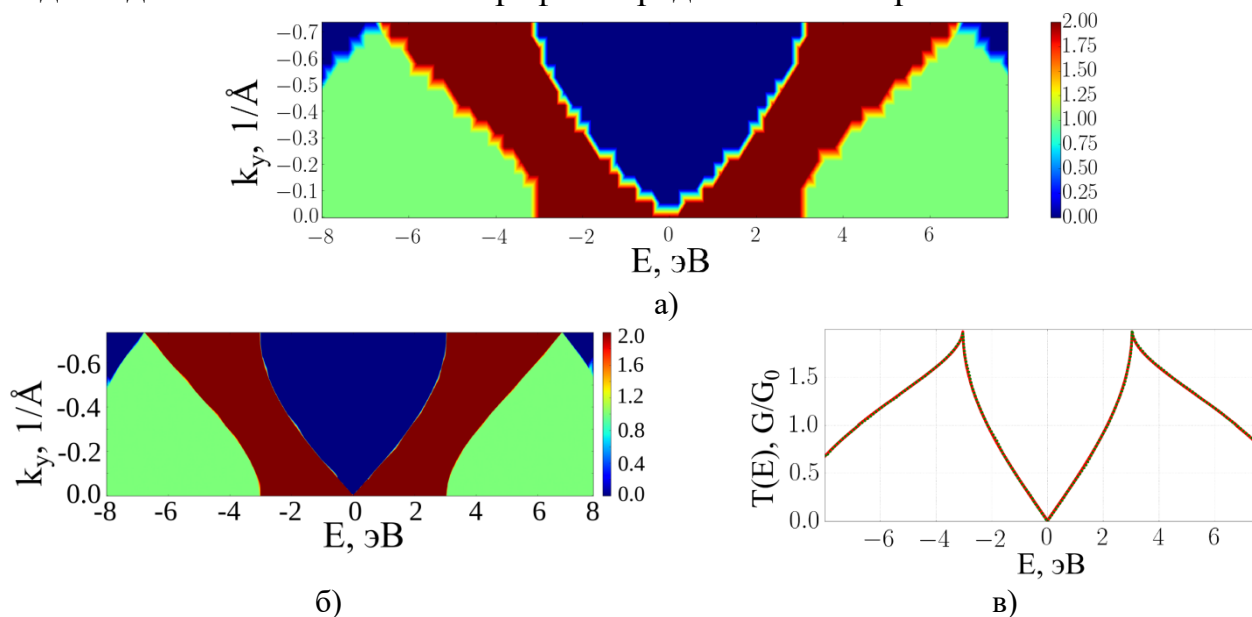


Рис.2. ФПЭ для графена: а) карта ФПЭ при первоначальном разбиении по  $k_y$ ; б) карта ФПЭ после применения методики; в) ФПЭ при усреднении по всем  $k_y$  (зеленый — результат интерполяции, красный – результат подробного расчёта)

При отличии ФПЭ для графена из рис. 2 не более 1-2%, скорость вычисления возросла в 14 раз. Применение методики для графана показало ещё большую разницу в скорости расчёта – 19 раз

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-офи\_м № 15-29-01025, Президентской стипендии 2018-2020 № СП-892.2018.

#### Библиографический список

1. Дамта С. // Журнал "Регулярная и хаотическая динамика". 2009. 532 с.
2. Ryndyk D. A. // Springer International Publishing AG. 2016. 246 pp. (Springer Series in Solid-State Sciences).

## СВЯЗАННЫЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ: РАЗНООБРАЗИЕ РЕЖИМОВ И БИФУРКАЦИЙ

Н.А. Щеголева<sup>3</sup>, А.П. Кузнецов<sup>1,3</sup>, Н.В. Станкевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

<sup>3</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: stankevichnv@mail.ru

В последнее время представлен ряд работ, в которых исследуются связанные генераторы, демонстрирующие в автономном режиме квазипериодические колебания [1-3]. В настоящем докладе рассматриваются два диссипативно связанных генератора, описываемых уравнениями

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 - (\lambda_1 + z_1 + x_1^2 - \beta x_1^4)\dot{x}_1 + \omega_0^2 x_1 + M_C(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) &= 0, \\ \dot{z}_1 &= b(\varepsilon - z_1) - k\dot{x}_1^2, \\ \ddot{x}_2 - (\lambda_2 + z_2 + x_2^2 - \beta x_2^4)\dot{x}_2 + (\omega_0 + \Delta)^2 x_2 + M_C(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) &= 0, \\ \dot{z}_2 &= b(\varepsilon - z_2) - k\dot{x}_2^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x_1, z_1$  - переменные, характеризующие первый генератор,  $x_2, z_2$  - переменные второго генератора,  $\Delta$  - частотная расстройка генераторов,  $M_C$  - коэффициент диссипативной связи.

Обсуждаются бифуркации состояний равновесия и периодических режимов, а также бифуркации инвариантных торов. Так показано, что в случае равных значений управляющих параметров  $\lambda_1 = \lambda_2$  состояние равновесия (режим «гибели колебаний») превращается в двухчастотный квазипериодический режим через вырожденную бифуркацию Андронова-Хопфа. При нарушении равенства она распадается на собственно бифуркацию Андронова-Хопфа и бифуркацию Неймарка-Сакера. При дальнейшем уменьшении параметра связи происходит квазипериодическая бифуркация Хопфа рождения трехчастотного тора. Наблюдались также седло-узловые бифуркации торов разной размерности, удвоения инвариантных торов, точки квазипериодических бифуркаций коразмерности два. Продемонстрировано изменение устройства плоскости параметров при переходе второго из взаимодействующих генераторов из режима квазипериодических колебаний в область существования базового предельного цикла. В частности, наблюдается структура резонансной паутины Арнольда, рис.1.

Отдельно рассмотрен случай, когда во втором генераторе наблюдается не только достаточно однородный квазипериодический режим, а система выраженных встроенных резонансов. Показано, что в этом случае области синхронных трехмерных торов разбиваются на две группы, рис.2 (отмечены стрелками). Обсуждается их внутренне устройство.

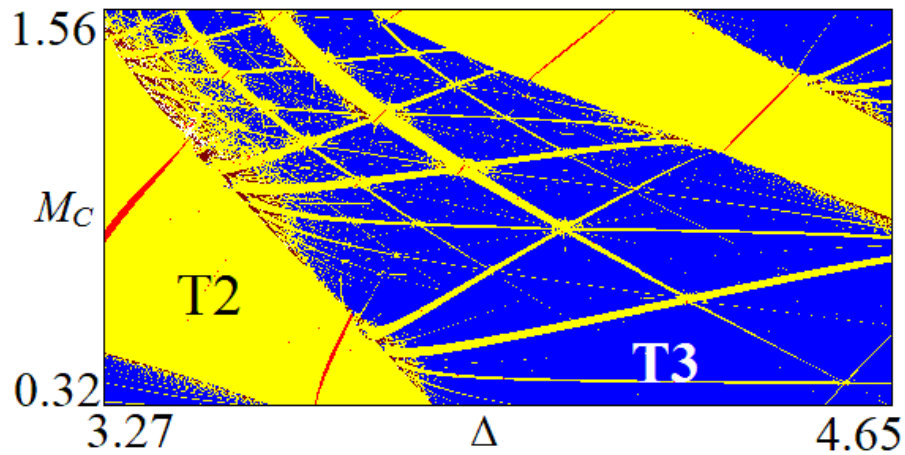


Рис.1. Ляпуновская карта системы (1) в случае квазипериодических колебаний в первом генераторе и периодических колебаний во втором генераторе: резонансная паутина Арнольда. T2 – двумерный тор, T3 – трехмерный тор. Значения параметров  $\varepsilon=4$ ,  $b=1$ ,  $k=0.02$ ,  $\lambda_1=\lambda_2=-1$ ,  $\beta=1/18$ ,  $\omega_0=2\pi$ .

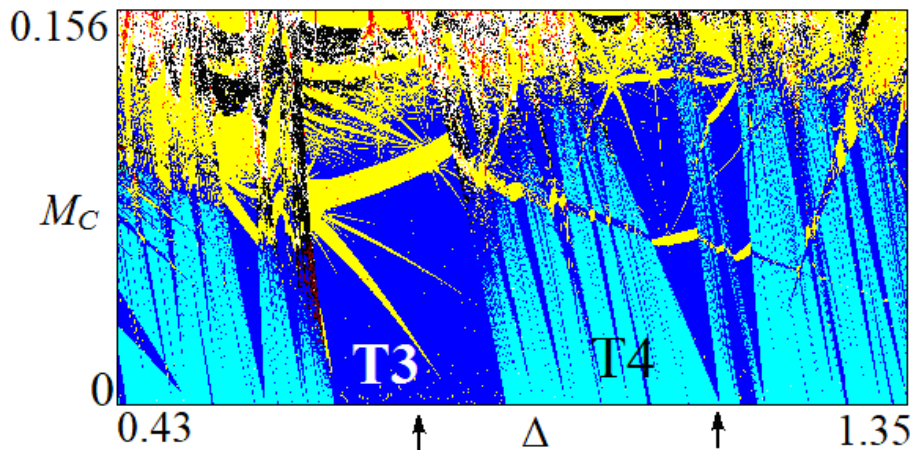


Рис.2. Ляпуновская карта системы (1) в случае квазипериодических колебаний со встроенными периодическими резонансами для второго генератора. Области трехмерных торов T3, погруженные в область четырехмерных торов T4. Значения параметров  $\varepsilon=4$ ,  $b=1$ ,  $k=0.02$ ,  $\beta=1/25$ ,  $\omega_0=2\pi$ ,  $\lambda_1=\lambda_2=1.4$ .

Проведенное исследование говорит о богатстве и многообразии феноменов, отвечающих проблеме взаимодействия (синхронизации) квазипериодических колебаний.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 17-12-01008.*

#### Библиографический список

1. Anishchenko V., Nikolaev S., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73, №. 5. P. 056202.
2. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2015. Т. 23, №3. С. 71-93.
3. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, №2. С. 41-58.

**ВОЗНИКНОВЕНИЕ ГИПЕРХАОСА ПОСЛЕ ВТОРИЧНОЙ БИФУРКАЦИИ  
НЕЙМАРКА-САКЕРА В МОДИФИЦИРОВАННОМ ГЕНЕРАТОРЕ  
АНИЩЕНКО-АСТАХОВА**

**Н.А. Щеголева<sup>3</sup>, А.П.Кузнецов<sup>1,3</sup>, Н.В.Станкевич<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.*

<sup>3</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского*

*E-mail: stankevichnv@mail.ru*

В работах [1-2] предложена автономная четырехмерная динамическая система, в которой были реализованы двухчастотные квазипериодические колебания:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= mx + y - x\varphi - dx^3, \\ \dot{y} &= -x, \\ \dot{z} &= \varphi, \\ \dot{\varphi} &= -\gamma\varphi + \gamma\Phi(x) - gz.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь , 
$$\Phi(x) = I(x)x^2, \quad I(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$$

$x, y, z, \varphi$  - динамические переменные системы,  $m$  - параметр возбуждения генератора,  $d$  - параметр нелинейной диссипации,  $\gamma$  - параметр затухания и  $g$  - параметр инерционности.

В работе [1] было показано, что в системе (1) в результате бифуркации Неймарка-Сакера рождается двухчастотный тор, продемонстрированы несколько бифуркаций удвоения тора, а затем его разрушение через потерю гладкости инвариантной кривой, а также возможности внутренней синхронизации - показан язык синхронизации периода-4. В работе [3] продемонстрировано, что на базе языка периода-4 в модели происходит вторичная бифуркация Неймарка-Сакера.

В рамках настоящей работы мы рассмотрим более детально окрестность плоскости параметров, где наблюдается вторичная бифуркация Немарка-Сакера и дальнейшие трансформации двухчастотного тора при вариации параметров с формированием гиперхаоса. В работе представлены результаты одно- и двухпараметрического анализа полного спектра показателей Ляпунова. Показаны фазовые портреты и сечения Пуанкаре различных хаотических режимов, включая хаос и гиперхаос. Продемонстрированы два сценария возникновения хаоса с одной положительной ляпуновской экспонентой, и один сценарий возникновения гиперхаоса с двумя положительными показателями.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-32-00285.*

**Библиографический список**

1. *1. Анищенко В. С., Николаев С. М. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. №. 19. С. 88-94.*
2. *2. Anishchenko V., Nikolaev S., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73, №. 5. P. 056202.*
3. *3. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. Т. 14. 2006. №1. С. 72-81.*

**ЧИСЛЕННЫЕ КРИТЕРИИ КВАНТОВОГО ДИССИПАТИВНОГО ХАОСА****И. И. Юсипов<sup>1</sup>, М. В. Иванченко<sup>1</sup>, С. П. Кузнецов<sup>2</sup>**<sup>1</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород<sup>2</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАНE-mail: [yusipov.igor@gmail.com](mailto:yusipov.igor@gmail.com)

Многочастичные квантовые системы, взаимодействующие с окружающей средой, могут воспроизводить сложные неравновесные состояния, классическими аналогами которых являются хаотические аттракторы [1]. Тем не менее, спектр инструментов для количественного определения диссипативного квантового хаоса остается очень узким.

В данной работе [2] представлен метод нахождения старшего квантового показателя Ляпунова на основе метода квантовых скачков [3]. Вычислительная эффективность имеющейся реализации [4] позволила нам систематически исследовать различные пространства параметров периодически модулированного квантового димера, взаимодействующего с окружающей средой, и выявить сложную структуру регулярных и хаотических областей.

Открытая квантовая система описывается уравнением Линдблада для матрицы плотности:

$$\dot{\rho} = L_t(\rho) = -i[H(t), \rho] + D(\rho) \quad (1)$$

где первое слагаемое в правой части описывает гамильтонову эволюцию системы, а второе отвечает за взаимодействие с окружающей средой.

Гамильтониан квантового димера с периодической модуляцией и диссипацией имеет следующий вид:

$$H(t) = J(b_1^\dagger b_2 + b_2^\dagger b_1) + \frac{2U}{N} \sum_{j=1,2} n_j(n_j - 1) + (E + \varepsilon(t))(n_1 - n_2) \quad (2)$$

где первое слагаемое отвечает за процесс тунеллирования между двумя потенциальными ямами, пропорциональное коэффициенту  $J$ .  $b_{1,2}^\dagger$  и  $b_{1,2}$  – операторы рождения и уничтожения частиц в соответствующих сайтах. Второе слагаемое описывает взаимодействие между частицами, когда они находятся в одной потенциальной яме, сила взаимодействия пропорциональна  $U$ . В третьем слагаемом гамильтониана учитывается разность уровней энергий между потенциальными ямами ( $E$ ) и модуляция  $\varepsilon(t)$ .

Слагаемое, отвечающее за взаимодействие с окружающей средой, в формализме Линдблада записывается следующим образом:

$$D(\rho) = \sum_{k=1}^s \gamma_k(t) \left( V_k \rho V_k^\dagger - \frac{1}{2} \{V_k^\dagger V_k, \rho\} \right) \quad (3)$$

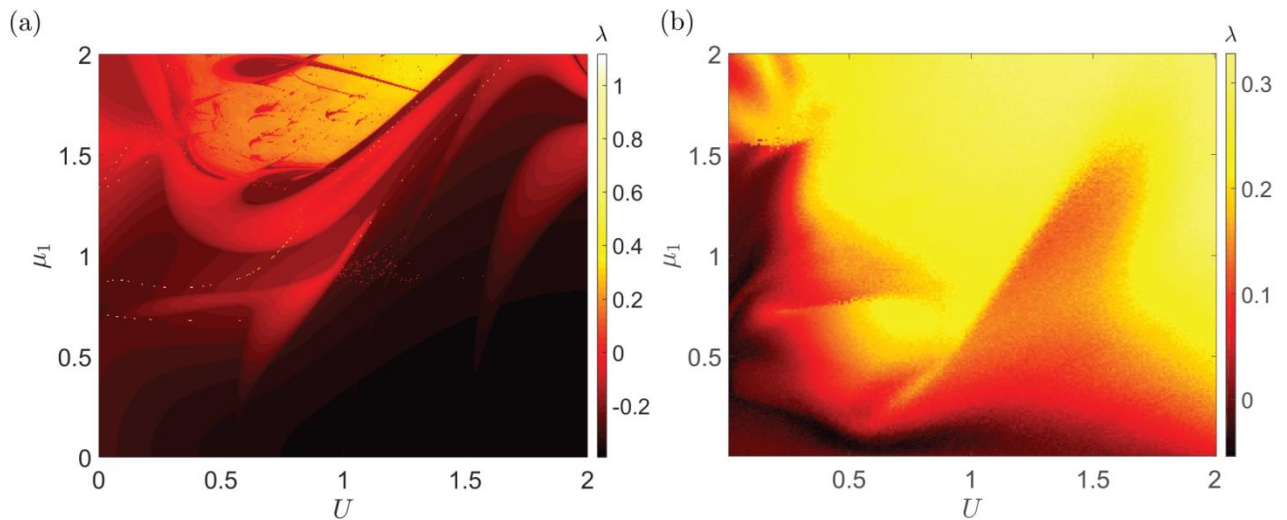
где  $\{V_k\}_{1,\dots,s}$  – множество диссипативных операторов,  $\gamma_k = \gamma$  – коэффициент диссипации.

Модель квантового димера в среднеполевом приближении сводится к системе нелинейных уравнений на сфере:

$$\begin{cases} \dot{\vartheta} = 2J \sin(\varphi) + 4\gamma \cos(\varphi) \cos(\vartheta), \\ \dot{\varphi} = 2J \frac{\cos(\vartheta)}{\sin(\vartheta)} \cos(\varphi) - 2(E + \varepsilon(t)) + 4U \cos(\vartheta) - 4\gamma \frac{\sin(\varphi)}{\sin(\vartheta)}. \end{cases} \quad (4)$$

На рисунке (b) изображена диаграмма изменения старшего квантового ляпуновского показателя в зависимости от силы взаимодействия между частицами и амплитуды модуляции. Структурно эта диаграмма повторяет диаграмму классического старшего ляпуновского показателя для нелинейной модели, полученной в приближении среднего поля (рисунок (a)). Однако области хаоса в квантовом случае являются более широкими, что связано с недостаточным уровнем аппроксимации среднеполевой модели.

Предложенный метод вычисления старшего квантового показателя Ляпунова для открытых систем, основанный на алгоритме квантовых скачков позволил выявить сложную структуру регулярных и хаотических областей в модели квантового димера. В работе [2] показана универсальность данного метода относительно рассматриваемой системы и наблюдаемой.



Полученные результаты стимулируют дальнейшие исследования теоретической и экспериментальной физики открытых квантовых систем, в частности квантовой электродинамики и оптики, где изучение количественных характеристик квантового диссипативного хаоса представляет большой интерес.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №17-32-50078).*

#### Библиографический список

1. *M. Hartmann, D. Poletti, M. Ivanchenko, S. Denisov, P. Hanggi // New J. Phys. 19, 083011 (2017).*
2. *I.I. Yusipov, O.S. Vershinina, S.V. Denisov, S.P. Kuznetsov, M.V. Ivanchenko // <https://arxiv.org/abs/1806.09295>.*
3. *R. Dum, A.S. Parkins, P. Zoller, C.W. Gardiner // Phys. Rev. A 46, 4382 (1992).*
4. *V. Volokitin, A. Linirov, I. Meyerov, M. Hartmann, M. Ivanchenko, P. Hanggi, S. Denisov // Phys. Rev. E 96, 053313 (2017).*

**ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В МУЛЬТИЗЕРЕННЫХ СЛОЯХ  
ВЫСОКОЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ****И.Т. Ягудин<sup>1</sup>, Н.Д. Жуков<sup>1</sup>, М.И. Шишкин<sup>2</sup>**<sup>1</sup>ООО НПП «Реф-Свет», г. Саратов<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: invoker6000@mail.ru

Используемые в работе субмикронные порошки изготавливались из монокристаллических полупроводников Si, GaAs и InAs электронной проводимости с концентрацией носителей заряда  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup> путем их измельчения в шаровой мельнице с последующей седиментацией для получения зерен субмикронных размеров. Частицы наносились на подложки из суспензии методом самоорганизации ансамблей на поверхности при контролируемом испарении растворителя [1].

Исследование механизма тока в такой мультимерной структуре (МЗС) проводилось путём анализа вольтамперных характеристик (ВАХ), измеряемых по методике, описанной в работе [2]. Проблема омического контакта к слою решалась путём исследования контактного сопротивления в структуре по собственным и литературным данным [3]. Кроме того, использован метод контактирования электронным лучом в вакуумном приборе. Образцы представляли собой триод анод-сетка-катод, на плоский анод которого наносилась МЗС. В образце на единой подложке размещались все типы исследуемых материалов и тестовый элемент для контроля тест-ВАХ промежутка сетка – МЗС-электрод. Значения падения напряжения на тестовом элементе вычитались от величин напряжения на образце для каждого значения измеренного тока.

В МЗС ток определяется межзёрненными процессами, среди которых возможны три механизма тока: омический через непосредственные контакты частиц, туннельный и термоэмиссионный. Было установлено, что омический контакт не лимитировал процессы тока.

Исследование ВАХ для образцов InAs и GaAs показало, что во всех случаях туннельный (автоэлектронный) характер зависимости  $I \sim A \exp[-B/V]$  проявлялся с высокими параметрами достоверности экстраполяции  $R^2 \sim (0.9913 - 0.9972)$ . Напротив, для зависимостей типа  $I \sim A_1 \exp[B_1 V/T]$ , характерных для термоэмиссионных (надбарьерных) токов, значения  $R^2$  были на неприемлемом уровне - 0.92-0.96. С повышением температуры для узкозонного InAs значения тока уменьшаются, а для относительно широкозонного GaAs – увеличиваются. Это можно объяснить влиянием уровня концентрации на главные параметры туннелирования электронов – подвижность (эффективную массу) и работу выхода. Для узкозонного InAs с увеличением температуры концентрация электронов проводимости несколько возрастает, их подвижность уменьшается (эффективная масса растёт), а работа выхода почти не изменяется. Это приводит к уменьшению вероятности туннелирования и, соответственно, значений тока. Для GaAs с повышением температуры за счёт заметного возрастания концентрации электронов

проводимости и, соответственно, изменения положения уровня Ферми уменьшется работа выхода, что приводит к возрастанию значений тока. При этом изменения параметров процессов ВАХ относительно не велики.

Во всех рассматриваемых случаях действуют конкурирующие процессы туннелирования и термоэмиссии: повышение температуры способствует термоэмиссии, а повышение напряжения – туннелированию (в случае, если приповерхностный слой частиц полупроводников  $n$ -типа проводимости обогащён электронами, а полярность напряжения – плюсом на  $n$ -типе образца). Разница между вариантами полупроводников  $A_3B_5$  и кремнием в том, что подвижность электронов в первых почти в 10 раз выше и эффективная масса, соответственно, меньше. Это приводит к сильному увеличению вероятности туннелирования. Поэтому во всех случаях, независимо от величин температуры и напряжения, в InAs и GaAs надёжно проявляется туннелирование с характерными свойствами ВАХ –  $\ln I \sim B/V$  и слабой температурной зависимостью  $B \sim T$ . В кремнии же механизм туннелирования проявляется при больших величинах напряжения и относительно малых значениях температуры.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов 16-07-00136-а и 18-37-00085 мол\_а.*

#### **Библиографический список**

1. Адрианов В.Е., Маслов В.Г., Баранов А.В., Федоров А.В., Артемьев М.В. // Оптический журнал. 2011. Т. 78. Вып. 11. С. 11–19.
2. Жуков Н.Д., Мосияш Д.С., Синёв И.В., Хазанов А.А., Смирнов А.В., Лапшин И.В. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 24. С. 72–79.
3. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 11. С. 1281–1308.



**РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ  
СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ НА  
ОСНОВЕ ОТКРЫТИЯ ТОПОЛОГИИ  
МИОКАРДА СЕРДЦА**

**С.Х. Кадыров<sup>1</sup>, А.Д. Суходровский<sup>1</sup>, М.Х. Ларионова<sup>1</sup>, Ю. А. Арутюнов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана

<sup>2</sup>ФГБУ ФНКЦСМ ФМБА России

*E-mail: Kadyrov.suleyman@mail.ru*

Открытие новой топологии миокарда создаёт возможность разработки диагностических методов, в частности, в электрокардиографии, на основе связи новой топологии миокарда и аттрактора Рёсслера.

Существо нового метода диагностики заключается в использовании стандартной электрокардиограммы в трёх отведениях в качестве характеристик и параметров аттрактора Рёсслера, которые вводятся в «преобразователь Рёсслера» как начальные условия; при этом значения электрического потенциала тракуются как координаты  $(x, y, z)$ , а интервалы электрокардиограмм как параметры  $(a, b, c)$ .

В зависимости от значений параметров  $(a, b, c)$  решением аттрактора Рёсслера являются хаотично/упорядоченные значения электрического потенциала, что и будет являться основой диагностики. В частности, новым диагностическим индикатором (показателем) может являться пропорция хаотических и упорядоченных значений электрического потенциала, параметры "расщепления" винтовой и ленточной компонент аттрактора Рёсслера и т.д.

Описанная методика может быть реализована в аппаратно-программном электронном блоке, сопрягаемым со стандартным электрокардиографом.

**МАГНОННЫЕ МЕТАСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ЖИГ****С. Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [valentin@sakharov.com](mailto:valentin@sakharov.com)*

Пленки железиттриевого граната (ЖИГ), полученные с помощью технологии жидкофазной эпитаксии, обладают рекордно малыми потерями на распространение в них спиновых волн (СВ) [1]. Свойства СВ в пленках ЖИГ исследуются уже более сорока лет, в том числе в 1970-е годы было опубликовано несколько работ (например, [2]), в которых сообщалось о возникновении полос непропускания в частотной зависимости коэффициента передачи СВ, распространяющихся в пленках ЖИГ, на поверхности которых вытравливались периодические решетки из канавок. Примерно десять лет назад возобновилось активное исследование таких волноводов СВ, за которыми закрепилось название «магнонные кристаллы» (МК) [3] ввиду очевидной аналогии с фотонными и фононными кристаллами. Обзор исследований свойств СВ в МК на основе различных магнитных пленок и обсуждение разнообразных перспектив их применения для обработки информации проведены, например, в [4].

Совсем недавно появился ряд работ [5, 6], посвященных исследованию свойств СВ в МК, для которых периодическая структура которых является субволновой для диапазона длин волн исследуемых СВ. Такие структуры могут быть определены как магнонные метаструктуры.

В докладе рассмотрены отличия свойств СВ, распространяющихся в метаструктурах, от «традиционных» МК, показано влияние параметров метаструктуры на характеристики распространяющихся в них СВ различных типов (поверхностные, объемные). Обсуждается подход к представлению метаструктур как пленки ЖИГ с метаповерхностями, которые можно в соответствии с принятой в литературе терминологией трактовать как «вытекающие» и резонансные. Проводится сопоставление экспериментальных данных с результатами численного микромагнитного моделирования.

*В докладе представлены результаты, частично выполненные при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 18-57-00005\_Бел-а и 17-07-01452-а).*

**Библиографический список**

1. E. J. J. Mallmann, A. S. B. Sombra, J. C. Goes et al. // Sol. St. Phen. V. 202 (2013) pp 65-96
2. C. G. Sykes, J. D. Adam, and J. H. Collins // Appl. Phys. Lett. 29, 388 (1976).
3. Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. // ЖЭТФ, 2005, Т.128, Вып.3(9), С.636-644.
4. A V Chumak, A A Serga and B Hillebrands // J. Phys. D: Appl. Phys. 50 244001 (2017).
5. S. L. Vysotskii, Y. V. Khivintsev, V. K. Sakharov et al. // IEEE Magnetic Letters Vol. 8 (2017) 3706104
6. S. Vysotskii, G. Dudko, V. Sakharov et al. // Acta Physica Polonica A. Vol.133, No.4 (2018) P.508-510

**МЕТАМОРФНЫЕ БУФЕРНЫЕ СЛОИ InGaAsP НА ПОДЛОЖКАХ GaAs  
ДЛЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР****И.В. Самарцев, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков***ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия**E-mail: [woterbox@mail.ru](mailto:woterbox@mail.ru)*

В настоящее время актуальной задачей является разработка систем беспроводной передачи электроэнергии с помощью Nd-лазеров. Поэтому, существует необходимость в разработке эффективных фотопреобразователей на длину волны 1,06 мкм. Эффективность кремниевых фотопреобразователей уменьшается на данной длине волны. Известны фотопреобразователи [1] выращенные на подложках InP. Но данные подложки являются дорогостоящими и плохо поддаются обработке. Также, известны фотопреобразователи на основе метаморфного буферного слоя InGaAs, полученные при ступенчатом изменении концентрации In [2]. Но такая технология роста достаточно сложна в реализации.

В данной работе приводятся результаты исследования образцов фотовольтаических преобразователей на основе метаморфных буферных слоев InGaAsP, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии.

Исследуемые образцы были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном кварцевом реакторе на подложке n-GaAs. На подложке растился буферный слой n-GaAs – 180 нм, далее метаморфный буферный слой n-InGaP – 180 нм, метаморфный буферный слой n-InGaAsP – 540 нм, активная область i-InGaAsP – 1080 нм, покровный слой p-InGaAsP – 360 нм. С целью исследования спектра фототока и нагрузочных характеристик образцов фотопреобразователей на лицевую поверхность структуры был нанесен золотой омический контакт. Далее, эпитаксиальная структура с омическим контактом была расколота на образцы фотовольтаических преобразователей размером 5×5 мм. Со стороны подложки на образцы наносились точечные контакты электро-искровым вжиганием сплава InSn.

Результаты исследования спектра фототока образцов фотовольтаических преобразователей на основе метаморфных буферных слоев InGaAsP представлены на рисунке 1. Как видно из рисунка, максимум спектра соответствует длине волны 1,06 мкм.

На основе исследований нагрузочных характеристик приборов установлено, что напряжение холостого хода составляет 0,53 В, ток короткого замыкания – 22 мА, коэффициент преобразования – 2,9 %, оптимальное сопротивление нагрузки – 20 Ом. Нагрузочная характеристика представлена на рисунке 2.

Наличие столь низкого коэффициента преобразования можно объяснить слабым растеканием тока по поверхности подложки. Для увеличения коэффициента преобразования на подложку необходимо нанести омический контакт в виде золотой сетки, а также просветляющее покрытие на длину волны 1,06 мкм.

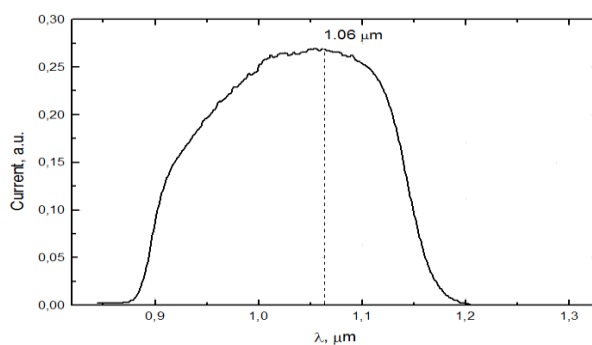


Рис. 1. Спектр фототока.

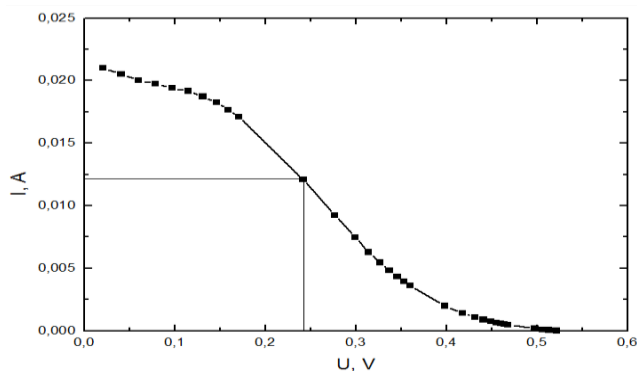


Рис. 2. Нагрузочная характеристика образцов.

Таким образом, исследованы образцы фотовольтаических преобразователей на основе метаморфных буферных слоев InGaAsP. Показана возможность создания фотопреобразователей на длину волны 1,06 мкм с помощью метаморфного слоя InGaAsP, выращенного на подложке GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии.

#### Библиографический список

1. Зарин М.А., Потапович Н. С., Хвостиков В.П.// Сборник тезисов 17 всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 23-27 ноября, Санкт-Петербург, 2015.
2. Рыбальченко Д.В., Минтаиров С.А., Салий Р.А. и др.//ФТП. 2017. Т. 51, с 94-100,.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗИСТИВНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ, В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН****В. В. Галушка<sup>2</sup>, Д. М. Митин<sup>2</sup>, А. А. Сердобинцев<sup>2</sup>, А. М. Павлов<sup>2</sup>,  
С.А. Макаркин<sup>2</sup>, А. В. Стародубов<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [StarodubovAV@gmail.com](mailto:StarodubovAV@gmail.com)*

Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн, как известно, представляется весьма перспективным в различных приложениях систем безопасности, медико-биологических анализов, сверхбыстрой беспроводной связи и т.п. (см., например, [1 – 6]). Одной из основных трудностей, с которой сталкиваются исследователи и инженеры при разработке усилителей миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, является создание электродинамических систем, что в первую очередь обусловлено малыми размерами СВЧ узлов прибора. Для решения ряда существующих проблем в последнее время, в том числе в связи с успехами в разработке и создании новых материалов, исследователи обратили внимание на "забытые" идеи по усилению СВЧ сигналов, которые могут найти применение в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Одной из таких "забытых" идей является резистивный усилитель или усилитель на поглощении [7-9]. Данный прибор основан на физическом принципе, который заключается в использовании сдвига фаз между электронным током и переменными составляющими поля, возникающими благодаря наличию поглощающих стенок, характеризующихся комплексной проводимостью. Целью данной работы является изучение свойств резистивных тонкопленочных покрытий на диэлектрических подложках в миллиметровом диапазоне длин волн, в частности, в V-диапазоне (50-75 ГГц), который представляется наиболее перспективным с точки зрения развития перспективных систем беспроводной связи 5-го поколения (5G), а также систем спутниковой связи и телекоммуникации [10-11]. В качестве диэлектрических подложек использовались подложки из кварца толщиной 500 мкм. Для нанесения тонкопленочных резистивных покрытий использовался метод магнетронного распыления. В качестве основы резистивного тонкопленочного покрытия использовался оксид олова. Для исследования свойств резистивных тонкопленочных покрытий в V-диапазоне использовался векторный анализатор цепей PNA N5227A Keysight Technologies. Исследование диэлектрических и магнитных свойств осуществлялось с использованием подхода, основанного на размещении исследуемых образцов в стандартной прямой волноводной секции и анализе получаемых S-параметров волноводной секции с исследуемым образцом. Расчет диэлектрической и магнитной проницаемостей на основе измеренных S-параметров осуществлялся с использованием специализированного программного обеспечения Keysight Technologies N1500A Materials

Measurement Suite [12]. В результате проведенной работы получены экспериментальные зависимости величины диэлектрической и магнитной проницаемости тонкопленочных покрытий на основе оксида олова от частоты электромагнитного излучения в V-диапазоне для различных значений толщины покрытия. Проведенное сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами численного моделирования показало хорошее качественное соответствие. В дальнейшем в V-диапазоне будут изучены электромагнитные параметры альтернативной основы для резистивного тонкопленочного покрытия: планируется рассмотреть такие материалы как нитрид кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), карбид кремния ( $\text{SiC}$ ), цирконий и цинк. Перечисленные материалы обладают существенно большей химической стойкостью, устойчивостью к тепловым нагрузкам, высоким тепловым напряжением и т.п. Последнее представляется особенно важным для приборов вакуумной СВЧ электроники, в которых работа термокатодов оказывает существенное тепловое воздействие на все внутренние элементы электронно-оптической системы, области пространства дрейфа и коллекторной области, элементы ввода и вывода энергии.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00937 мол\_a.*

#### Библиографический список

1. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. // УФН. 2011. Т. 181. с. 867–874.
2. Mann C. M. // *Terahertz Sources and Systems*, edited by R. E. Miles, P. Harrison, and D. Lippens (Kluwer, Dordrecht) 2001, p. 261.
3. Tonouchi M. // *Nature Photonics*. 2007. Vol. 1, p. 97-105.
4. Mukherjee P., Gupta B. // *Int J Infrared Milli Waves*. 2008. Vol. 29, p. 1091–1102.
5. Armstrong C.M. // *IEEE Spectrum*. Vol. 49, № 9. p. 36-41.
6. Dhillon S. S. et al. // *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 2017, Vol. 50, no. 4, p. 043001
7. Birdsall G. K., Whinnery J. R. // *Journ. Appl. Phys.* 1953, Vol. 24, p.314.
8. Birdsall C. K., Brewer O. R., Haeff A. V. // *PIRE*. 1953, Vol. 41, p. 865.
9. Лопухин В.М., Веденов А.А. // УФН. 1954. Т. LIII, вып. 1, с. 69-86.
10. Daniels R. C., Murdock J. N., Rappaport T. S. and Heath R. W. Jr. // *IEEE Microw. Mag.* 2010, Vol. 11, no. 7, pp. 44–50
11. Niu Y., Li Y., Jin D., Su L. and Vasilakos A. V. // *Wireless Network*. 2015. Vol. 21, no. 8, pp. 2657–2676
12. Keysight N1500A Materials Measurement Suite, Technical overview, Literature number 5992-0263EN, Keysight Technologies, 2018 [Online], Available: <https://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5992-0263EN.pdf?id=2547117>

## РЕЗИСТИВНЫЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ПОКРЫТИЯ КАК АЛЬТЕРНАТИВА КЛАССИЧЕСКИМ ЗАМЕДЛЯЮЩИМ СИСТЕМАМ В МИЛЛИМЕТРОВOM И СУБМИЛЛИМЕТРОВOM ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН (ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ)

А. М. Павлов<sup>2</sup>, В. В. Галушка<sup>2</sup>, Д. М. Митин<sup>2</sup>, А. А. Сердобинцев<sup>2</sup>,  
С.А. Макаркин<sup>2</sup>, А. В. Стародубов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: [StarodubovAV@gmail.com](mailto:StarodubovAV@gmail.com)

В рамках предлагаемого доклада представлен обзор состояния исследований, направленных на разработку устройств вакуумной СВЧ электроники типа резистивного усилителя (усилитель на поглощении). Указанный обзор представляет собой основу для проведения дальнейших исследований авторами данного доклада, направленных на изучение и разработку элементов усилительных устройств миллиметрового диапазона длин волн, работа которых основана на физических эффектах распространения электронных пучков через резистивные среды.

Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн, как известно, представляется весьма перспективным в различных приложениях систем безопасности, медико-биологических анализов, сверхбыстрой беспроводной связи и т.п. (см., например, [1]). Одной из основных трудностей, с которой сталкиваются исследователи и инженеры при разработке усилителей миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, является создание электродинамических систем, что в первую очередь обусловлено малыми размерами СВЧ узлов прибора. Для решения ряда существующих проблем в последнее время, в том числе в связи с успехами в разработке и создании новых материалов, исследователи обратили внимание на "забытые" идеи по усилению СВЧ сигналов, которые могут найти применение в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Одной из таких "забытых" идей является резистивный усилитель или усилитель на поглощении. Идея резистивного усилителя была впервые представлена в работах [2–3]. Описанный резистивный усилитель использовал физический принцип, который заключается в использовании сдвига фаз между электронным током и переменными составляющими поля, возникающего благодаря наличию поглощающих стенок, материал стенок при этом характеризуется комплексной проницаемостью. Усилитель представлял собой стеклянную трубку с тонким слоем оксида олова на внутренней поверхности, в которую вводился электронный поток, модулированный спиралью или объемным резонатором на входе трубки. Вывод энергии осуществлялся аналогичной электродинамической системой на выходе. Теоретически было предсказано экстремально высокое усиление (при чисто индуктивном сопротивлении стенок), достаточно большая широкополосность и устойчивость к самовозбуждению из-за поглощения резистивным

слоем волны, отраженной от конца лампы. В практическом же эксперименте усиление оказалось слабее теоретического из-за некоторых факторов, указанных в вышеупомянутых статьях (например, наличие активного и емкостного сопротивления в приборе, большая техническая сложность на тот момент получения резистивных слоев толщиной порядка 0.2 мкм), и составило около 20 дБ, энергия пучка имела порядок от 3 до 8 кэВ, ток пучка принимал значения 25-62 мА, что примерно соответствовало характеристикам ЛБВ. Здесь следует упомянуть об изитроне, предложенным J.R. Pierce и изготовленным L.R. Walker в 3 см диапазоне длин волн [4]. Данный прибор представлял собой прямоугольный волновод, частично заполненный диэлектриком, в котором в качестве электродинамической системы использовался набор полуволновых проволок, проведенных между боковыми стенками волновода и представляющих собой набор резонаторных элементов. Различные эксперименты показали рост медленной ВПЗ и затухание быстрой ВПЗ. Эти эксперименты были продолжены с потоками с энергией 3-8.5 кэВ и токами 30-135 мА, которые проходили через резистивный канал, сделанной из стеклянной трубки, покрытой резистивным материалом и погруженной в длинный соленоид для фокусировки пучка. Установлен рост и затухание ВПЗ. Проведено сравнение результатов в длинноволновой области. Известны работы по нелинейной теории резистивной неустойчивости для модели клистрона [5]. Возможность приближения коэффициента усиления к теоретическому значению рассматривалась в работах [см., например 6], где предполагается усовершенствование резистивного усилителя с помощью метаматериалов, которые имеют отрицательную диэлектрическую проницаемость. В данных статьях указано, что использование в резистивном усилителе стенок, покрытых таким материалом при отсутствии потерь, может обеспечить усиление, близкое к предельному. На данный момент, в качестве необходимого материала данным научным коллективом предполагаются меандровые металлические линии, частично заполняющие прямоугольный волновод. Расчеты проведены на основе линейной теории; кроме того, приводятся результаты изменения по длине прибора скоростной модуляции, полученные на основе метода частиц в ячейке, что подтверждает лишь существование нарастающей волны пространственного заряда.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00937 мол\_a.*

#### **Библиографический список**

1. Dhillon S. S. et al. // *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 2017, Vol. 50, no. 4, p. 043001
2. Birdsall G. K., Whinnery J. R. // *Journ. Appl. Phys.* 1953, Vol. 24, p.314.
3. Birdsall C. K., Brewer O. R., Haeff A. V. // *PIRE*. 1953, Vol. 41, p. 865.
4. J.G. Wang, H. Suk, M. Reiser. // *Proceedings of the Seventh International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion. Volumes 32–33, November 1996, Pages 141–148.*
5. Han S. Uhm. *Physics Letters A*. 1993. Vol.182, № 1, P. 120-124.
6. Rowe T., Forbes P., Booske J., Behdad N. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2017, Vol. 45, Issue: 4. p. 654 - 664



**ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА НАНЕСЕНИЯ РЕЗИСТИВНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ****Д. М. Митин<sup>2</sup>, А. А. Сердобинцев<sup>2</sup>, А. М. Павлов<sup>2</sup>, С. А. Макаркин<sup>2</sup>, В. В. Галушка<sup>2</sup>, А. В. Стародубов<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*<sup>2</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского**E-mail: [StarodubovAV@gmail.com](mailto:StarodubovAV@gmail.com)*

Теоретическое и экспериментальное изучение физических процессов усиления полезных сигналов системами вакуумной электроники остается в центре внимания исследователей, при этом акцент проводимых исследований смещается в более коротковолновую область - в область миллиметровых и субмиллиметровых (терагерцовых) длин волн [1 - 6]. Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн, как известно, представляется весьма перспективным в различных приложениях систем безопасности, медико-биологических анализов, сверхбыстрой беспроводной связи и т.п. (см., например, [5 - 11]). Одной из основных трудностей, с которой сталкиваются исследователи и инженеры при разработке усилителей миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, является создание электродинамических систем, что в первую очередь обусловлено малыми размерами СВЧ узлов прибора. Для решения ряда существующих проблем в последнее время, в том числе в связи с успехами в разработке и создании новых материалов, исследователи обратили внимание на "забытые" идеи по усилению СВЧ сигналов, которые могут найти применение в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Одной из таких "забытых" идей является резистивный усилитель или усилитель на поглощении [12-14]. Данный прибор основан на физическом принципе, который заключается в использовании сдвига фаз между электронным током и переменными составляющими поля, возникающими благодаря наличию поглощающих стенок, характеризующихся комплексной проводимостью. Целью данной работы является рассмотрение особенностей технологического процесса нанесения тонкопленочных резистивных покрытий на диэлектрические подложки с использованием метода магнетронного распыления. В качестве диэлектрических подложек использовались подложки из кварца толщиной 500 мкм. Для нанесения тонкопленочных резистивных покрытий использовалась установка NextDep (Angstrom, Канада). Установка оснащена двумя магнетронами с диаметром мишеней 3 дюйма и высоковольтными источниками питания постоянного и переменного тока, которая позволяет распылять как проводящие, так и полупроводниковые или диэлектрические мишени. В вакуумной камере установки размещены прецизионные пьезоэлектрические датчики для контроля толщины покрытий вплоть до 0,1 нм. Для обеспечения необходимой адгезии имеются нагреватели подложки. Равномерность нанесения покрытий обеспечивается за счет вращения подложки в процессе напыления. Установка оснащена регуляторами расхода и напуска газов (аргон, азот, кислород),

позволяющими точно контролировать соотношение газов в рабочей смеси и получать пленки заданного состава. В качестве основы резистивного тонкопленочного покрытия использовался оксид олова. В результате проведенной работы установлен ряд управляющих параметров, оказывающих влияние на динамику роста тонких резистивных пленок на основе оксида олова. Анализ толщины получаемых тонких пленок оксида олова осуществлялся с использованием методов сканирующей электронной микроскопии. В дальнейшем будет изучена возможность использования другой основы для резистивного тонкопленочного покрытия: планируется рассмотреть такие материалы как нитрид кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), карбид кремния ( $\text{SiC}$ ), цирконий и цинк. Перечисленные материалы обладают существенно большей химической стойкостью, устойчивостью к тепловым нагрузкам, высоким тепловым напряжением и т.п. Последнее представляется особенно важным для приборов вакуумной СВЧ электроники, в которых работа термокатодов оказывает существенное тепловое воздействие на все внутренние элементы электронно-оптической системы, области пространства дрейфа и коллекторной области, элементы ввода и вывода энергии.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00937 мол\_а.*

#### Библиографический список

1. Siegel P. // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2002. vol. 50. no. 3, pp. 910 - 928.
2. Sherwin M. // *Nature.* 2002. vol. 420, pp. 131 – 133;
3. Booske J. H. // *Physics of Plasmas.* 2008. Vol. 15, No. 5, P. 055502.
4. Kim J. I., Jeon S. G., Park G. S. // *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications*, H.-J. Song and T. Nagatsuma, Eds. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 2015, ch. 8, pp. 187–220.
5. Dhillon S. S. et al. // *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 2017, Vol. 50, no. 4, p. 043001
6. Lewis R. A. // *Journal of Physics D: Applied Physics.* 2014. Vol. 47. No. 37, P. 374001.
7. Братман В.Л., Лутвак А.Г., Суворов Е.В. // *УФН.* 2011. Т. 181. с. 867–874.
8. Mann C. M. // *Terahertz Sources and Systems*, edited by R. E. Miles, P. Harrison, and D. Lippens (Kluwer, Dordrecht) 2001, p. 261.
9. Tonouchi M. // *Nature Photonics.* 2007. Vol. 1, p. 97-105.
10. Mukherjee P., Gupta B. // *Int J Infrared Milli Waves.* 2008. Vol. 29, p. 1091–1102.
11. Armstrong C.M. // *IEEE Spectrum.* Vol. 49, № 9. p. 36-41.
12. Birdsall G. K., Whinnery J. R. // *Journ. Appl. Phys.* 1953, Vol. 24, p.314.
13. Birdsall C. K., Brewer O. R., Haeff A. V. // *PIRE.* 1953, Vol. 41, p. 865.
14. Лопухин В.М., Веденов А.А. // *УФН.* 1954. Т. LIII, вып. 1, с. 69-86.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Пленарные лекции.</b>	<b>5</b>
<b>В. И. Авилов, В. А. Смирнов, Р. В. Томинов, Н. А. Шарапов, Н. А. Полупанов</b> ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ RRAM НА ОСНОВЕ ОКСИДНЫХ НАНОСТРУКТУР ТИТАНА	<b>6</b>
<b>А. Б. Адилова, Н. М. Рыскин</b> ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХМОДОВЫХ ГИРОТРОНОВ В РЕЖИМЕ ЖЕСТКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В ЦЕПИ СВЯЗИ	<b>8</b>
<b>А. В. Андреев, В. В. Макаров, А. Н. Писарчик, А. Е. Храмов</b> ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ СЕТЕЙ НЕЙРОПОДОБНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	<b>10</b>
<b>Е. В. Аргунов, О. А. Шинкаренко, В. П. Севостьянов, Е. Г. Глуховской</b> ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ НИКЕЛЯ	<b>12</b>
<b>Е. М. Артемова, А. А. Килин</b> КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ДВУХ ВИХРЕВЫХ РЕШЕТОК	<b>14</b>
<b>Е. Ю. Арутюнова, Ю. А. Арутюнов</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МИОКАРДА СЕРДЦА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ РЁССЛЕРА	<b>16</b>
<b>Б. М. Ахметгалиев, Р. Х. Ишембетов, М. М. Кубенова, К. А. Кутербеков, М. Х. Балапанов</b> ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ $K_{0.1}Cu_{1.9}S$ , $K_{0.15}Cu_{1.85}S$ и $K_{0.2}Cu_{1.8}S$	<b>17</b>
<b>А. А. Бадарин, С. А. Куркин</b> ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ЭФФЕКТОВ В ИНТЕНСИВНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ НА ИХ ДИНАМИКУ	<b>19</b>
<b>М. И. Балакин, Н. М. Рыскин</b> ФОРМИРОВАНИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТИ В ГЕНЕРАТОРЕ С ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ НАГРУЗКИ: БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ	<b>21</b>
<b>О. В. Бачурина, Р. Т. Мурзаев, С. В. Дмитриев</b> ИЗУЧЕНИЕ ОДНОМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД В МЕТАЛЛАХ С ГЦК РЕШЕТКОЙ	<b>22</b>
<b>Н. Н. Беглецова, А. Ж. К. Аль-Алвани, А. С. Чумаков, Е. Г. Глуховской</b> ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ	<b>24</b>
<b>Н. Н. Беглецова, А. С. Чумаков, Е. Г. Глуховской</b> ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА АСМ ДЛЯ ОЦЕНКИ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ	<b>26</b>
<b>Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, А. Набиев, В. Г. Нарышкина, Г. В. Чучева</b> О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ПОВЫШЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ КАНАЛА ИНВЕРСИИ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА КРЕМНИЙ-ОКИСЕЛ ПОСЛЕ ПОЛЕВОГО СТРЕССА	<b>28</b>

- А. С. Бир, С. В. Гришин** ГЕНЕРАЦИЯ СПИН-ВОЛНОВЫХ МНОГО-СОЛИТОННЫХ КОМПЛЕКСОВ В АКТИВНОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИСПЕРСИЕЙ 30
- А. В. Борисов, Е. В. Ветчанин, И. С. Мамаев** РЕГУЛЯРНАЯ И ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ 32
- В. В. Бурашников, Н. В. Станкевич, Е. П. Селезнев** ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД В МНОГОКОНТУРНОМ ГЕНЕРАТОРЕ 34
- А. А. Бурцев, Е. М. Притоцкий, О. Я. Бутковский** АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И СОСТАВА РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ФРАКТАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ 35
- С. О. Васецкий, С. В. Заварин, В. Н. Лоскутова, Е. Л. Никишин** ОСОБЕННОСТИ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭХО-ИМПУЛЬСНЫМ МЕТОДОМ 37
- М. Ю. Васильков, Ф. С. Федоров, Н. М. Ушаков** ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВОДОРОДА С ПОВЕРХНОСТИ КАТОДОВ НА ОСНОВЕ НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ТИТАНА, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДИОКСИДОМ РУТЕНИЯ, МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОГО ФУРЬЕ-АНАЛИЗА 39
- М. В. Ведь, М. В. Дорохин, В. П. Лесников, П. Б. Дёмина, А. В. Здравейцев, Ю. А. Данилов, А. В. Кудрин** БИПОЛЯРНАЯ ИНЖЕКЦИЯ В СПИНОВЫХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ, СОДЕРЖАЩИХ СЛОИ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ InFeSb 41
- А. А. Гавриков, В. И. Смирнов** АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛООВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ 42
- И. В. Галушка, Д. В. Терин** ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ  $NP_s-\alpha Si$  ПРИ ИХ МОДИФИКАЦИИ 44
- Е. В. Ветчанин, Е. С. Гладков** ДИНАМИКА ТОРОИДАЛЬНЫХ ТЕЛ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ 47
- А. В. Голоколенов, Д. В. Савин** ДИНАМИКА ОСЦИЛЛЯТОРА ВАН ДЕР ПОЛЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ФУНКЦИИ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ, ОПИСЫВАЮЩЕЙ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ОТ КООРДИНАТЫ 49
- А. А. Грачев, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, Ю. П. Шараевский** СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ЖИГ 51
- В. В. Грубов, Н. С. Фролов, В. А. Максименко, А. Е. Храмов** ЭПИЛЕПТИЧЕСКИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ НА СИГНАЛАХ ЭЭГ МЫШЕЙ ПОСЛЕ ВЫЗВАННОГО ИНСУЛЬТА 52

<b>В. А. Губанов, А. В. Садовников</b> УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ СПИ- НОВЫХ ВОЛН В РЕКОНФИГУРИРУЕМОМ МАГНИТНОМ МИКРО- ВОЛНОВОДЕ С НАРУШЕННОЙ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ СИММЕТ- РИЕЙ	<b>54</b>
<b>А. П. Гулай, С. В. Астахов</b> АМПЛИТУДНО-ФАЗОВАЯ ДИНА- МИКА СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ДВУМОДОВЫХ ГЕНЕРАТО- РОВ	<b>55</b>
<b>М. М. Доломатова</b> ОСОБЕННОСТИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ АВТОКОРРЕ- ЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ МНОГОКОМ- ПОНЕНТНЫХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СРЕД	<b>56</b>
<b>В. М. Дорошенко</b> АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В СИ- СТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ВАН ДЕР ПОЛЯ, ФУНКЦИОНИРУЮЩИХ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ РЕЛАКСАЦИОН- НЫХ КОЛЕБАНИЙ	<b>58</b>
<b>Е. В. Евстифеев</b> ПЕРЕМЕЖАЮЩАЯСЯ ОБОБЩЕННАЯ СИНХРО- НИЗАЦИЯ В ДВУХ СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ	<b>60</b>
<b>Д. М. Ежов, Д. В. Садчиков, Б. П. Безручко, Р. С. Хамбеков, Е. В. Навроцкая, Е. Е. Зеулина</b> СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕДЛЕННЫХ РИТМОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО- СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА В СОСТОЯНИИ КОМЫ	<b>62</b>
<b>М. А. Елисеев, Н. Г. Яременко, М. В. Карачевцева</b> ТЕМПЕРА- ТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА ДЫ- РОК В КВАНТОВЫЕ ЯМЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР n-AlGaAs/GaAs	<b>64</b>
<b>А. А. Елистратов, Д. В. Савин</b> ФРАКТАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ДИНА- МИКЕ НЕОДНОЗНАЧНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ	<b>66</b>
<b>М. О. Журавлев, А. А. Короновский, О. И. Москаленко, А. Е. Храмов</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ ШУМОМ ПЕРЕМЕЖАЕ- МОСТИ В МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ПОТОКОВЫМ ВРЕМЕНЕМ	<b>68</b>
<b>М. О. Журавлев, А. Е. Руннова, А. Е. Храмов</b> МЕТОДИКА ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ СИНХРОНИЗАЦИИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ЗАПИСЕЙ ЭЭГ	<b>70</b>
<b>М. О. Журавлев, А. Е. Руннова</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДИВИДУАЛЬ- НЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПСИХОЛОГИЧЕСКОГО ТЕСТИРОВА- НИЯ	<b>72</b>
<b>О. А. Зюрюкина, А. Д. Кузнецова, Ю. П. Синичкин</b> ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКИХ И ФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОЖИ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВНЕШНЕЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ КОМПРЕССИИ	<b>74</b>
<b>М. Н. Ивонин, О. А. Агеев</b> ИССЛЕДОВАНИЕ МЕМРИСТОР- НОГО ЭФФЕКТА В ТОНКИХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ ZNO	<b>76</b>

- С. В. Ильин, М. В. Герасимов, М. В. Логунов, С. А. Никитов, А. В. Спириин, А. Н. Чалдышкин, Ю. Н. Ноздрин, И. Д. Токман** ВЗАИМОСВЯЗЬ ДИНАМИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПРОЦЕССАМИ СМЕЩЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ФОТОНАМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК **78**
- В. В. Ионин, С. М. Колодкин, А. А. Бурцев, М. А. Панков** ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ТИТАН-НИКЕЛЬ-МЕДЬ **80**
- О. Б. Исаева, Р. М. Розенталь, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. Г. Рожнев, А. С. Сергеев** АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ ГИРОТРОНА НА ОСНОВЕ ОБРАБОТКИ РЕАЛИЗАЦИЙ **82**
- О. Б. Исаева** АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВА ПАРАМЕТРОВ ТРЕХМЕРНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ ЭНО С ПРИМЕНЕНИЕМ КРИТЕРИЯ УГЛОВ В ПОИСКЕ ПСЕВДОГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО АТТРАКТОРА **84**
- Н. В. Исаенкова** О БИФУРКАЦИИ РОЖДЕНИЯ СЕПАРАТОРОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД **86**
- Ю. М. Ишбулатов, А. С. Караваев, В. А. Шварц, С. А. Миронов, А. Р. Киселев, Б. П. Безручко** ВЫДЕЛЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ СИГНАЛА ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА **88**
- А. В. Калашников, А. В. Тучин, Л. А. Битюцкая, Е. Н. Бормонтов** КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ 2D АЛЛОТРОПОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ **91**
- А. Ю. Канаев, А. А. Бурцев, К. В. Лопухин, С. Л. Лысенко, Ю. Л. Копылов** ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ЛАЗЕРНОЙ КЕРАМИКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ **92**
- А. С. Караваев, А. Р. Киселев, Е. И. Боровкова, А. Е. Руннова, В. И. Пономаренко, М. Д. Прохоров, А. Е. Храмов, А. А. Короновский, Б. П. Безручко** СИНХРОНИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ: АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ **95**
- А. В. Карлов, Э. Ю. Федюнин, В. В. Зайцев** ДВ-ГЕНЕРАТОР МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И ДВУХЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ **96**
- О. А. Кириллов, О. И. Москаленко** ИНДУЦИРОВАННЫЕ ШУМОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СЕТИ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ КУРАМОТО. РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО КОДА И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ **98**
- Д. В. Кирсанов, В. В. Макаров** ЯВЛЕНИЕ АССОРТАТИВНОСТИ В СЕТЯХ С ПРОСТРАНСТВЕННО-РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ТОПОЛОГИЕЙ **100**

<b>А. В. Киселев, А. А. Бурцев, М. А. Панков</b> МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЕ	<b>102</b>
<b>С. А. Климова</b> ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ОПРЕДЕЛЕННОГО РАЗМЕРА И ФОРМЫ	<b>104</b>
<b>А. В. Козловский, С. В. Стецюра</b> ВЛИЯНИЕ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ АДсорбЦИИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ	<b>106</b>
<b>А. В. Козловский, А. А. Масленникова, С. В. Стецюра</b> АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ МОЛЕКУЛ ФЕРМЕНТА, ИММОБИЛИЗОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ФОТОСТИМУЛЯЦИИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ	<b>108</b>
<b>А. С. Колесникова, В. Н. Миронюк, О. А. Шинкаренко, Е. Г. Глуховской</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ CdSe С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА QUANTUM WISE	<b>110</b>
<b>А. С. Колесникова</b> МОДУЛЬ ЮНГА ДОПИРОВАННОГО КАЛИЕМ СТЕКЛОУГЛЕРОДА	<b>112</b>
<b>А. Д. Колоскова, О. И. Москаленко, А. А. Короновский</b> ПРИМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЛЯПУНОВА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СЛОЖНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ И СИНХРОННОГО ПОВЕДЕНИЯ В СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ	<b>114</b>
<b>О. Ю. Кондратьева, И. В. Галушка, Д. В. Терин</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНОГО КЛАСТЕРНОГО АГЛОМЕРАТА	<b>116</b>
<b>О. Ю. Кондратьева, А. С. Колесникова, Д. В. Терин</b> ЭВОЛЮЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СПЕКТРОВ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНЫХ СЕНСОРНЫХ СИСТЕМ	<b>119</b>
<b>М. В. Корнилов, В. И. Пономаренко, И. В. Сысоев</b> ОЦЕНКА НАЛИЧИЯ СВЯЗИ МЕТОДОМ ПРИЧИННОСТИ ПО ГРЕЙНДЖЕРУ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ С ДВУМЯ ХАРАКТЕРНЫМИ МАСШТАБАМИ КОЛЕБАНИЙ	<b>122</b>
<b>Л. А. Кочкуров, Л. А. Мельников, В. О. Анашкина</b> ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ В АНСАМБЛЕ СВЯЗАННЫХ ЛВР	<b>124</b>
<b>Л. А. Кочкуров, Ю. А. Морозов, М. Ю. Морозов, А. И. Конюхов, М. И. Балакин, Л. А. Мельников, В. О. Анашкина</b> АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ВО ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОМ ОПТИЧЕСКОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ	<b>127</b>
<b>Д. О. Кочнев, Д. В. Терин</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ НА ОСНОВЕ ВЕРОЯТНОСТНЫХ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ	<b>129</b>

- Д. А. Кравчук, А. А. Бахтер, В. Д. Николаев** РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО РАСХОДОМЕРА В ПРОГРАММНОЙ СРЕДЕ LABVIEW 133
- Д. А. Кравчук, А. А. Бахтер, В. Д. Николаев** МОДЕЛЬ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГИДРОЛОКАТОРА В СРЕДЕ LABVIEW ДЛЯ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА 136
- В. П. Круглов, С. П. Кузнецов** АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРАХ БОНХОФФЕРА – ВАН ДЕР ПОЛЯ С МОДУЛИРУЕМЫМ УПРАВЛЯЮЩИМ ПАРАМЕТРОМ 139
- В. П. Круглов, С. П. Кузнецов** АТТРАКТОР СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ МАЯТНИКОВ ФРУДА С ПОПЕРЕМЕННЫМ ТОРМОЖЕНИЕМ 141
- С. Н. Крылов, Д. А. Смирнов, Б. П. Безручко** ЭФФЕКТ ЛОЖНЫХ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ШУМА НАБЛЮДЕНИЙ И ИНЫХ ФАКТОРОВ 143
- Д. А. Крылосова, Е. П. Селезнев, Н. В. Станкевич** СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ХИНДМАРШ-РОЗЕ 145
- А. А. Кудрейко** ЧАСТОТНО-РЕГУЛИРУЕМОЕ СВЕТОПРОПУСКАНИЕ ЯЧЕЙКИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА 148
- В. В. Кузьмина, Е. П. Селезнев, Н. В. Станкевич** ДИНАМИКА НЕАВТОНОМНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА С УПРАВЛЯЕМОЙ ФАЗОЙ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ 150
- С. П. Кузнецов** ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО, ПСЕВДОГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО И КВАЗИГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА 153
- С. В. Кузнецова, П. Н. Крылов, И. В. Федотова, Р. М. Закирова** ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНДЕНСАЦИИ И МОЩНОСТИ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК ИТО 155
- В. Е. Куклина, А. А. Бурцев** МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА И ОСТЫВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 158
- Д. Д. Кульминский, В. И. Пономаренко, М. Д. Прохоров** КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА В АНСАМБЛЯХ СИСТЕМ С ЗАДЕРЖКОЙ С АДАПТИВНЫМИ СВЯЗЯМИ 160
- Д. Д. Кульминский, Е. И. Боровкова, А. С. Карavaев** УПРАВЛЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ РЕЖИМАМИ В АНСАМБЛЕ БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ, СВЯЗАННЫХ ЧЕРЕЗ ОБЩЕЕ ПОЛЕ 162
- Д. Д. Кульминский, А. С. Карavaев, М. Д. Прохоров** КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА БИСТАБИЛЬНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ, СВЯЗАННЫХ ЧЕРЕЗ ОБЩЕЕ ПОЛЕ, ИМЕЮЩЕЕ ОДНОВРЕМЕННО ЗАДЕРЖКУ И ИНЕРЦИОННОСТЬ 164



- С. А. Куркин, А. А. Бадарин, А. Е. Храмов** АНАЛИЗ ДИНАМИКИ РЕ- 166  
 ЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В РЕЖИМАХ, ХА-  
 РАКТЕРИЗУЮЩИХСЯ СОСУЩЕСТВОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ТИ-  
 ПОВ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ
- К. Ф. Латыпов** ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛОВ ИОНИЗАЦИИ И СРОД- 168  
 СТАВА К ЭЛЕКТРОНУ РЯДА АЗОТ- И КИСЛОРОДСОДЕРЖАЩИХ  
 СОЕДИНЕНИЙ ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ СПЕКТРОВ  
 ПОГЛОЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
- С. А. Левашов, М. С. Афанасьев, Д. А. Киселев, А. А. Сивов, Г. В. Чу- 170  
 чева** ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СИНТЕЗА И МАТЕРИАЛА БУФЕР-  
 НОГО СЛОЯ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖЕК НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕ-  
 СКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$
- А. В. Лясникова, О. А. Дударева, И. П. Гришина, О. А. Маркелова 172**  
 ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ  
 ПЛАЗМЕННЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ПОРОШКОВ ЗАМЕЩЕН-  
 НЫХ КАЛЬЦИЙФОСФАТОВ
- А. В. Лясникова, И. П. Гришина, О. А. Маркелова, С. В. Телегин, 173  
 О. А. Дударева** ТЕХНОЛОГИЯ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ  
 ВНУТРИКОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ ПОСРЕДСТВОМ КОМБИНИ-  
 РОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ И ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОГО  
 НАПЫЛЕНИЯ
- М. М. Мазепа** ВЛИЯНИЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА МЕХАНИЧЕ- 174  
 СКИЕ СВОЙСТВА КОНЕЧНО-РАЗМЕРНОГО КОЛОННОГО ГРА-  
 ФЕНА
- М. М. Мазепа, А. С. Колесникова** ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КО- 176  
 ЛОННОГО ГРАФЕНА НА ОСНОВЕ ARMCHAIR-УНТ
- В. В. Макаров, Н. С. Фролов** ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕ- 178  
 РИСТИКИ ЭЭГ ВО ВРЕМЯ ПРОСМОТРА ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО МА-  
 ТЕРИАЛА
- Э. А. Манафова, Е. П. Селезнев, И. В. Сысоев, Г. В. Чучева** ИЗМЕРЕ- 180  
 НИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МДП-СТРУКТУР  
 ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ
- А. В. Маркидонов** КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА ЗЕ- 183  
 РЕН КРИСТАЛЛА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УДАРНЫХ ВОЛН
- А. А. Мартышкин, А. В. Садовников, А. А. Грачев, В. А. Губа- 184  
 нов, С. А. Одинцов** МЕЖМОДОВАЯ СВЯЗЬ СПИНОВЫХ ВОЛН  
 В НЕИДЕНТИЧНЫХ ЛАТЕРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРО-  
 СТРУКТУРАХ
- О. В. Матвеев, М. А. Морозова, Д. В. Романенко** ПОДАВЛЕНИЕ 185  
 ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПЕРЕКАЧКИ СИГНАЛА В СТРУКТУРЕ  
 СВЯЗАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

- О. В. Матвеев, М. А. Морозова, Д. В. Романенко** ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА СПЕКТР ГИБРИДНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ МАГНОННОЙ КРИСТАЛЛ – СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК 187
- К. В. Машинский, Д. В. Фатеев, В. В. Попов** ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМОННОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ *n-p-n* ГРАФЕНОВОЙ СТРУКТУРЕ 189
- В. С. Мельникова, О. В. Полищук, В. В. Попов** ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАССИВОМ ГРАФЕНОВЫХ МИКРОЛЕНТ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ УГЛОВ ПАДЕНИЯ НА ЧАСТОТАХ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ГРАФЕНЕ 191
- В. В. Митрофанов, О. Е. Глухова, М. М. Слепченков** ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕРОДНОГО ПЛЕНОЧНОГО КОМПОЗИТА ГРАФЕН/УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ 193
- И. М. Моисеенко, М. Ю. Морозов, В. В. Попов** УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА С ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТЬЮ 195
- С. Ю. Молчанов, Н. М. Ушаков** МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ СРЕД 197
- В. М. Морозов, В. М. Журавлев** АВТОВОЛНЫ В СРЕДЕ С БЫСТРОЙ ДИФУЗИЕЙ И МЕТОД ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ПОДСТАНОВОК 199
- Е. В. Навроцкая, Р. О. Чуб, А. С. Караваяев, В. И. Пономаренко** ОЦЕНКА СКРЫТОСТИ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В ХАОТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ 201
- Г. Н. Наумова, С. Б. Вениг, Р. К. Чернова, В. Г. Сержантов, О. Г. Шаповал, В. П. Сплюхин, Н. Н. Щербакова, Е. И. Селифонова** АНТИБАКТЕРИАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУЧЕННЫХ КОМПОЗИТОВ 203
- Д. В. Нефедов** АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С ПЛОСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК, ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ 205
- Д. В. Нефедов, Р. К. Яфаров** ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХАНОДНЫХ ПЛАНАРНО-ТОРЦЕВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ 207
- А. А. Никольская, Д. С. Королев, Д. С. Тетельбаум, А. Н. Михайлов, А. И. Белов, А. А. Сушков, Д. А. Павлов** СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ МОДИФИКАЦИИ 9R-Si, ПОЛУЧЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ 209

- Ю. В. Никулин, А. Г. Веселов, О. А. Кирясова, В. И. Елманов** ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ РАБОЧЕГО ГАЗА НА ПЬЕЗОАКТИВНОСТЬ ПЛЕНОК ZnO С НАКЛОННОЙ ТЕКСТУРОЙ, ОСАЖДАЕМЫХ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ 211
- С. А. Одинцов, А. В. Садовников, F. Y. Ogrin, Ю. П. Шараевский** НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ СПИН-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА НА ОСНОВЕ ЛАТЕРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРО- И НАНОВОЛНОВОДОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАГРУЗКОЙ 213
- И. Д. Осько, В. В. Симаков, И. В. Синёв, В. А. Суханов** ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ДИОКСИДА ОЛОВА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ 214
- И. Д. Осько, В. В. Симаков, И. В. Синёв, В. А. Суханов** КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ДИОКСИДА ОЛОВА В ПАРАХ ВОДЫ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ 216
- Е. С. Павлов, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов** РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЧ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ОДНОМЕРНОМ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ДЕФЕКТОМ 218
- Е. С. Павлов, С. Л. Высоцкий, А. В. Кожевников, Г. М. Дудко, Ю. А. Филимонов** ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ФОРМИРОВАНИЕ ДЕФЕКТНЫХ МОД В ОДНОМЕРНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ 220
- Е. С. Павлов, В. К. Сахаров, Ю. А. Филимонов** РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ЛИНЕЙНЫМИ ДЕФЕКТАМИ 222
- М. А. Панков, А. А. Бурцев, Е. М. Притоцкий, В. В. Ионин, А. В. Киселев** МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНОЙ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ 224
- О. А. Петров, А. Л. Филатов, Н. Г. Яременко** ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР 227
- А. Э. Плоских, Н. М. Рыскин** МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ ДИАПАЗОНА 0.2 ТГц СО СХОДЯЩИМСЯ ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ 228
- Н. В. Преображенская, А. Б. Адилова, Н. М. Рыскин** СИНХРОНИЗАЦИЯ ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ ДВУХМОДОВОЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ С ЖЕСТКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ 230
- И. А. Приходько, П. Ю. Волощенко, Ю. П. Волощенко** АЛГОРИТМ ФОРМАЛИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЕДИНИЧНОМ ОБЪЕМЕ «ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО» МАТЕРИАЛА СВЧ 232

- В. А. Разуков, Л. А. Мельников** ДИНАМИКА СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ ДВУНАПРАВЛЕННОМ ВОЛОКОННОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ 234
- А. А. Райтович, И. В. Пентин, Ф. И. Золотов, В. А. Селезнев, Ю. Б. Вахтомин, К. В. Смирнов** ВРЕМЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ VN НАНОСТРУКТУРАХ 236
- А. Ж. Рахманова, А. В. Савин** ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСФОРМАЦИЙ БЕЗСДВИГОВЫХ КАМ КРИВЫХ В ОБРАТИМЫХ СИСТЕМАХ С НАРУШЕНИЕМ СИММЕТРИИ 239
- А. Ш. Рахматулин, В. Д. Попов** РАЗРАБОТКА ТРЕХОСЕВОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА НА ОСНОВЕ GAAS/INAS 241
- Я. О. Ревенко, П. Ю. Волощенко, Ю. П. Волощенко** МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО СТРОЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА СВЧ 243
- А. А. Резван, В. С. Климин** ПРОФИЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР КОМБИНАЦИЕЙ МЕТОДОВ ЛОКАЛЬНОГО АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ И ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ 244
- А. А. Резван, В. С. Климин** ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АВТОЭМИССИОННОЙ ЯЧЕЙКИ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОВИСКЕРОВ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ 246
- С. Е. Резчиков** РАЗРАБОТКА БЛОКА ФОРМИРОВАНИЯ БЕЛОГО ШУМА ДЛЯ ГЕНЕРАТОРА НЧ-ШУМА 248
- А. С. Рульков, А. А. Перов, Е. А. Морозова** КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В КВАДРУПОЛЬНЫХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ 250
- А. Е. Руннова, М. О. Журавлев, А. Е. Храмов** ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ДИНАМИКИ В ЗАТЫЛОЧНОЙ КОРЕ ГОЛОВНОГО МОЗГА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ПОВТОРЕНИИ ЗРИТЕЛЬНЫХ КОГНИТИВНЫХ СТИМУЛАХ 251
- А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, Ю. П. Шараевский** УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ СПИНОВЫХ ВОЛН В РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ МАГНОННЫХ СЕТЯХ 254
- В. К. Сахаров, Г. М. Дудко, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, А. Г. Хитун** О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕСТРУКТИВНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СПИНОВЫХ ВОЛН К МАЛЫМ ИЗМЕНЕНИЯМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СТРУКТУРАХ СКРЕЩЕННЫХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ ПРИ КАСАТЕЛЬНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ 256
- В. К. Сахаров, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, Ю. А. Филимонов** ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ МАГНИТОСТАНИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЛЁНОЧНЫЕ ВОЛНОВОДЫ С СУЖЕНИЯМИ 258

- В. К. Сахаров, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, Ю. А. Филимонов** УСИЛЕНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ СИГНАЛА МСВ В МАГНОННЫХ СЕТЯХ В УСЛОВИЯХ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА 260
- Ю. В. Седова, С. П. Кузнецов** О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ АТТРАКТОРА СМЕЙЛА-ВИЛЬЯМСА В ДИНАМИКЕ НЕЙРОНА С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ 262
- М. Е. Селезнев, Ю. В. Никулин** ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ТОКА НА СПИНОВУЮ ИНЖЕКЦИЮ В ПЛАНАРНЫХ СПИНВЕНТИЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ NiFe-Cu-NiFe 264
- М. Е. Селезнев, Ю. В. Никулин** СПИНОВАЯ ИНЖЕКЦИЯ В ПЛАНАРНЫХ СПИНВЕНТИЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ NiFe-InSb-NiFe НА ОСНОВЕ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК InSb(111) 266
- М. Е. Селезнев, Д. А. Горин, Е. П. Селезнев** БЕСПРОВОДНАЯ СИСТЕМА ЭЛЕКТРОНЕЙРОСТИМУЛЯЦИИ 268
- А. А. Селифонов, О. Г. Шаповал, С. А. Ювченко, Д. А. Зимняков, В. В. Тучин** КОМБИНИРОВАННОЕ АНТИБАКТЕРИАЛЬНОЕ ДЕЙСТВИЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 662 НМ 270
- А. А. Селифонов, В. В. Тучин** ДИФФУЗИЯ РАСТВОРОВ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО В ДЕНТИНЕ ЗУБА ЧЕЛОВЕКА 272
- Е. И. Селифонова, С. Б. Вениг, Р. К. Чернова, В. Г. Сержантов, В. П. Сплюхин, Н. Н. Щербакова, Г. Н. Наумова** СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СОРБЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЛАУКОНИТА 274
- А. П. Семёнов, Б. Д. Зайцев, А. А. Теплых, И. А. Бородина, В. В. Кисин, И. В. Синев** ВЛИЯНИЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ 276
- Д. А. Семиков, П. В. Волков, А. В. Горюнов, А. Ю. Лукьянов, А. Д. Тертышник, Е. А. Вopilкин, С. А. Краев** ГИБРИДНЫЙ ВОЛОКОННООПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ 278
- С. А. Сергеев, Н. В. Короневский, Р. С. Сергеев, К. А. Зыков, Б. В. Сергеева** ИЗУЧЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ЭТИЛОВОГО СПИРТА 280
- Б. В. Сергеева, С. А. Сергеев, А. И. Михайлов** ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ 283
- В. В. Сказкина, Е. Н. Муреева, О. С. Панина, А. С. Караваяев, А. Р. Киселев, Ю. В. Черненко** СИНХРОНИЗАЦИЯ И СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПРОЦЕССОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ У НОВОРОЖДЕННЫХ 286
- М. М. Слепченков, О. Е. Глухова, В. В. Митрофанов** ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАФЕН-НАНОТРУБНЫХ ПЛЕНОК 289

- А. В. Смирнов, В. П. Ким, В. В. Колесов, И. Е. Кузнецова** ИЗУЧЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПЕЧАТНЫХ ЭЛЕКТРОДНЫХ СТРУКТУР ПРИ ПОМОЩИ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ 291
- А. В. Смирнов, В. П. Ким, В. В. Колесов, И. Е. Кузнецова** ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕЧАТНЫХ ЭЛЕКТРОДНЫХ СТРУКТУР ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ СТРУЙНОЙ ПЕЧАТИ 293
- М. А. Соломатин, Ф. С. Федоров, Н. М. Ушаков, В. В. Сысоев** ФОРМИРОВАНИЕ ГАЗОАНАЛИТИЧЕСКОЙ ЛИНЕЙКИ ХЕМОРЕЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУР ОКСИДА НИКЕЛЯ ПОТЕНЦИОСТАТИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ 295
- А. С. Соломенникова, П. Н. Крылов, И. В. Федотова, Р. М. Закирова, А. С. Алалыкин** ВЛИЯНИЕ СОПУТСТВУЮЩЕЙ ИОННО – ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ ПРИ ВЧ – МАГНЕТРОННОМ НАПЫЛЕНИИ НА СВОЙСТВА ПЛЕНОК SnO<sub>2</sub> 297
- Н. В. Станкевич, А. П. Кузнецов, Н. А. Щеголева** СВЯЗАННЫЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ: ГЕНЕРАЦИЯ ХАОСА 300
- А. В. Стародубов, А. А. Сердобинцев, А. М. Павлов, В. В. Галушка, П. В. Рябухо, Н. М. Рыскин** СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПЛАНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СТРУКТУР ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ 302
- М. В. Степушкин, С. П. Курочка** АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ НЕМТ-ПОДОБНОЙ СТРУКТУРЫ ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОНТАКТАМИ 304
- К. Э. Сумачев, А. П. Савикин** ЛАЗЕР НА ПОЛИКРИСТАЛЛЕ Cr<sup>2+</sup>ZnSe С ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ СЕЛЕКТОРОМ 306
- А. В. Сучилин, Е. Л. Никишин, М. В. Павлова** О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ОТ МИКРООБЪЕКТОВ 308
- А. А. Сушков, Д. А. Павлов, К. Р. Мухаматчин, Н. В. Байдусь, А. В. Рыков, А. В. Новиков, Д. В. Юрасов, В. Г. Шенгуров, С. А. Денисов, В. Ю. Чалков, А. А. Никольская** ГЕКСАГОНАЛЬНАЯ ФАЗА АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СРЕЗА 310
- И. В. Сысоев, В. И. Пономаренко, М. Д. Прохоров** РЕКОНСТРУКЦИЯ АНСАМБЛЕЙ СИСТЕМ ВТОРОГО ПОРЯДКА С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ 312
- М. В. Сысоева, Т. М. Медведева, С. М. Van Rijn, И. В. Сысоев** ЗАВИСИМОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА СВЯЗАННОСТИ ОТДЕЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ МОЗГА МЕТОДОМ ПРИЧИННОСТИ ПО ГРЕЙНДЖЕРУ ОТ ВЫБРАННЫХ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬНЫХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ 314

- А. В. Сюденева, А. П. Кузнецов, Е. С. Попова, Е. П. Селезнев, Н. В. Станкевич** ФОРМИРОВАНИЕ ГИПЕРХАОСА ПРИ СТАБИЛИЗАЦИИ РЕЖИМА УБЕГАЮЩЕЙ ФАЗОВОЙ ТРАЕКТОРИИ КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ В СИСТЕМЕ РЕССЛЕРА **316**
- Р. В. Томинов, В. И. Авилов, Н. Е. Черненко, В. А. Смирнов** ИССЛЕДОВАНИЕ МЕМРИСТОРНОГО ЭФФЕКТА ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ОКСИДА ТИТАНА ДЛЯ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОПОДОБНЫХ СИСТЕМ **318**
- Р. А. Торгашов, Н. М. Рыскин, А. Г. Рожнев, Н. И. Сеницын, Г. В. Торгашов** ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ ДЛЯ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА **320**
- Я. В. Туркин, П. В. Купцов** ДИНАМИКА ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ СПИНПОЛЯРИЗОВАННОГО ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ **322**
- А. В. Тучин, Л. А. Битюцкая** ЭФФЕКТ ШТАРКА В УЛЬТРАКОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ (5, 5) **323**
- Л. В. Тюрюкина, А. П. Кузнецов, С. П. Кузнецов** СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА И ХАОС В МОДЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ РАБИНОВИЧА – ФАБРИКАНТА **324**
- Д. В. Фатеев** ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА **326**
- Э. Ю. Федюнин, А. Н. Шилин, В. В. Зайцев** НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ БЕЗ ГАРМОНИК ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЫ **327**
- Е. В. Фельк, А. В. Савин, С. П. Кузнецов** ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ РОТАТОРОВ **329**
- И. В. Фролов, А. А. Широков, В. А. Сергеев, О. А. Радаев** ДЕГРАДАЦИЯ InGaN/GaN СВЕТОДИОДОВ ПРИ УСКОРЕННЫХ ИСПЫТАНИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА ПОВЫШЕННОЙ ПЛОТНОСТИ **331**
- Н. С. Фролов** ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ОТДЕЛАМИ ГОЛОВНОГО МОЗГА ЧЕЛОВЕКА В ХОДЕ ВОСПРИЯТИЯ ОБУЧАЮЩЕГО ВИДЕОМАТЕРИАЛА **333**
- Н. С. Фролов** ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СХЕМЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ **335**
- В. А. Ханадеев, А. А. Короновский, О. И. Москаленко** ОБОБЩЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИИ В СИСТЕМАХ С ДВУМЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМИ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ЛЯПУНОВА **337**
- П. Г. Харитонов, С. В. Стецюра, И. В. Маляр** МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОФАЗНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА, СТОЙКОГО К ДЕГРАДАЦИИ **339**

- В. С. Хорев, И. В. Сысоев, М. Д. Прохоров** ВОССТАНОВЛЕНИЕ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ, ИМЕЮЩИХ НЕСКОЛЬКО СКРЫТЫХ ПЕРЕМЕННЫХ 340
- В. С. Хорев, А. Р. Киселев, Б. П. Безручко** ОЦЕНКА ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ КОНТУРАМИ РЕГУЛЯЦИИ ВАРИАбельности RR-ИНТЕРВАЛОВ И КРОВЕНАПОЛНЕНИЯ ДИСТАЛЬНЫХ СОСУДОВ 342
- А. Н. Храмков, Е. В. Навроцкая, Д. В. Садчиков, Р. С. Хамбеков, Е. Е. Зеулина, Б. П. Безручко** АНАЛИЗ ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗОВАННОСТИ ПРОЦЕССОВ ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА И ТОНУСА СОСУДОВ У ПАЦИЕНТОВ, НАХОДЯЩИХСЯ В КОМАТОЗНОМ СОСТОЯНИИ 344
- А. Б. Хутиева, А. В. Садовников, Э. Г. Локк** МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ПУЧКА СПИНОВЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКЕ ЖИГ 346
- Ф. А. Черкасов, А. А. Бурцев, М. А. Панков** ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ КВАНТОВОЙ ЯМЫ НА СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА 347
- Р. О. Чуб, Д. Д. Кульминский, В. И. Пономаренко, М. Д. Прохоров** МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ СКРЫТОГО СООБЩЕНИЯ, ОСНОВАННЫЙ НА АНАЛИЗЕ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ХАОТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ПРИЕМНИКА И ПЕРЕДАТЧИКА 349
- В. Я. Шаныгин, Р. К. Яфаров** ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТУННельнотонкой алмазной пленки на автоэмиссионные характеристики алмазографитовых нанокомпозитов 351
- А. Ю. Шараевская, Е. Н. Бегинин** ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ 353
- Т.И. Шарипов, Р. З. Бахтизин** РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ АСФАЛЬТЕНОВ ДЛЯ ДЕТАЛЬНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИХ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ 354
- В. Р. Шатурный, М. Ю. Васильков, Н. М. Ушаков** СИНТЕЗ КОМПОЗИТНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ, ЗАПОЛНЕННОГО НАНОНИТЯМИ СЕРЕБРА 356
- Д. Л. Шиманович, А. Д. Шиманович** СТРУКТУРНО-МОДИФИЦИРОВАННЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ И ОСАЖДЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК 358
- Д. Л. Шиманович, А. Д. Шиманович** ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ТОЛСТОСЛОЙНЫХ АЛЮМООКСИДНЫХ ПОКРЫТИЙ С ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ЗОНАМИ ВЫХОДА НА НЕСУЩИЙ АЛЮМИНИЙ 360



<b>Д. Л. Шиманович, Д. И. Тишкевич, А. Д. Шиманович</b> ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ СИНТЕЗА ПОРИСТЫХ МЕМБРАННЫХ $Al_2O_3$ -СТРУКТУР, ИМЕЮЩИХ 3D ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ	<b>362</b>
<b>О. А. Шинкаренко, А. Ж. К. Аль-Алвани, В. П. Севостьянов, Е. Г. Глуховской</b> ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АРАХИНОВОЙ КИСЛОТЫ В КАЧЕСТВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННОГО МОНОМОЛЕКУЛЯРНОГО СЛОЯ ПИРЕНА	<b>364</b>
<b>М. И. Шишкин, Д. М. Уткин, Н. Б. Трофимова</b> ЭКСИТОНЫ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ	<b>366</b>
<b>Д. С. Шмыгин, О. Е. Глухова</b> УСКОРЕНИЕ РАСЧЁТА ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ДВУМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР	<b>368</b>
<b>Н. А. Щеголева, А. П. Кузнецов, Н. В. Станкевич</b> СВЯЗАННЫЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ: РАЗНООБРАЗИЕ РЕЖИМОВ И БИФУРКАЦИЙ	<b>370</b>
<b>Н. А. Щеголева, А. П. Кузнецов, Н. В. Станкевич</b> ВОЗНИКНОВЕНИЕ ГИПЕРХАОСА ПОСЛЕ ВТОРИЧНОЙ БИФУРКАЦИИ НЕЙМАРКАСАКЕРА В МОДИФИЦИРОВАННОМ ГЕНЕРАТОРЕ АНИЩЕНКО-АСТАХОВА	<b>372</b>
<b>И. И. Юсипов, М. В. Иванченко, С. П. Кузнецов</b> ЧИСЛЕННЫЕ КРИТЕРИИ КВАНТОВОГО ДИССИПАТИВНОГО ХАОСА	<b>373</b>
<b>И. Т. Ягудин, Н. Д. Жуков, М. И. Шишкин</b> ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В МУЛЬТИЗЕРЕННЫХ СЛОЯХ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	<b>375</b>
<b>С.Х. Кадыров, А.Д. Суходровский, М.Х. Ларионова, Ю. А. Артюнов</b> РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ОТКРЫТИЯ ТОПОЛОГИИ МИОКАРДА СЕРДЦА	<b>377</b>
<b>С. Л. Высоцкий</b> МАГНОННЫЕ МЕТАСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ЖИГ	<b>378</b>
<b>И.В. Самарцев, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков</b> МЕТАМОРФНЫЕ БУФЕРНЫЕ СЛОИ $InGaAsP$ НА ПОДЛОЖКАХ $GaAs$ ДЛЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР	<b>379</b>
<b>В. В. Галушка, Д. М. Митин, А. А. Сердобинцев, А. М. Павлов, С.А. Макаркин, А. В. Стародубов</b> ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗИСТИВНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ, В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН	<b>381</b>
<b>А. М. Павлов, В. В. Галушка, Д. М. Митин, А. А. Сердобинцев, С.А. Макаркин, А. В. Стародубов</b> РЕЗИСТИВНЫЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ПОКРЫТИЯ КАК АЛЬТЕРНАТИВА КЛАССИЧЕСКИМ	<b>383</b>

ЗАМЕДЛЯЮЩИМ СИСТЕМАМ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБ-  
МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН (ОБЗОР СО-  
СТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ)

**Д. М. Митин, А. А. Сердобинцев, А. М. Павлов, С. А. Макаркин, 385**  
**В. В. Галушка, А. В. Стародубов** ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИ-  
ЧЕСКОГО ПРОЦЕССА НАНЕСЕНИЯ РЕЗИСТИВНЫХ ТОНКО-  
ПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ

Научное издание

**«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА  
И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»**

Сборник трудов XIII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 4 – 6 сентября 2018 г.)

Издается в авторской редакции  
Оригинал-макет подготовили *Е. П. Селезнев, А. А. Теплых*

---

Подписано в печать 14.09.2018. Формат 60x84/16. Бумага офсетная.  
Гарнитура Times Уч.-изд. л. 18.4. Усл.-печ. л. 23,48 (25,25).  
Тираж 100. Заказ № 953-35.

---

Отпечатано с готового оригинал-макета  
Типография «Техно-Декор»,  
Саратов, Московская, 160,  
тел.: 77-08-48  
sar-print.ru