

Сборник трудов  
XVII Всероссийской конференции  
молодых ученых

Саратов,  
13–15 сентября 2022г.

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»**

Доклады XVII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 13 – 15 сентября 2022 г.)

Саратов  
Издательство “Техно-Декор”  
2022

УДК 517.9, 531.1  
ББК 22.311я43  
Н25

«Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл.  
XVII Всерос. конф. молодых ученых.  
– Саратов: Изд-во “Техно-Декор”, 2022. – 249 с.: илл.  
ISBN: 978-5-907175-97-6

В сборнике опубликованы материалы XVII Всероссийской конференции молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Работы участников связаны с созданием метаматериалов, углеродных наноструктур, нанокompозитных материалов, фононных, магнанных и плазмонных кристаллов и анализа их свойств, исследованием взаимодействия электромагнитных волн с различными средами, изучением сложных, хаотических процессов в динамических системах, применением методов нелинейной динамики в физиологии, медицинской диагностике, информационных системах, радиофизике и электронике. Для научных работников, преподавателей, аспирантов, студентов, специализирующихся в области радиофизики, электроники, оптики, физики магнитных явлений, акустоэлектроники.

Редакционная коллегия:

кандидат физ.-мат. наук Д.В. Фатеев (отв. редактор)  
кандидат физ.-мат. наук А.А. Теплых (отв. секретарь)

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук Б.Д. Зайцев (СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)  
доктор физ.-мат. наук В.И. Пономаренко (СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)  
кандидат физ.-мат. наук Ю.В. Хивинцев (СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)

Конференция организована при финансовой поддержке  
Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

УДК 517.9, 531.1  
ББК 22.311я43

ISBN 978-5-907175-97-6

© Саратовский филиал ИРЭ  
им. В. А. Котельникова РАН, 2022

## **В память о Евгении Петровиче Селезнёве...**

17 сентября 2021 г. от нас ушёл Евгений Петрович Селезнёв, заведующий лабораторией теоретической нелинейной динамики Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН кафедрой.

С 2012 года Евгений Петрович был руководителем и вдохновителем организационного комитета конференции «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», и именно благодаря его усилиям конференция ежегодно объединяет российских молодых ученых в стенах Саратовского филиала ИРЭ.

Евгений Петрович был выдающимся экспериментатором, специалистом по аналоговой электронике, отлично разбиравшимся в теории колебаний и радиотехнике.

В 2022 году наша конференция «Наноэлектроника нанофотоника и нелинейная физика» посвящена памяти Евгения Петровича Селезнёва.



**Почетный председатель конференции**

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

**Председатель конференции**

С.А. Никитов, акад. 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**

С.А.Никитов, акад. РАН, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,  
Москва, 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

Короновский А.А. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Кузнецов А.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Купцов П.В. – 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

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

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

Сухов С. В. (с.н.с, УФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН) «Оптические силы в нанофотонике».

Устинов А.Б. (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет ЛЭТИ) «Волновые процессы в магнетике и радиофотонике: физика и применение».

Мизева И.А. (Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН) «Пространственно-временной анализ колебаний кровотока в системе микроциркуляции крови человека по данным оптических и тепловых измерений».

Глуховской Е.Г. (к.ф.-м.н., СГУ им. Н.Г. Чернышевского) «Метод Ленгмюра – ключевой метод наноархитектоники»

Петров А.С. (МФТИ) «Операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики»

Морозов Ю.А. (СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН) «Нелинейно-оптическое взаимодействие в резонаторе двухчастотного полупроводникового дискового лазера»

Костылев М. (Университет Западной Австралии, Перт, Австралия) «Магнетонный резервуарный компьютер»

Садовников А. В. (СГУ, Саратов) «Функциональные системы межсоединений на основе трехмерных и меандровых магнетонных структур»

Высоцкий С.Л. (СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН) «Сенсоры магнитного поля на основе интерференции дипольно-обменных и магнитоупругих волн»

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ВЗАИМНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ДВУХ ГИРОТРОНОВ, СВЯЗАННЫХ С ЗАДЕРЖКОЙ

Л.А. Аблаева<sup>1</sup>, А.Б. Адилова<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 ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: AdilovaAB@gmail.com

Одной из основных тенденций развития современной сверхвысокочастотной электроники является получение сверхвысоких уровней мощности путем сложения сигналов нескольких мощных генераторов. Среди различных подходов привлекает интерес использование взаимной синхронизации связанных генераторов [1,2].

Рассмотрим систему двух гиротронов, связанных с задержкой. Будем считать генераторы идентичными, за исключением небольшой расстройки собственных частот.

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{d\tau} + \frac{i\Delta}{2} A_1 + A_1 &= I_s \Phi(A_1) A_1 + \rho e^{-i\psi} A_2 (\tau - \tau_d), \\ \frac{dA_2}{d\tau} - \frac{i\Delta}{2} A_2 + A_2 &= I_s \Phi(A_2) A_2 + \rho e^{-i\psi} A_1 (\tau - \tau_d). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\Delta$  — безразмерная расстройка собственных частот,  $b$  — параметр неизохронности,  $\rho = \sqrt{P_{in}/P_{out}}$  — коэффициент связи, который определяется отношением входной и выходной мощностей,  $\tau = \omega_0 t / (2Q)$  — безразмерное время,  $\tau_d = \omega_0 t_d / (2Q)$  — нормированное время задержки  $t_d$ ,  $Q$  — добротность резонатора,  $I_s$  — безразмерный параметр тока,  $\Phi(A_{1,2})$  — функции электронной восприимчивости, которые можно найти, решая известные уравнения нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой высокочастотного (ВЧ) поля.

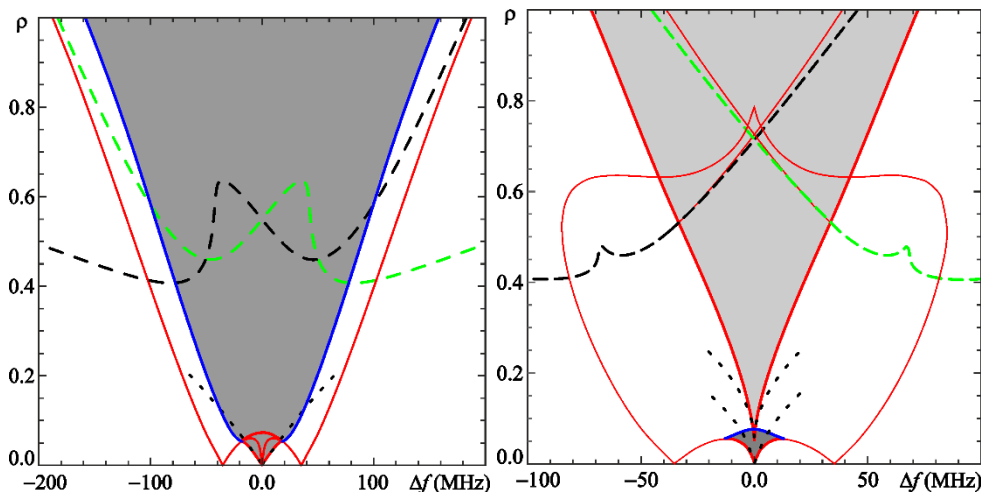


Рис. 1. Области синхронизации на плоскости параметров  $\Delta, \rho$  при  $\mu = 15.0$ ,  $\Delta_H = 0.534$ ,  $I_s = 0.05$ ,  $\psi = 0.2\pi$  (а) и  $\psi = 0.8\pi$  (б). Пунктирными линиями показаны границы устойчивости режимов, когда один гиротрон подавляет колебания другого.

В работе [3] в приближении малого времени задержки на основе модифицированной квазилинейной модели был проведен бифуркационный анализ системы

двух гиротронов, связанных с задержкой на примере гиротрона с фиксированной гауссовой структурой ВЧ поля в режиме жесткого возбуждения. В приближении, когда время запаздывания мало по сравнению с временем установления колебаний, результаты бифуркационного анализа хорошо согласуются с теорией, развитой в работе [4]. Исследование проводилось с использованием программного пакета ХРРАУТ [5]. На рис. 1 построены области устойчивости синхронных режимов. Область синхронизации, которую ограничивают линии седлоузловой бифуркации, закрашена цветом. В режиме синхронизации амплитуды первого и второго гиротронов близки. Кроме того, существуют режимы, при которых первый гиротрон подавляет второй и наоборот. Соответственно амплитуды сильно различаются. Эти режимы устойчивы ниже пунктирных линий, показанных на рис. 1.

На рис. 2 показаны области синхронизации в случае, когда доминирует инерционная связь, при этом возможна как синфазная, так и противофазная синхронизация [4]. Видно, что ширина полосы захвата значительно уже, чем в случае диссипативной связи (см. рис. 1). Таким образом, случай консервативной связи неблагоприятен для взаимной синхронизации двух гиротронов. С другой стороны, можно реализовать быстрое переключение между режимами синфазной и противофазной синхронизации [6].

В докладе будут представлены результаты численного моделирования для различных параметров связанных генераторов, а также результаты бифуркационного анализа, проведенного с помощью программного пакета ХРРАУТО [5].

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-00109.*

#### **Библиографический список**

1. Benford J., Sze H., Woo W., Smith R.R., Harteneck B. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62, No. 8. P. 969-971.
2. Hendricks K.J., Adler R., Noggle R.C. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68, No. 2. P. 820-825.
3. Adilova A.B., Ryskin N.M. // Electronics 2022. Vol. 11, No. P. 811-814.
4. Adilova A.B., Balakin M.I., Gerasimova S.A., Ryskin N.M. // Chaos. 2021. Vol. 31, No. 11. 113103.
5. <http://www.math.pitt.edu/~bard/xpp/xpp.html>
6. Adilova, A.B.; Ryskin, N.M. // Radiophys. Quantum Electron. 2021, 63, 703-715.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ЖИДКИХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ ФРАКТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ГЕОМЕТРИИ «ТРЕУГОЛЬНИК СЕРПИНСКОГО»

Н.А. Агейкин<sup>1</sup>, А.С. Фионов<sup>1</sup>, А.В. Смирнов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, ул. Моховая, 11, к.7, 125009, Российская Федерация.

E-mail: ageykin\_niki@mail.ru

Преимуществами антенн на основе фракталов являются широкодиапазонность и широкополосность при сравнительно малых размерах. Существуют различные топологии фрактальных структур, такие как пирамида Серпинского [1,2], кривая Коха [3] и т.д. Широкополосные антенны применяются в радиолокационных методах определения свойств различных сред. Такие методы обладают высокой информативностью и универсальностью. Целью данной работы было создание антенны СВЧ диапазона [4] и изучить влияние фрактальной геометрии на частотные характеристики антенны в различных средах.

В работе представлен экспериментальный образец фрактальной антенны на основе геометрии «треугольник Серпинского» 3-ей итерации [5]. Длина внешних рёбер антенны 30 мм, коэффициент масштаба между соседними итерациями 2. Изготавливали антенну следующим образом. На фотополимерном 3D принтере Anycubic Photon S с использованием фотополимерной смолы CRAFTSMAN RESIN был напечатан шаблон для сборки фрактальной антенны, изображенный на рисунке 1(а). Элементы антенны изготавливали из отожжённой медной проволоки диаметром 0.7 мм соответствующей длины. Далее отрезки проволоки помещались в канавки шаблона и припаивались в местах контакта друг с другом (рисунок 1.б). В результате были изготовлены фрактальные антенны 1-ой, 2-ой и 3-ей итераций. Также была построена компьютерная модель антенны в среде моделирования COMSOL MULTIPHYSICS. Материал антенны задавался параметрами меди. Пространство, окружающее антенну, представляло собой сферу радиусом  $10 \cdot \lambda$  с условиями идеального рассеивания на внешних границах сферы.

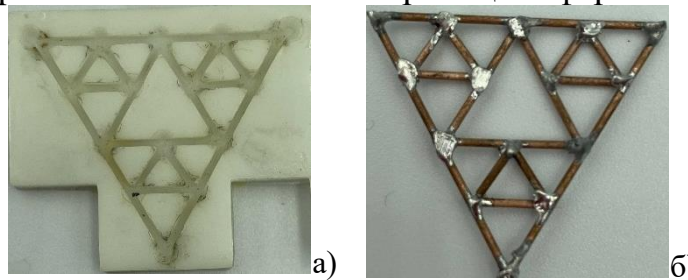


Рис.1. а) Шаблон из фотополимерной смолы для сборки фрактальной антенны; б) Изготовленная фрактальная антенна на основе геометрии «треугольник Серпинского» 3ей итерации из отожжённой медной проволоки.

Исследовали амплитудно-частотную характеристику коэффициента отражения фрактальной антенны третьей итерации в диапазоне от 1 до 40 ГГц в свободном пространстве, гептане ( $\epsilon=1.97$  на частоте 10 ГГц), этаноле ( $\epsilon=8.9$  на частоте 10 ГГц) и магнитной жидкости. Измерения проводились на векторном анализаторе цепей (VNA) Anritsu, тракт К типа с волновым сопротивлением 50 Ом.

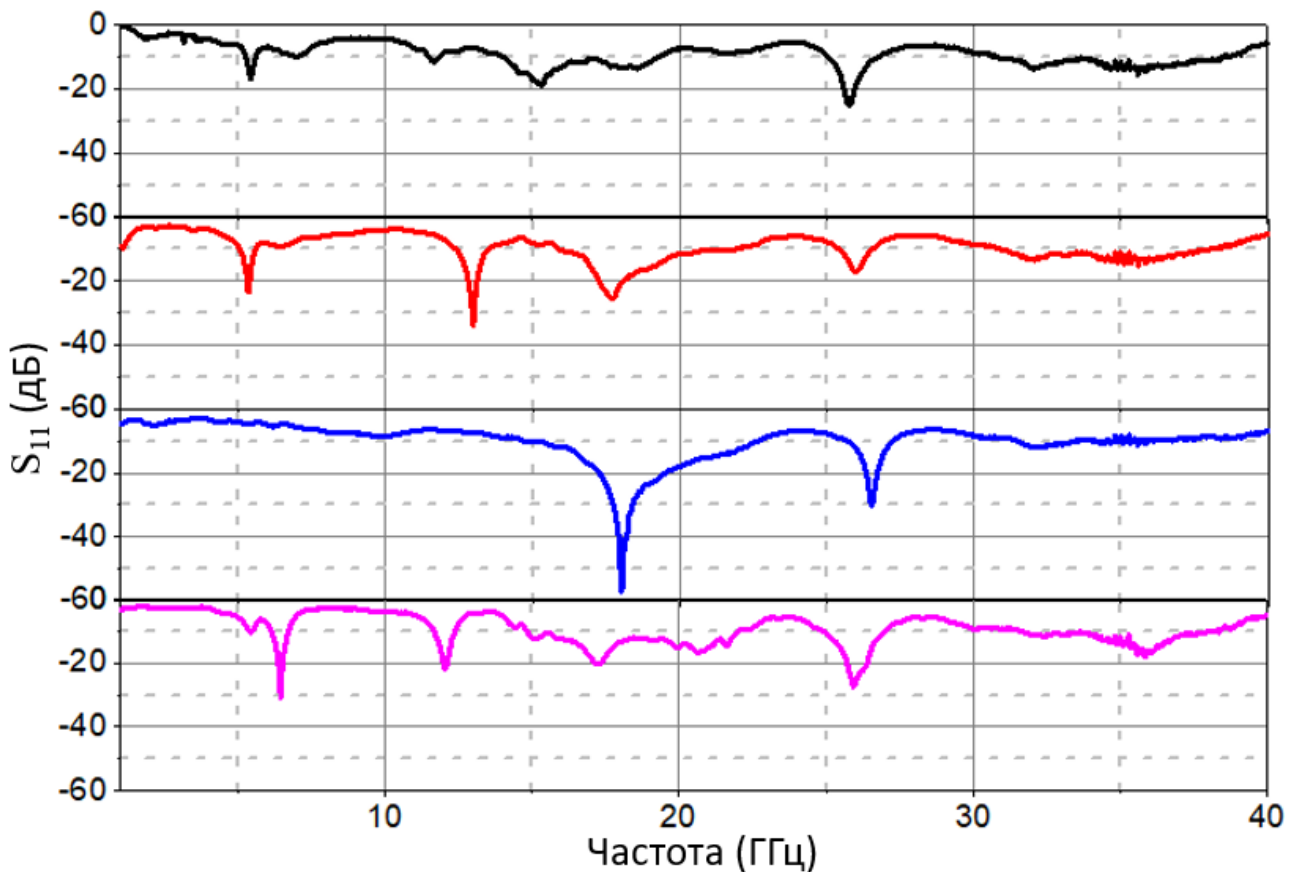


Рис.2. Частотная зависимость параметра  $S_{11}$  фрактальной антенны в диапазоне 1-40 ГГц: а) в свободном пространстве; б) в гептане; в) в этаноле; г) в магнитной жидкости.

Таким образом, предложен метод изготовления фрактальных антенн, Изготовлен экспериментальный образец фрактальной антенны на основе геометрии «треугольник Серпинского» СВЧ диапазона. Получена частотная зависимость коэффициента отражения для фрактальной антенны третьей итерации в диапазоне 1...40 ГГц в свободном пространстве, гептане, этаноле и магнитной жидкости.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ Государственное задание ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК-1587.2022.4).*

#### Библиографический список

1. Wang L., Yu J. et al. A novel multiband fractal antenna for wireless application // International journal of antennas and propagation. 2021. Т. 2021.
2. Benyetho T. et al. A new fractal multiband antenna for wireless power transmission applications // Active and Passive Electronic Components. 2018. Т. 2018.
3. Zeng M., Li Z. et al. A compact dual-band rectenna for GSM900 and GSM1800 energy harvesting // International journal of antennas and propagation. 2018. Т. 2018.
4. Смирнов А.В., Горбачев И.А., Горбунова А.В. Фрактальная ректенна для сбора энергии в Wi-Fi диапазоне // Радиотехника. 2020. Т. 12. №3. С. 313-318.
5. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации: Топология выборки. Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Университетская книга. 2005. С. 626-641.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДЕНДРИТА НА ПОВЕРХНОСТИ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА AlCrFeCoNiCu

М.П. Алёшин, Д.Н. Бухаров, С.М. Аракелян

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

E-mail: maksss08.09@mail.ru

Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) обладают уникальными свойствами, обусловленными размерными эффектами, проявляющимися вследствие образования систем наноструктур на поверхности. Многочисленные исследования поверхности полученных образцов ВЭС свидетельствуют о дендритном характере поверхностных наноструктур [1].

Так на рис. 1 приведен образец высокоэнтропийного литого сплава AlCrFeCoNiCu, электронномикроскопические изображения которого свидетельствуют о дендритной структуре его поверхности [2]. На рис. 1а представлена структура дендрита с вставками микроэлектронограммы, а на рис. 1б – схема расшифровки. В рассматриваемых дендритах (рис.1а) присутствовали нанообъекты различной формы и размеров: кубоидных (с размером 0.3-1.0 мкм), пластинчатых (В, D) (длиной 500-600 нм) и сферических «строчечно ориентированных» (А,С) (с размерами 10-30 нм). На электронограмме наряду со структурными рефлексами наблюдались яркие сверхструктурные рефлексы, а также диффузное рассеяние в виде тяжей и сателлитов модуляционной природы вблизи них, тем самым доказывая наличие в пластинах атомного упорядочения, например, скоплений в виде слоев, параллельных пластинам Видмаштетта.

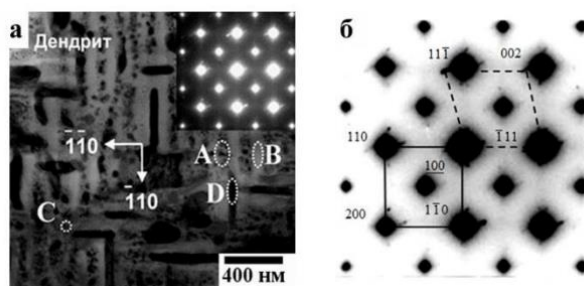


Рис. 1. (а) Микроструктура дендрита и электронограмма: (В, D) - пластинчатые, (А,С) – сферические объекты (б) Схема расшифровки

На рис.1а выделены темные однородные области, содержащие полосные наночастицы (D). Это свидетельствует о том, что данная структура обогащена Cu до 85 ат. %, Ni и Al до 5 ат. %, а также содержит остальные три элемента – Fe, Co, Cr в количестве менее 5 ат. %. С другой стороны, расположенные рядом более светлые области (В) обогащены Cr до 43 ат. %, Fe до 30 ат. % и Co (до 20 ат. % и включают не более 5 и 2 ат. % Ni и Al, соответственно, при практическом отсутствии Cu [2].

На процесс формирования дендритных структур на поверхности ВЭС оказывают определяющее влияние температура, энтальпия и элементный состав расплава[3]. В связи с этим возникает задача оценки влияния этих факторов на результирующие структуры. Такое исследование удобно проводить с использованием аппарата математического моделирования. Так, в качестве модели формирования

дендрита литого сплава применима модель диффузионно-ограниченной агрегации (DLA), которая позволяет учитывать температурные факторы через вероятность прилипания из  $(0;1)$ , определяемую на основе поверхностного натяжения расплава [4]. В рамках указанного приближения было произведено моделирование структуры дендритов ВЭС. Так на рис 2. приведено изображение дендритов для областей с отсутствием  $\text{Cu}$  в случае вероятности прилипания, равной 0.5. Такая ее величина соответствует средним значениям температуры протекания процесса формирования дендритов.

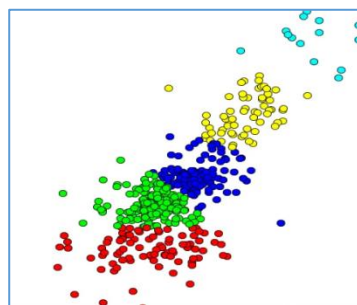


Рис. 2. DLA модель: цветом выделены виды частиц.

Проведенное моделирование показывает качественное совпадение воих результатов с литературными данными. Таким образом, предложенная модель может быть применима в качестве первого приближения для описания дендритных объектов на поверхности ВЭС.

#### Библиографический список

1. Осинцев К.А., Громов В.Е., Коновалов С.В. //Ползуновский вестник. 2021. No1.с. 141–146.
2. Ивченко М.В., Пуцин В.Г., Wanderka N. // ЖТФ. - 2014. - т 84, № 2 - с. 57-69
3. Иванов Ю.Ф., Громов В.Е., Коновалов С.В., Шлярова Ю.А. // Журнал технической физики. 2021. Том 91, Вып. 12. С. 1971-1974.
4. Dongjing L., Weiguo Z., Xu S., Zumin Q. // Fractal and Fractional. 2017. V.1, №1.

## **ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СУБФАЗЫ НА ПЛАВАЮЩИЕ МОНОСЛОИ НА ОСНОВЕ СМЕСЕЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ**

**А.Ж.К. Аль Алвани, В.Н. Миронюк, О.А.Х Хассун, Т.Я. Каратышова,  
М.В. Гавриков, Е.Г. Глуховской**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университетим.*

*Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: ammarhamlet2013@yahoo.com*

Полупроводниковые квантовые точки CdSe/ZnS (КТ) обладают уникальными свойствами и могут быть использованы для изготовления элементов солнечных батарей [1]. При формировании тонких слоев КТ (особенно когда речь идет о единичных слоях или монослоях) часто необходимо контролировать плотность упаковки их в слое и сплошность заполнения квантовыми точками поверхности подложки.

Жидкие кристаллы (ЖК) представляют собой органические вещества, которые имеют признаки кристалла (упорядоченное расположение молекул) и, вместе с тем, являются жидкостью [2]. При вариациях температуры или путем воздействия на них электрическим полем молекулы ЖК способны менять свою ориентацию и находить новые стабильные состояния. Такое поведение определяет два фактора: особенность строения молекул ЖК и наличие достаточно большого встроеного дипольного момента. Для термотропных ЖК можно наблюдать смену фазовых состояний, которая сопровождается изменением взаимного расположения молекул.

Включение таких молекул в растворы КТ дает возможность управления упорядоченностью КТ в 1D-, 2D- или 3D-структурах опосредованно через воздействие на молекулы ЖК. В частности, управлять упорядоченностью квантовых точек в плавающем монослое, сформированном на границе раздела двух фаз из раствора КТ, нерастворимых в воде – монослое Ленгмюра.

В настоящей работе исследовано формирование при разной температуре субфазы плавающих монослоев смесей КТ:ЖК с различным соотношением. Методами АСМ и СТМ исследован рельеф монослоев КТ:ЖК, перенесенных на поверхности монокристаллического кремния, ориентированной под малым углом к поверхности воды (метод горизонтального лифта – Ленгмюра-Шеффера).

Формирование МС проводилось путем регистрации зависимостей поверхностного натяжения (поверхностного давления) от площади, занимаемой монослоем. Этот метод позволяет изучать фазовые перестройки не только в монослоях Ленгмюра, но и структурные изменения в двумерных тонких пленках КТ, сформированных на границе раздела фаз жидкость-газ [3].

На изотермах сжатия монослоя смеси ЖК и КТ было характерно наличие плато при значении поверхностного давления 5 мН/м – участка перестройки монослоя жидкого кристалл в трехслойную структуру. При увеличении объемной доли КТ в растворе, а также при повышении температуры вплоть до 41 °С плато постепенно исчезало, что приводит к более плотноупакованному состоянию МС.

Экспериментально установлено, что перенос монослоев смесей КТ:ЖК на твердые подложки методом Ленгмюра-Шеффера, в котором гидрофильная подложка

ориентирована горизонтально и поднимается из воды, позволяет получать наиболее однородные пленки на рабочей (верхней в момент переноса) стороне подложки.

Таким образом, вариация таких факторов, как соотношение КТ: ЖК в смеси, температура субфазы и способ переноса монослоев, позволяет сформировать МС на водной субфазе и получить пленки на твердой подложке с высокой плотностью упаковки и сплошности.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета*

#### **Библиографический список**

1. *Ammar J. Al-Alwani, O. A. Shinkarenko, A. S. Chumakov et al.* // Materials Science and Technology. 2019. V. 35(9). Pp. 1053-1060.
2. *H Qi, T Hegmann* // Liquid Crystals Today. 2011. V. 20(4). Pp. 102–114.
3. *Chumakov A.S., Al-Alwani A.J.K., Gorbachev I.A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017 917 092002 (1-6).

## РАСЧЕТ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАКЕТА ПРОГРАММ MaxLLG

М.Д. Амельченко<sup>1</sup>, Ф.Ю. Огрин<sup>2</sup>, С.В. Гришин<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>University of Exeter

E-mail: amelchenko.mar@gmail.com

Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред. Среди метаматериалов особый класс составляют, так называемые, «левые» среды, у которых диэлектрическая  $\epsilon$  и магнитная  $\mu$  проницаемости одновременно имеют отрицательные значения [1]. В левой среде распространяется обратная электромагнитная волна (ЭМВ), вектора фазовой и групповой скоростей которой направлены в противоположные стороны. Особый интерес вызывают левые среды, управляемые внешним магнитным полем. Они представляют собой комбинацию из матрицы магнитоупорядоченного ( $\mu$  -отрицательного) материала, например, ферро- или антиферромагнетика, и периодической структуры из тонких металлических проволочек с эффективной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{eff}$  [2, 3]. Одной из первых работ, в которой рассматривался ферромагнитный (ФМ) метаматериал со свойствами левой среды, является работа [2], где в ФМ среде была внедрена периодическая структура из тонких металлических проволочек, окруженных изоляторами. Здесь в аналитическом виде была получена зависимость  $\epsilon_{eff}$  от параметров периодической структуры и эффективной магнитной проницаемости матрицы. Однако, численного моделирования дисперсионных характеристик (ДХ) обратных ЭМВ в такой структуре проведено не было. Целью настоящей работы является численное моделирование ФМ метаматериала в программном пакете MaxLLG, расчет ДХ ЭМВ и сравнение численных результатов с результатами аналитической теории.

В [4] был предложен алгоритм для моделирования магнитоупорядоченных сред. Он основан на сочетании метода конечных разностей во временной области, применяемого к уравнениям Максвелла, и итерационного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта для расчёта величины и распределения вектора намагниченности  $\vec{M}$  в образце. Данный подход лёг в основу работы нового программного пакета MaxLLG, который мы используем далее для расчета спектра ЭМВ в ФМ метаматериале.

Сетка структуры построена вручную с помощью FreeCad (Рис. 1а), где размеры задаются в пикселях (px). Соответственно, количество пикселей (ячеек) определяет точность расчётов. После этого, были установлены размеры ячеек по каждому из трёх направлений пространства для задания образцу геометрических размеров. Так как аналитическая модель построена для неограниченного ФМ метаматериала, то граничные условия по всем трем направлениям являются периодическими. Возбуждение среды осуществляется импульсом магнитного поля по всей плоскости сечения, расположенной посередине структуры вдоль оси ОУ. Пространство, отделяющее металлические стержни от ФМ матрицы, заполнено вакуумом.

На рис.1b-c приведены результаты расчётов спектров ЭМВ для однородной ФМ среды (Рис.1b) и ФМ метаматериала (Рис.1c). Для сравнения, здесь же приведены ДХ, полученные по аналитической модели [2]. Видно, что в однородном феррите существуют прямая медленная и быстрая ЭМВ. У медленной ЭМВ частота отсечки отсутствует, а предельная частота равна частоте ФМ резонанса  $f_{\perp}$ . При наличии периодической структуры (Рис.1c) появляется медленная обратная ЭМВ в полосе частот  $\Delta f \approx 1.2$  ГГц, где эффективные материальные параметры среды являются дважды отрицательными. Обе медленные (прямая и обратная) ЭМВ обладают в этом случае частотами отсечки, а на их ДХ наблюдаются разрывы, связанные с брегговскими резонансами. ДХ медленных ЭМВ, полученные по аналитической модели, качественно схожи с численными кривыми, но не содержат брегговских резонансов. Полученные результаты указывают на возможность использования программного пакета MaxLLG для расчета электродинамических характеристик ФМ метаматериала.

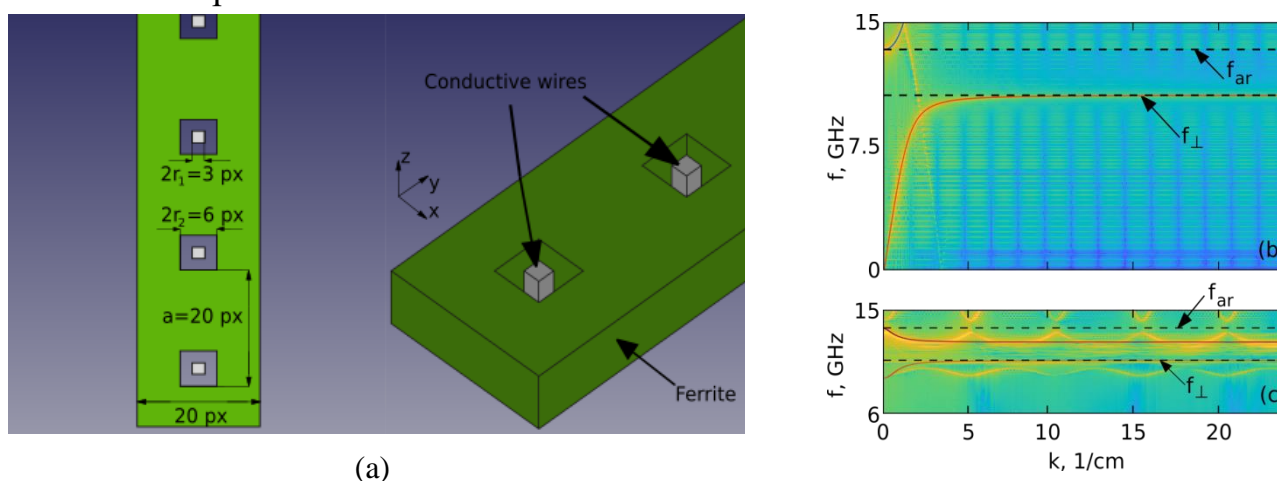


Рис. 1. (a) — Изображение 3D модели ФМ метаматериала. (b-c) - ДХ медленных и быстрой ЭМВ, существующих в безграничном поперечно намагниченном однородном феррите (b) и ФМ метаматериале (c). Сплошными линиями показаны ДХ ЭМВ, полученные с помощью аналитической модели. Расчеты выполнены для  $H_0=238.74$  кА/м,  $4\pi M_0=0.178$  Т,  $\epsilon_r=13$ ,  $r_1 = 150$  мкм,  $r_2 = 300$  мкм,  $a = 2$  мм.

*Работа выполнена за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 19-79-20121).*

#### Библиографический список

1. Веселаго В.Г. // УФН. 1967. Т. 92(3). С. 517–526.
2. Dewar G. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 10Q101.
3. Гришин С.В., Амельченко М.Д., Шараевский Ю.П., Никитов С.А. // ПЖТФ. 2021. В. 18. С. 32-35.
4. Aziz M. M. // PIER В. 2009. V. 15. Pp. 1-29.



## ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСКРЕТИЗАЦИИ В ИССЛЕДОВАНИИ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ МЕТОДОМ FDTD

**И.В. Хайрушев, Е.А. Рябов, И.С. Великанов, А.А. Андреев,  
С.А. Сергеев**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: k1u2r3ka@mail.ru*

Исследование распространения электромагнитных волн (ЭМВ) в пространстве и взаимодействие с различными материалами представляет как фундаментальный интерес, так и открывает широкие прикладные возможности по созданию приборов для управления ЭМВ, а также используется в учебном процессе [1-4]. Вследствие этого появляется интерес к математическому описанию и моделированию взаимодействия ЭМВ с различными материалами. Один из самых распространенных методов моделирования – метод конечных разностей во временной области (FDTD). Данный метод был предложен К. Йи в 1966 году [5] и до сих пор улучшается для удовлетворения нужд исследователей. Существуют как коммерческие, так и свободные программные пакеты с открытым исходным кодом, имеющие различные опции, например, в распараллеливании вычисления FDTD. Такие математические пакеты позволяют проводить моделирование сложных структур, состоящих из различных материалов, на больших разностных сетках с требуемой производительностью и точностью. Одним из недостатков метода FDTD является смещение сеток между электрическими и магнитными полями на полшага, приводящее к ошибке определения геометрии материалов.

В данной работе демонстрируются искажения результатов численного моделирования материала, помещенного в прямоугольный волновод, при изменении дискретизации пространства.

Для определения коэффициентов отражения материалов использовалось численное моделирование распространения ЭМВ в программном пакете OpenEMS [6], в основе которого лежит метод FDTD, а для взаимодействия с OpenEMS использовался скриптовый язык Octave. Граничные условия эквивалентны прямоугольному волноводу WR-90 сечением  $22,86 \times 10,16$  мм<sup>2</sup> и длиной 300 мм в диапазоне частот 7 ÷ 13 ГГц. В середину волновода помещается материал, полностью заполняющий сечение волновода и имеющий длину 30 мм при различной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ .

В ходе моделирования была выбрана равномерная сетка с шагом  $h$  от 1 мм до 0,2 мм. На рисунке 1 представлена зависимость коэффициента отражения от частоты при различных шагах сетки для материала с  $\epsilon = 2,5$ . На рисунке 1 слева видно, что при изменении шага сетки наблюдается смещение минимумов коэффициентов отражения. Было проведено сравнение результатов моделирования OpenEMS с CST Studio. В CST Studio был использован метод Time Domain Solver, основанный на методе конечного интегрирования (FIT). Метод FIT, впервые предложенный Вейландом [7] в 1977 г., можно рассматривать как обобщение метода FDTD. В CST

Studio используется алгоритм для автоматической настройки сетки с учетом геометрии и свойств материала. При ручном изменении пространственной дискретизации также наблюдается смещение минимумов коэффициентов отражения. На рисунке 1 справа представлены сравнения программных пакетов OpenEMS и SCT Studio.

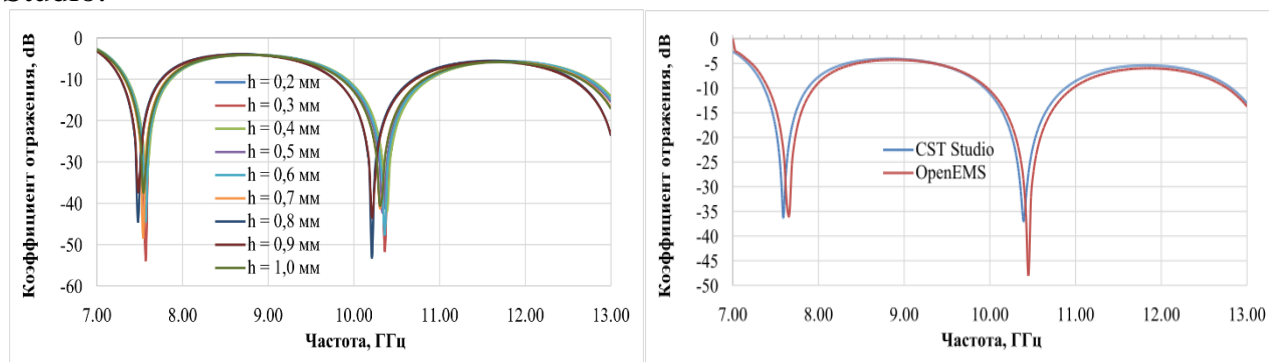


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от частоты материала ( $\epsilon = 2,5$ ): слева – результаты OpenEMS при  $h$  от 1 мм до 0,2 мм; справа – сравнение OpenEMS при  $h = 0,2$  мм и SCT Studio с настройкой сетки по умолчанию.

В таблице 1 представлены смещения минимумов коэффициентов отражения для материалов с различной диэлектрической проницаемостью, а также максимальный шаг  $h$  при различных значениях диэлектрической проницаемости, на котором смещение минимальное. При уменьшении шага сетки точность определения геометрии возрастает, однако возрастает время выполнения моделирования.

Таблица 1 – Частоты минимумов коэффициента отражения и их абсолютное отклонение

$\epsilon$	Номер минимума	Минимальное значение $f$ , ГГц	Максимальное значение $f$ , ГГц	Отклонение $f$ , ГГц	Максимальный шаг, мм
2,5	1	7,56	7,74	0,18	0,6
	2	10,46	10,73	0,27	
5	1	7,21	7,33	0,12	0,5
	2	9,25	9,46	0,21	
	3	11,35	11,56	0,21	
10	1	8,16	8,34	0,18	0,4
	2	9,54	9,75	0,21	
	3	11,30	11,59	0,29	
	4	12,56	12,72	0,16	

### Библиографический список

1. Михайлов А.И., Стецюра С.В., Сергеев С.А. Лабораторный практикум по физике полупроводниковых приборов: Учеб. пособие. Саратов: “Колледж”, 2002. – 72 с.
2. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Физические основы твердотельной электроники: Учеб. пособие. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2007. 164 с.
3. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Глуховской Е.Г. Физические основы твердотельной электроники и микроэлектроники: Планы семинарских занятий: Учеб. пособие. Саратов: «Редакция журнала «Промышленность Поволжья», 2008. 116 с.
4. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Физические основы твердотельной электроники: Учеб. пособие. 2-е изд. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2020. 192 с.
5. Yee K. // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1966. V. 14 (3). Pp. 302-307.
6. Liebig T. et al. // Intern. J. of Numer. Modell. 2013. V. 26 (6). Pp. 680-696.
7. Weiland T. // Archiv Elektronik und Uebertragungstechnik. 1977. V. 31. Pp. 116-120.

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РЕЖИМОВ ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БИОСОВМЕСТИМЫХ Ag-ГА ПОКРЫТИЙ

**Н.В. Андриянова, В.О. Лукьянова**

*Саратовский государственный технический университет*

*имени Гагарина Ю.А., г. Саратов*

*E-mail: andriyanovanadezhda1998@yandex.ru*

Электроплазменная обработка материалов является одним из самых перспективных направлений технологии модифицирования поверхности медицинских имплантатов.

Одним из эффективных способов электроплазменной обработки является плазменное напыление покрытий порошками, которые позволяют улучшать поверхностные свойства основного материала. Чаще всего для внутрикостной части имплантата используют титан [1]. Биосовместимое плазменное покрытие на титане позволяет обеспечить надежную остеоинтеграцию, то есть прорастания костной ткани в имплантат без образования фиброзной прослойки, при это поверхность имплантата приобретает необходимую морфологию и улучшенные физико-механические свойства. Модифицирование поверхности имплантата следующими физико-химическими способами: воздушно-абразивная обработка, травление и оксидирование не придает имплантату биоактивные свойства. Поэтому возникает необходимость нанесения на имплантат биоактивных покрытий, а вышеперечисленные способы обработки поверхности применяются в качестве подготовки поверхности перед нанесением покрытий [2, 3].

В связи с этим целью данной работой настоящей работы являлось исследование влияния дисперсности Ag-ГА порошка на морфологию и физико-механические свойства покрытий, полученных электроплазменным напылением.

Для проведения комплексных исследований было подготовлено 6 образцов из титана марки ВТ1-00 (ГОСТ 19807-74) размерами 25x10x4мм. Титановые пластины подвергались абразивно-струйной обработке на аппарате «Чайка-20» порошком электрокорунда Белэкт № 25 (ТУ 9391-094-45814830-2003), дисперсностью 200-300 мкм в течение 5 минут при давлении  $4 \pm 0,5$  МПа. Очистка образцов от технологических загрязнений проводилась в водном растворе ПАВ с использованием ультразвуковой ванны «УЗУМИ-2» (ООО «ТРИМА», Саратов). Обработка образцов методом электроплазменного напыления серебро-замещенным гидроксипатитом (Ag-ГА) покрытием проводилась на установке электроплазменного напыления УПН-28 (ООО НПО «РЕМПЛАЗМА», Москва). Напыление Ag-ГА проходило при следующих режимах: сила тока электроплазменной дуги - 350А; напряжение электроплазменной дуги - 30В; расстояние от плазмотрона до образцов -150 мм; дисперсность порошка Ag-ГА - 40, 70, 90 мкм.

Измерения твердости производились на твердомере ПМТ-3М (АО «ЛОМО», Санкт-Петербург). Нагрузка при измерениях задавалась с помощью грузов с массой 50 г. Нагружение осуществлялось в течение 10 с и действовало на измеряемую поверхность в течение 15 с. Измерения твердости выполнены по методу Бринеллю

(ГОСТ Р ИСО 6507-1: 2007). Измерение повторяли 5 раз и выводили среднее значение. Результаты измерения твердости образцов в зависимости от дисперсности представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты измерения твердости образцов

Режим	1	2	3	4	5	Среднее значение твердости по Бринеллю, НВ
$\Delta = 90$ мкм	188	186	187	185	188	187
$\Delta = 70$ мкм	192	191	192	191	193	192
$\Delta = 40$ мкм	305	303	306	309	308	301

В ходе исследования поверхности образцов было выявлена закономерность, что твердость поверхности увеличивалась с уменьшением дисперсности порошка Ag-ГА при плазменной обработке. Так, выяснилось, что твердость образцов, подвергнутых плазменной обработке при дисперсности 40 мкм, имеют максимальную твердость, среди всех образцов, в среднем равной 301 НВ по Бринеллю.

На рис. 1 представлено изображение покрытие Ag-ГА, нанесенного при разных значениях дисперсности порошка  $\Delta = 40-90$  мкм.

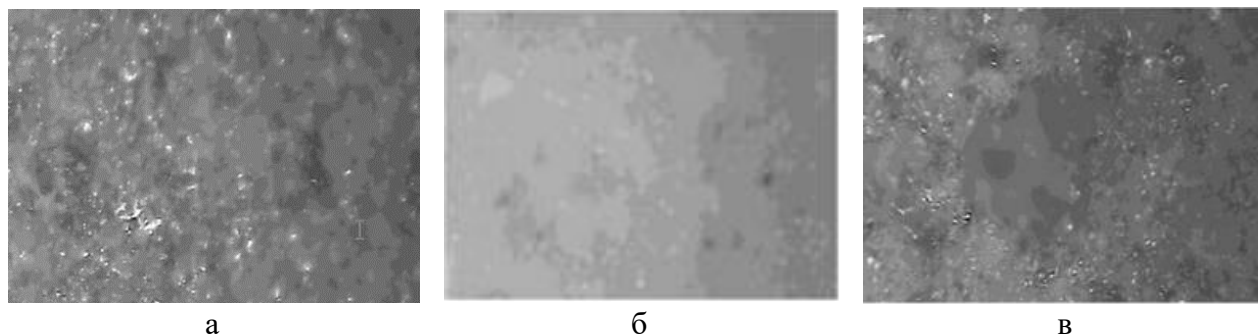


Рис.1. Покрытие на основе порошка Ag-ГА при дисперсности  $D = 90$  мкм (а),  $D = 70$  мкм (б),  $D = 40$  мкм (поле зрения 510мкм)

Анализ поверхности образцов показал, что при дисперсности порошка 90 и 40 мкм напыление производится равномерно, покрытие плотное, участки титановой подложки практически не заметны, при этом открытая пористость составляет 48-49%. Такое значение открытой пористости является оптимальным для медицинского имплантата тем самым улучшая биосовместимость покрытия.

#### Библиографический список

1. Zhecheva A., Sha W., Malinov S., Long A. //Surface and Coatings Technology. 2005. Vol. 200. № 7. P. 2192-2207.
2. Diamanti M. V., Del Curto B., Pedferri M. P. //Journal of Applied Biomaterials & Biomechanics. 2011. Vol. 9. № 1. P. 55-69.
3. Bari, K., Arjunan, A. // Journal of the mechanical behavior of biomedical materials. – 2019. - № 95. – P. 1-12.

## ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ОТОБРАЖЕНИЯ ДЛЯ ФАЗ В ЧИСЛЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ И ПО ВРЕМЕННОМУ РЯДУ ДЛЯ СИСТЕМЫ С ГИПЕРБОЛИЧЕСКИМ ХАОСОМ

Э.Р. Багаутдинова<sup>1</sup>, П.В. Купцов<sup>2</sup>, В.И. Пономаренко<sup>1,2</sup>,  
Н.В. Станкевич<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: bagautdinovaer@mail.ru

Гиперболический хаос - один из важных с прикладной точки зрения типов динамического поведения, т.к. обладает свойством грубости [1]. До недавнего времени гиперболический хаос был математической абстракцией, но были предложены модели, в которых в результате численных и физических экспериментов была показана возможность реализации гиперболического хаоса [2-3]. В работах [4-5] было предложено целое семейство моделей, в которых гиперболический хаос рождается в результате бифуркации, ассоциирующейся с катастрофой голубого неба. Одной из задач при анализе таких систем является проверка на гиперболичность. Проверку на гиперболичность можно реализовать с помощью расчета углов ковариантных векторов. Данная задача достаточно трудно реализуется по временному ряду, который можно получить в результате эксперимента или в схмотехнической модели. В качестве примерного метода определения гиперболичности можно использовать характерную форму отображения фаз осциллятора. В рамках данной работы мы рассмотрели особенности построения фаз для системы с гиперболическим хаосом, которые могут возникать при реализации эксперимента.

В работах [4-5] был предложен набор математических моделей, в которых возможен гиперболический хаос или квазипериодические колебания в результате бифуркации, связанной с катастрофой голубого неба. В данной работе мы рассматриваем одну из этих моделей, которая может продемонстрировать гиперболический хаос, возникающий в результате катастрофы голубого неба:

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \omega_0 y_1 + \left[ 1 - (x_2^2 + y_2^2) + \frac{1}{2}(x_1^2 + y_1^2) - \frac{1}{50}(x_1^4 + 2x_1^2 y_1^2 + y_1^4) \right] x_1 + \varepsilon x_2 y_2, \\ \dot{y}_1 &= -\omega_0 x_1 + \left[ 1 - (x_2^2 + y_2^2) + \frac{1}{2}(x_1^2 + y_1^2) - \frac{1}{50}(x_1^4 + 2x_1^2 y_1^2 + y_1^4) \right] y_1, \\ \dot{x}_2 &= \omega_0 y_2 + \left[ 1 - (x_1^2 + y_1^2) - \mu + \frac{1}{2}(x_2^2 + y_2^2) - \frac{1}{50}(x_2^4 + 2x_2^2 y_2^2 + y_2^4) \right] x_2 + \varepsilon x_1, \\ \dot{y}_2 &= \omega_0 x_2 + \left[ 1 - (x_1^2 + y_1^2) - \mu + \frac{1}{2}(x_2^2 + y_2^2) - \frac{1}{50}(x_2^4 + 2x_2^2 y_2^2 + y_2^4) \right] y_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x_1, y_1, x_2, y_2$  - динамические переменные, которые являются мнимой и действительной частями комплексных амплитуд  $a_1 = x_1 + iy_1$ ,  $a_2 = x_2 + iy_2$ . В работе [6] представлена соответствующая интерпретация модели,  $\varepsilon$  - коэффициент связи подсистем,  $\omega_0$  - основная частота автоколебаний и параметр  $\mu$ , отвечающий за переход через бифуркацию катастрофы голубого неба.

Для анализа динамики модели (1) были построены характерные отображения фаз. Для проверки гиперболичности, наблюдаемых режимов мы использовали ме-

тод отображения фаз. Данный метод заключается в следующем: мы решаем систему дифференциальных уравнений методом Рунге-Кутты, для каждого посчитанного момента времени делаем проверку на пересечение заданной поверхности  $S$ . Поверхность задана следующим образом:  $x_2^2 + y_2^2 = C$ , где  $C$  константа равная 3. Смена знака  $S$  говорит о пересечении траектории плоскостью. Затем для последней точки мы с помощью метода Эно делаем один шаг назад ровно на поверхность  $S$ . Таким образом, получим координаты точек  $x_1, y_1$  на поверхности  $S$ . Для данных точек можно определить фазу как угол вектора в проекции на окружности по формуле:

$$\varphi = \text{arctg}(y_1/x_1). \quad (2)$$

Отобразив зависимость  $(\varphi_n, \varphi_{n+1})$ , получим диаграммы иллюстрирующие изменение фазы. На рис.1 красными ромбами представлены отображения фаз для гиперболического хаоса. Данные отображения имеют характерный вид, соответствующий отображению Бернулли.

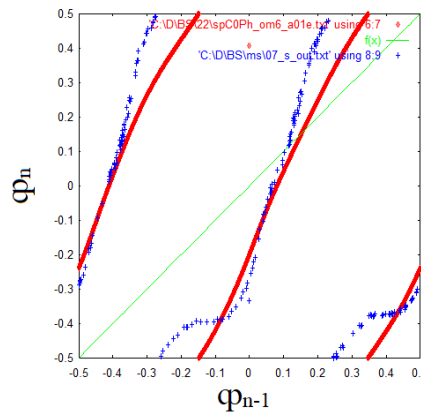


Рис. 1 Диаграмма отображения фаз для секущей плоскости Пуанкаре, заданной константой  $C = 3$ , при  $\varepsilon = 0.5$ ,  $\omega_0 = 6$ ,  $\mu = 3.15$ . Красные ромбы – результаты численного моделирования системы (1), синие крестики – обработка данных Multisim.

Для модели (1) была разработана схемотехническая модель в программном пакете MultiSim. В данном пакете можно визуализировать фазовый портрет системы и временные реализации, также можно записать данные в файл. Дальнейшая обработка данных позволяет получить отображение для фазы генератора. Однако есть ряд особенностей, который приводит к несколько отличным от численного моделирования результатам.

К таким особенностям можно отнести следующие моменты. Во-первых, в численном эксперименте для реализации отображения Пуанкаре мы используем метод Эно, чтобы получить точки точно на заданной нами плоскости. Применить данный метод для временного ряда не представляется возможным. Мы можем отследить момент времени, где траектория пересекла заданную плоскость и рассчитать фазу для точки перед или после заданной плоскости. Соответственно появится некоторый разброс точек в отображении. Для минимизации такой погрешности можно использовать фиксированный достаточно малый шаг дискретизации временного ряда. Во-вторых, операционные усилители обладают ненулевым смещением, что приводит к изменению фазового портрета и траектории и, следовательно, к отображению фаз. В рамках данной работы мы провели исследование временных рядов

для различных значений шага дискретизации. Также мы смоделировали ситуацию, когда в нашей модели учитывается ненулевое смещение операционного усилителя.

На рис. 1 представлены отображения фаз, где синими крестиками представлено отображение, полученное по обработанным данным, полученные при схемотехническом моделировании. Отметим, что в данном случае для сбора данных была использована схема с идеальными операционными усилителями. Данные представляли собой четыре временных ряда, соответствующих каждой динамической переменной, длиной 220000 временных отсчетов с шагом дискретизации  $10^{-4}$ . Хорошо видно, что точки отображения численного моделирования и схемотехнического демонстрируют хорошее соответствие, что подтверждает в системе наличие гиперболического хаоса.

В работе также будут представлены результаты схемотехнического моделирования с помощью реальных операционных усилителей, имеющих ненулевое смещение, что приводит к искажению отображений фаз.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-12-00121.*

#### **Библиографический список**

1. *Smale S.* // Bulletin of the American mathematical Society. 1967. V. 73(6). Pp. 747-817.
2. *Kuznetsov S.P.* // Physical review letters. 2005. V. 95(14) P. 144101.
3. *Kuznetsov S.P., Pikovsky A.* // Physica D: Nonlinear Phenomena. 2007. V. 232(2) Pp. 87-102.
4. *Kuznetsov S.P.* // Regular and Chaotic Dynamics. 2010. V. 15. №2-3. P. 348.
5. *Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Stankevich N.V.* // Prikladnaya Nelineynaya Dinamika. 2015. V. 23. №4. P. 63.
6. *Turaev D.V., Shilnikov L.P.* // Dokl. Math. 1995. V. 51. P. 404.

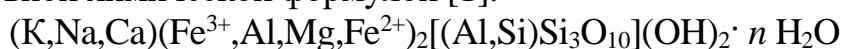
## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОДОПОГЛОЩЕНИЯ ГЛАУКОНИТОВОГО СОРБЕНТА

**Е.А. Байкина, С.Б. Вениг, В.Г. Сержантов,  
Г.Н. Наумова, Е.И. Селифонова**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: selif-ei@yandex.ru*

Глауконит - минерал группы гидрослюд подкласса слоистых силикатов, широко распространен в осадочных породах, который имеет переменный состав, состоящий из кристаллогидратов алюмосиликатов железа, кремнезема и оксида калия, а также более 20 микроэлементов.

Общая формула переменного состава глауконитов может быть выражена условной химической формулой [1]:



Глауконит относится к наиболее распространенному классу минералов, состоящих из однотипных алюмосиликатных слоев, которые разделяются межслоевыми прослойками разных видов - из катионов  $K^+$ , молекул воды или обменных катионов [2].

Сорбенты на основе глауконитов широко востребованы в сорбционных технологиях и рекомендуются для ликвидации разливов нефти на суше и водоемов, поскольку в подобных материалах с порами 2-70 нм происходит быстрая капиллярная конденсация, образуется слой нефтепродуктов на поверхности сорбента, что характерно и для глауконита Белоозерского месторождения Саратовской области [3].

Одной из важнейших характеристик нефтяных сорбентов является такая характеристика как водопоглощение [3].

Для определения водопоглощения сорбента на основе обогащенного глауконита Белоозерского месторождения Саратовской области наполнили стакан водой, взвесили 6 грамм глауконита и погрузили в емкость с водой, выдерживали сорбент на протяжении 60 минут после чего извлекли глауконит с помощью фильтровальной бумаги, произвели взвешивание.

Для определения водопоглощения ( $W$ ) обогащенного глауконита (температурная модификация) использовали формулу, рекомендованную ГОСТ 33627-2015.

$$W = \frac{m_1 - m}{m} \cdot 100\%;$$

где  $m_1$  - масса глауконита, поглотившего воду;

$m$  - масса сухого глауконита.

Результаты трех параллельных измерений и их средние вычисленные значения представлены в таблице 1.

Таблица 1

Результаты экспериментальных данных по определению водопоглощения

$t$ , мин	5	10	15	20	30	40	50	60
$W, \%$	0,70	0,77	0,77	0,78	0,79	0,79	0,79	0,80
$W, \%$	0,78	0,78	0,78	0,79	0,81	0,80	0,81	0,81



$W, \%$	0,80	0,79	0,79	0,80	0,81	0,81	0,82	0,81
$W_{cp},$	$0,76 \pm 0,0$	$0,78 \pm 0,0$	$0,78 \pm 0,0$	$0,79 \pm 0,0$	$0,80 \pm 0,0$	$0,80 \pm 0,0$	$0,81 \pm 0,0$	$0,81 \pm 0,0$
$\%$	4	5	3	4	5	4	4	5

По результатам экспериментальных и расчетных данных представлен график водопоглощения обогащенного глауконита от времени (рис. 1).

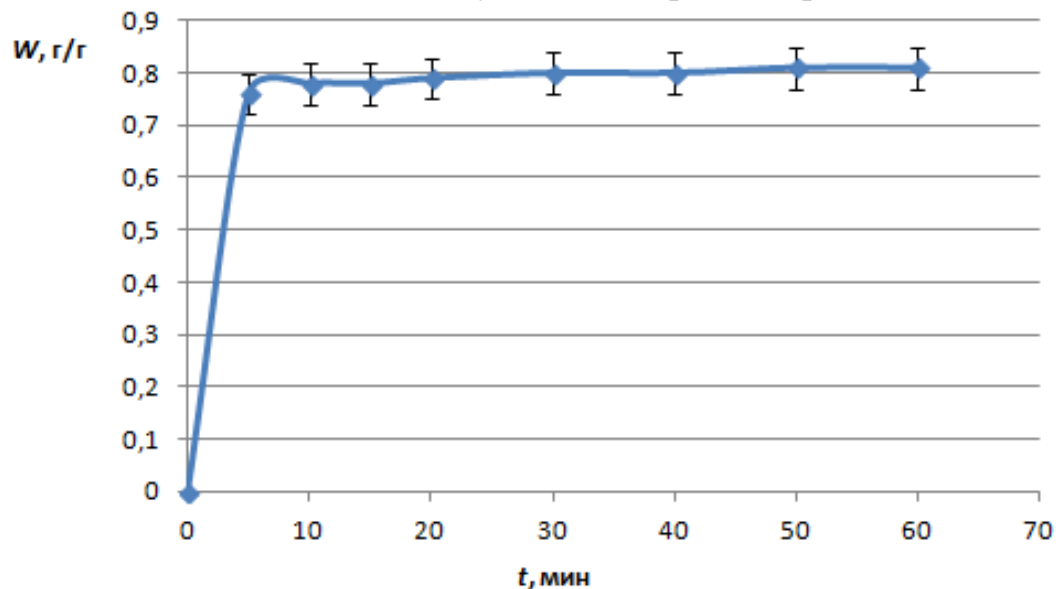


Рисунок 1 - Водопоглощение обогащенного глауконита

Измерения проводили при нормальном атмосферном давлении и температуре  $(23 \pm 4) ^\circ\text{C}$ . Максимальное водопоглощение обогащенным глауконитом наблюдалось в течение 5 минут, далее эта величина практически не изменялась. Предельное насыщение исходного глауконита водой зафиксировано приблизительно спустя 35 минут с момента начала контактирования. По прошествии 40 минут значительных изменений в водопоглощении не было выявлено. Максимальное водопоглощение обогащенного глауконита составило  $(81 \pm 5) \%$ .

#### Библиографический список

1. Левченко С.И. [Электронный ресурс] // Физическая и коллоидная химия. Поверхностные явления и адсорбция. Режим доступа: [http://www.physchem.chimfak.rsu.ru/Source/PCC/Colloids\\_3.htm](http://www.physchem.chimfak.rsu.ru/Source/PCC/Colloids_3.htm). (Дата обращения: 28.04.22)
2. Wang Y., Chen A., Peng M., Tan D. et al. // Journal of Cleaner Production. 2019. V. 217. P. 316.
3. Савельев Г.Г., Юрмазова Т.А., Шахова Н.Б. // Изв. вузов. Химия и химическая технология. 2011. Т. 53. № 3. С. 36.
4. Uddin F. Clays. // Metallurgical and Materials Transactions A. 2008. V.39. №.12. P.2814.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕФТЕПОГЛОЩЕНИЯ ПРИРОДНОГО АЛЮМОСИЛИКАТА

**Е.А. Байкина, С.Б. Вениг, В.Г. Сержантов,  
Г.Н. Наумова, Е.И. Селифонова**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: selif-ei@yandex.ru*

Белоозерское месторождение Саратовской области является одним из значительных месторождений России по добыче природного алюмосиликата – глауконита, который характеризуется высокими адсорбционными свойствами. В зависимости от механизма сорбции различают адсорбцию, абсорбцию, хемосорбцию и капиллярную конденсацию. Глауконит характеризуется высокими адсорбционными свойствами и реакциями ионного обмена, резкую границу между которыми провести не удастся. Содержание щелочных обменных катионов в глауконите обычно составляет от 1,5 до 13 мг-экв/100 г.

Проявление значительной ионообменной емкости глауконитом обусловлено следующими факторами [1]:

- наличием отрицательного нескомпенсированного заряда в структурной ячейке глауконита, появляющегося в результате замещения четырехвалентного кремния трехвалентным алюминием или двухвалентным магнием в кристаллической решётке минерала;

- наличием на боковых гранях кристаллов глауконита ОН-групп, прикрепленных к атомам кремния, катион водорода которых при определённых условиях может вступать в обменную реакцию.

Минерал существует в виде маленьких, округленных желто-зеленоватых зерен, твердость его по минералогической шкале составляет 2–3; плотность 2,2–2,8 г/см<sup>3</sup> [2].

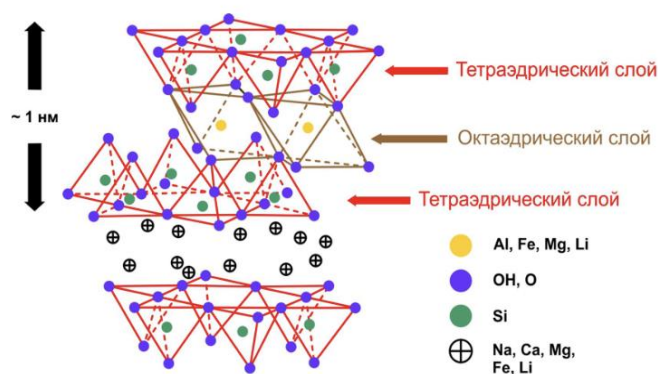


Рис. 1 - Структура глауконита

Молекулярная адсорбция на глауконите заключается в проникновении растворов электролитов в свободные полости кристаллической структуры, имеющиеся у данного минерала, при одновременной и эквивалентной сорбции катионов и анионов из растворов электролитов [1].

Результативно глауконит сорбирует и органические соединения. Эффективность очистки вод от фенола в исследованиях сорбционной способности глауконита Бондарского месторождения превысила 80% [3]. Глауконит рекомендуется к

использованию как сорбент нефтепродуктов, загрязняющих как водные объекты, так и почву.

В настоящей работе представлены результаты исследования сорбционных свойств обогащенного глауконита Белоозерского месторождения по отношению к некоторым нефтепродуктам: керосину, маслу и бензину.

Нефтеемкость глауконита ( $A$ , %) рассчитывали по формуле:

$$A = \frac{(P_T - P_0)}{P_0}$$

где  $P_T$  – масса сорбента после погружения в нефть, г;

$P_0$  – начальная масса сорбента, г.

По результатам экспериментальных и расчетных данных построен график зависимости нефтеемкости обогащенного глауконита от времени (рисунок 2).

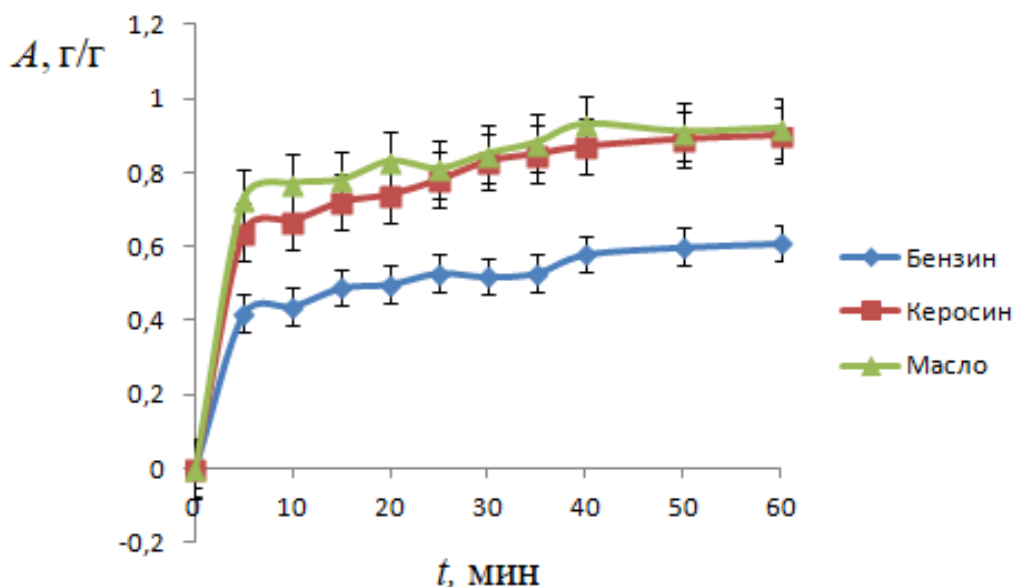


Рис. 2 - Кинетика нефтеемкости обогащенного глауконита для масла, бензина и керосина

Сорбентом служит обогащенный глауконит термически модифицированный при 190 °С. При анализе данных нефтепоглощения можно заключить, что, нефтепоглощение масла, бензина и керосина преимущественно больше в первые 10 минут контакта. Причем, происходит поглощение почти 90% исследуемых образцов. Затем при контакте глауконита с сорбентом в течение 60 минут видно, что нефтепоглощение бензина в среднем достигает значения  $(0,61 \pm 0,03)$ ; а нефтепоглощение масла  $(0,92 \pm 0,03)$ ; керосина  $(0,94 \pm 0,01)$ .

#### Библиографический список

1. Черногорова А. Е., Сухарев Ю. И., Багриновцева Е. О. // Известия Челябинского научного центра. 2020. Вып. 1. С. 72.
2. Дистанов, У. Г. Глаукониты // Природные сорбенты СССР; М.: 1990. –С. 132-146.
3. Вигдорович В. И., Цыганкова Л. Е., Акулов А. И. // Сорбционные и хроматографические процессы. 2011. т. 11. № 5. С. 678.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОРБЦИОННОЙ ЕМКОСТИ ГИДРОФОБНОГО СОРБЕНТА НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

Е.А. Байкина, С.Б. Вениг, В.Г. Сержантов,  
Г.Н. Наумова, Е.И. Селифонова

Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: selif-ei@yandex.ru

Исследованы сорбционные характеристики гидрофобного сорбента, полученного химическим модифицированием обогащенного глауконита стеариновой кислотой, на поверхности воды. Определены нефтепоглощение бензина, керосина и масла толщиной слоя: 1; 3; 5 мм (рисунок 1, 2).

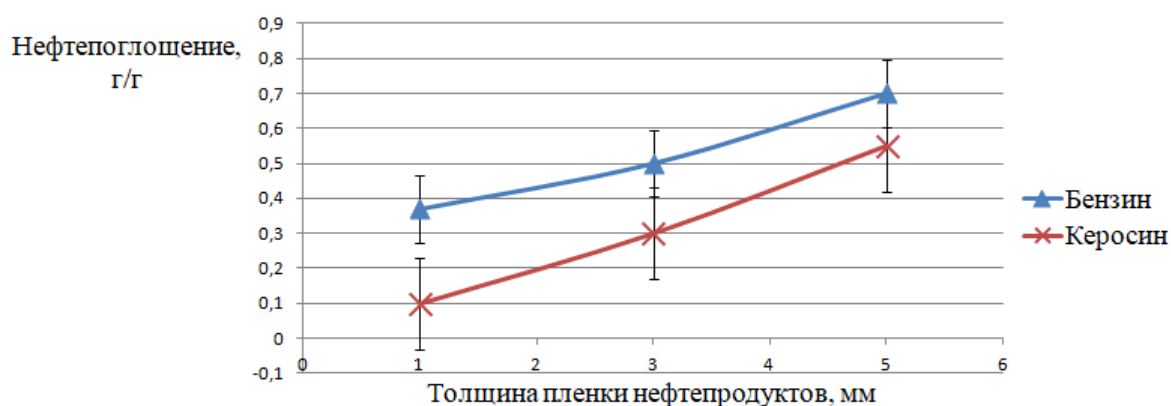


Рис. 1 – Значения нефтепоглощения модифицированных стеариновой кислотой образцов глауконита в зависимости от высоты слоя нефтепродуктов: бензина и керосина

Как видно из представленных графических результатов, нефтепоглощение бензина превышает нефтепоглощение керосина почти в 1,3 – 1,5 раз и практически соизмеримо с маслопоглощением.

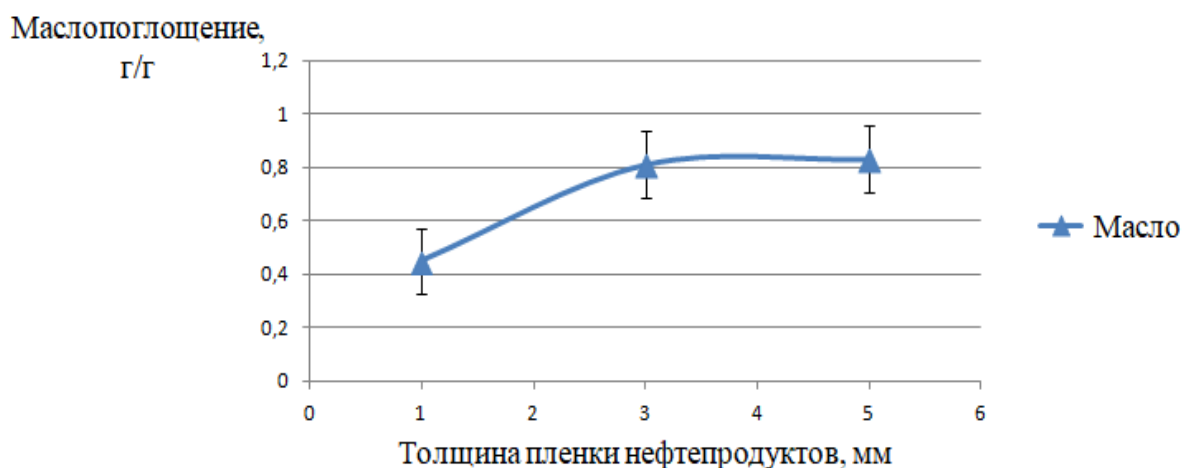


Рис. 2 – Значения маслопоглощения модифицированных стеариновой кислотой образцов глауконита в зависимости от высоты слоя подсолнечного масла

Время контакта нефтепродуктов с модифицированным сорбентом – 1 час.



Рис. 3. Фото модифицированного глауконита, нанесенного на слой бензина шириной 5 мм на поверхности воды

$$E = \frac{(P_t - P_0)}{P_0} \cdot 100\%,$$

где:

$P_t$  – вес сорбента после погружения в нефтепродукт, г;

$P_0$  – первоначальный вес сорбента, г.

Формула для расчета степени извлечения нефтепродуктов из воды (E)

Кинетические исследования процесса в течение 60 мин, при толщине нефтяного и масляного загрязнения 5 мм (рисунок 3, 4, 5).

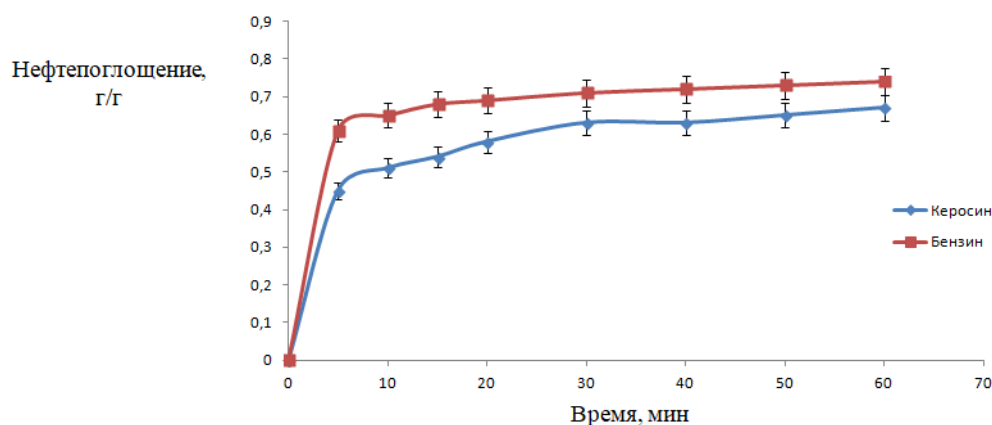


Рис. 4 – Зависимость нефтепоглощения от времени сорбции модифицированных стеариновой кислотой образцов глауконита при толщине нефтяного загрязнения 5 мм

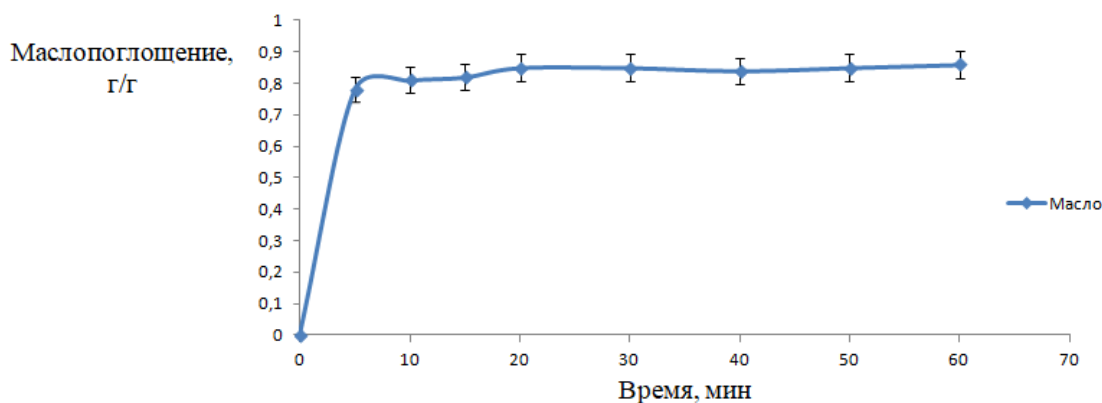


Рис. 5 – Зависимость маслопоглощения от времени сорбции модифицированных стеариновой кислотой образцов глауконита при толщине масляного загрязнения 5 мм

Извлечение нефтепродуктов и масла с поверхности воды составила у бензина до  $(72 \pm 5) \%$ , у керосина до  $(61 \pm 8) \%$  и у масла до  $(83 \pm 3) \%$ , что позволяет рекомендовать данную технологию для утилизации экологических катастроф при разливах масла и нефтепродуктов на поверхности природных водоемов.

## СТРАННЫЕ НЕХАОТИЧЕСКИЕ АТТРАКТОРЫ В СЛАБОДИССИПАТИВНОМ ОТОБРАЖЕНИИ ЭНО

**В.В. Балаева, А.В. Савин**

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

*E-mail: vkonda2000@mail.ru*

Известно [1,2], что при квазипериодическом воздействии на автоколебательную систему одним из типичных режимов является странный нехаотический аттрактор (СНА), представляющий собой объект странной (фракталоподобной) геометрической структуры с регулярной динамикой. К настоящему моменту такие аттракторы весьма подробно исследованы. Однако в подавляющем большинстве работ исследовались существенно диссипативные системы. Вместе с тем известно [3-5], что динамика систем со слабой диссипацией обладает рядом особенностей, связанных не только с возможностью сосуществования большого количества аттракторов, но и с изменением структуры и бассейнов притяжения хаотических режимов. Вопрос существования СНА в системах со слабой диссипацией был ранее затронут в работе [6], однако в ней не были определены области существования СНА в пространстве параметров.

Целью настоящей работы является определение областей параметров, соответствующих существованию СНА в слабодиссипативных системах на примере классической модели нелинейной динамики – отображения Эно. В частности, были изучены динамика СНА и эволюция их областей при варьировании величины параметра диссипации. Также были исследованы особенности динамики и свойств устойчивости СНА в слабодиссипативном пределе. Исследуемое отображение имеет вид:

$$\begin{cases} x_{n+1} = 1 - ax_n^2 - (1 - \nu)y_n + \epsilon \cos(2\pi\theta_n) \\ y_{n+1} = x_n \\ \theta_{n+1} = \theta_n + \omega \pmod{1} \end{cases}$$

Основную проблему при численной идентификации СНА представляет выбор критерия, позволяющего отличить СНА от сложного квазипериодического режима. Нами были использованы два метода локализации СНА: на основе рациональных аппроксимаций и на основе анализа распределения локальных показателей Ляпунова [2]. Второй метод показал большую эффективность. Для определения СНА необходимо сравнить время установления режима для СНА и для квазипериодического аттрактора как длины участков траектории, при которых доля неустойчивостей приходит в нуль. Также были получены графики для статистических характеристик устойчивости на основе вычисления локальных показателей Ляпунова для различных режимов, и была исследована их динамика при движении к слабодиссипативному пределу.

В данной работе было получено, что по мере уменьшения диссипации области в пространстве параметров, занятые СНА, существенно сокращались, а статистические характеристики устойчивости для СНА и хаотических аттракторов (рис. 1, б) становились более похожими. Приблизительное минимальное значение параметра

диссипации, при котором удалось обнаружить СНА с помощью метода с использованием локальных показателей Ляпунова, составило  $\nu = 1.997$ .

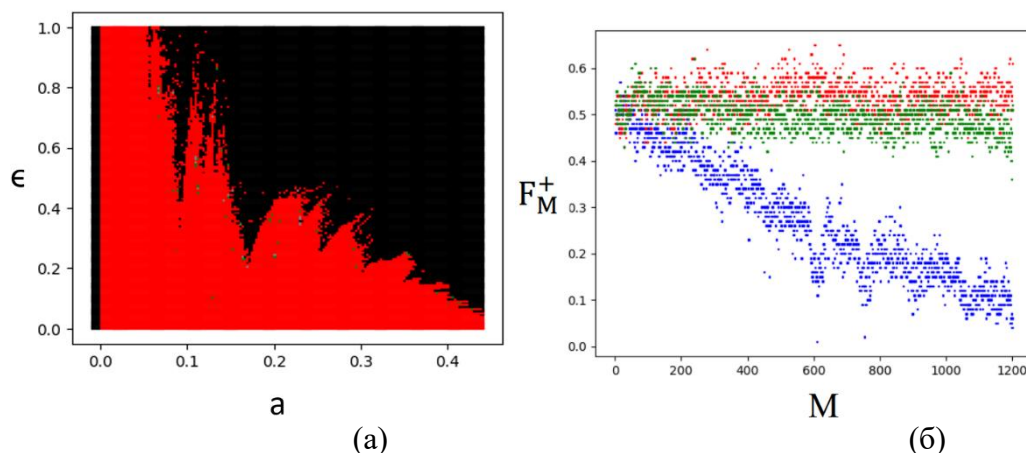


Рис. 1. (а) Карта динамических режимов с локализацией СНА для отображения Эно методом с использованием локальных показателей Ляпунова. Цветовые обозначения: красный – квазипериодический режим, зелёный – СНА, серый – хаос, чёрный – «разбегание». (б) График зависимости доли неустойчивых участков траектории  $F_M^+$  от длины участков траектории  $M$  для аттракторов в отображении Эно. Цветовые обозначения: синий – квазипериодическая динамика, зелёный – СНА, красный – хаос. Параметр диссипации для (а) и (б) принимает значение  $\nu = 1.997$ .

#### Библиографический список

1. *C. Grebogi, E. Ott, S. Pelikan, J. Yorke.* Physica D13, 261 (1984)
2. *U. Feudel, S. Kuznetsov, and A. Pikovsky.* Strange Nonchaotic Attractors. World Scientific, Singapore (2006)
3. *Feudel U., Grebogi C., Hunt B.R., Yorke J.A.* Physical Review E, v.54 (1996), 71
4. *Feudel U., Grebogi C.* Phys.Rev. Lett., v.91 (2003)
5. *A. P. Kuznetsov, A. V. Savin, and D. V. Savin.* Physica A 387, 1464 (2008)
6. *Shakir Bilal and Ramakrishna Ramaswamy* Phys. Rev. E 87, 034901 (2013)

# ОЦЕНКА РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ АО УСТРОЙСТВА С ДВОЙНЫМ ФУРЬЕ-ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ОТ МИКРООБЪЕКТОВ

С.С. Баров<sup>1</sup>, Е.Л. Никишин<sup>1</sup>, М.В. Павлова<sup>1</sup>, А.В. Сучилин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет

имени Гагарина Ю.А.

E-mail: cth.bar@yandex.ru

Акустооптическое (АО) устройство визуализации с двойным Фурье-преобразованием исследуемого сигнала состоит из акустической и оптической систем [1,2]. Как показано в работе [3], разрешающая способность такого устройства визуализации зависит от того, в какой плоскости АО взаимодействия относительно оси акустической линзы рассматривается этот параметр.

Проведём теоретическую оценку разрешающей способности акустической и оптической систем устройства для главной плоскости АО взаимодействия. Главной плоскостью АО взаимодействия считаем плоскость, образованную направлением излучения лазера и осью акустической линзы. Для визуализации протяжённого в главной плоскости АО взаимодействия акустического поля из-за необходимости выполнения условия Брэгга требуется использовать расходящийся в этой плоскости световой пучок. Схема формирования дифрагированного лазерного пучка, несущего информацию об акустическом поле от точечного источника, расположенного в фокальной плоскости акустической линзы, показана на рисунке 1.

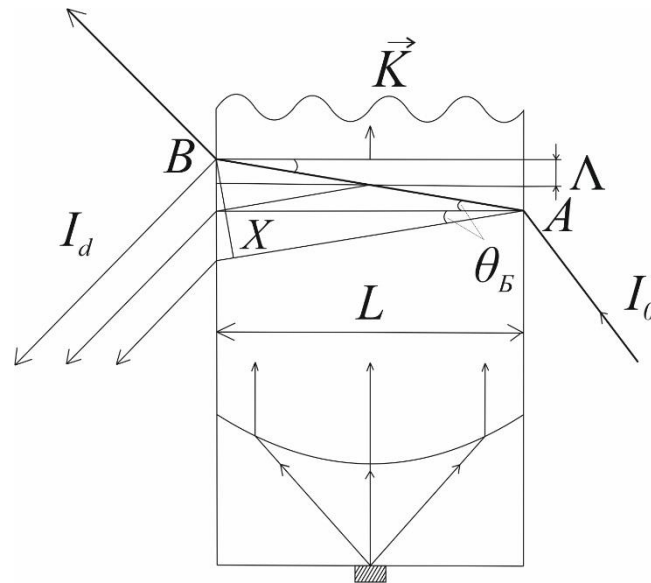


Рис.1. Схема формирования дифрагированного лазерного пучка

Здесь  $L$  – апертура акустической линзы, которая равна длине АО взаимодействия,  $\Lambda$  – длина ультразвуковой волны. Схема приведена в предположении, что акустическая линза формирует квазиплоскую уругую волну.

Тогда в соответствии с критерием Релея, разрешение акустической системы по углу определяется выражением

$$\psi = \frac{\Lambda}{L} = \frac{v_{зв}}{fL}, \quad (1)$$



где  $v_{зв}$  – скорость упругой волны в среде АО взаимодействия,  $f$  – частота этой волны.

Для оценки разрешения оптической системы определим апертуру дифрагированного светового пучка. Из всего множества лучей падающего на акустооптическую ячейку клиновидного пучка лишь для одного луча строго выполняется условие Брэгга. Этот луч проходит в фотоупругой среде путь  $AB$  и падает на фронт упругой волны под углом  $\theta_B$ , который определяется выражением

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda_{св}}{2\Lambda} = \frac{\lambda_0 f}{2n v_{зв}}, \quad (2)$$

где  $\lambda_{св}$  – длина волны света в АО среде,  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме,  $n$  – показатель преломления среды взаимодействия. Из анализа схемы АО взаимодействия следует, что апертура дифрагированного пучка  $X$  равна

$$X = AB \sin 2\theta_B. \quad (3)$$

Геометрическая длина пути взаимодействующего с упругой волной светового луча  $AB$  при длине взаимодействия  $L$  равна

$$AB = \frac{L}{\cos \theta_B}. \quad (4)$$

Преобразуем формулу (3) с учётом (2) и (4):

$$X = \frac{L \sin 2\theta_B}{\cos \theta_B} = \frac{L \lambda_0 f}{n v_{зв}}. \quad (5)$$

В результате угловое разрешение оптической системы по критерию Релея будет равно

$$\varphi = \frac{\lambda_{св}}{X} = \frac{\lambda_0}{n X} = \frac{v_{зв}}{L f}. \quad (6)$$

Таким образом, формулы (1) и (6) свидетельствуют, что в приближении геометрической оптики и при строгом выполнении условия АО взаимодействия Брэгга разрешающие способности акустической и оптической систем устройства в главной плоскости АО взаимодействия совпадают и улучшаются с ростом частоты ультразвука обратно пропорционально её величине.

#### Библиографический список

1. Колотырин А. А., Зимняков Д. А., Никишин Е. Л., и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37, вып.21. С. 9.
2. Колотырин А. А., Никишин Е. Л., Павлова М. В., Сучилин А. В. // Материалы междунар. науч.-тех. конф. АПЭП-2014. Саратов, СГТУ, 2014. Т.1. С.290.
3. Никишин Е.Л., Павлова М.В., Сучилин А.В. // Изв. Сарат. ун-та. Нов.сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 3. С. 178. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-178-187>.

## НЕВЗАИМНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В БИКОМПОНЕНТНОЙ МАГНИТНОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ

А.С. Бир, С.А. Одинцов Д.В. Романенко, А.В. Садовников,  
С.В. Гришин

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: bir.evstegneeva.1997@gmail.com*

В последнее время активно исследуются магнитные метаповерхности (1D и 2D магнитные кристаллы (МК)) в виде комбинации двух магнитных материалов - бикомпонентные магнитные метаповерхности: Co/Pu [1], YIG/Pu [2, 3], YIG/Co [3], Pu/Fe [4] и др. Интерес к таким искусственно созданным структурам обусловлен влиянием их магнитных свойств на спектр запрещенных зон МК, а также появлением у них новых свойств, которыми не обладают однокомпонентные магнитные метаповерхности.

Как правило, бикомпонентные магнитные метаповерхности создаются на основе магнитной «матрицы» из одного магнитного материала и 2D решетки из другого магнитного материала, которая встраивается в магнитную матрицу двумя способами. В первом случае магнитная матрица содержит 2D решетку отверстий, в которых размещаются магнитные диски нанометровых размеров [1]. Во втором случае 2D решетка либо из магнитных элементов квадратной/прямоугольной формы микронных размеров [2], либо из магнитных нанодисков [3] размещается непосредственно на поверхности магнитной матрицы из железо-иттриевого граната (ЖИГ). В зависимости от свойств магнитной матрицы и топологии магнитных включений в спектре спиновых волн (СВ), бегущих в магнитной матрице, наблюдаются не только брегговские резонансы, обусловленные отражением бегущих СВ от периодической структуры, но и частотные полосы поглощения, обусловленные резонансными свойствами самих магнитных включений [2,3]. При этом поглощение наблюдается для бегущих СВ с длиной волны, намного превосходящей период структуры. Метаповерхность для таких бегущих СВ является поглощающей.

До настоящего времени исследования бикомпонентных магнитных метаповерхностей проводились в линейном режиме. В настоящей работе проведено исследование параметрического трехволнового нелинейного спин-волнового взаимодействия в бикомпонентной магнитной метаповерхности, у которой два магнитных материала обладают сильно отличными значениями намагниченности (YIG/Pu). Как будет показано в докладе, в такой структуре в зависимости от напряженности внешнего постоянного магнитного поля параметрическое возбуждение коротковолновых СВ может осуществляться либо одновременно поверхностной магнитостатической СВ (ПМСВ), бегущей в ЖИГ-матрице, и стоячими СВ в дисках из металлического ферромагнетика (пермаллоя), либо только стоячими СВ в пермалловых дисках. Если в ЖИГ-матрице возбуждается ПМСВ, обладающая невзаимными свойствами, то в этом случае открывается возможность для исследования явления *невзаимного параметрического спин-волнового резонанса*.

Бикомпонентная магнитная метаповерхность создана на основе ЖИГ-волновода, на одной из поверхностей которого располагаются металлические магнитные

включения в виде 2D решетки из пермалловых дисков диаметром 50 мкм, высотой 210 нм, намагниченностью насыщения  $10^4$  Гс, периодом 100 мкм, занимающих площадь  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup>. ЖИГ-волновод длиной 15 мм и шириной 4 мм выполнен из пленки ЖИГ толщиной 10 мкм и с намагниченностью насыщения 1750 Гс. Закороченные с одного конца микрополосковые преобразователи шириной 50 мкм находятся на расстоянии 7 мм друг от друга и используются для возбуждения и приема ПМСВ.

На Рис.1а показаны амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности, измеренные при такой напряженности магнитного поля  $H_0$ , при которой параметрические трехволновые процессы в ЖИГ-волноводе запрещены, а для мод стоячих СВ в пермалловых дисках разрешены. Видно, что при  $H_0=1400$  Э в спектре бегущей ПМСВ находятся две полосы поглощения с центральными частотами  $f_2=6.224$  ГГц и  $f_4=6.258$  ГГц, соответствующими стоячим модам пермалловых дисков. Изменение направления магнитного поля на противоположное ( $H_0=-1400$  Э) приводит к изменению не только уровня ослабления сигнала, но и частотного расположения полос поглощения в спектре ПМСВ. Теперь только одна полоса поглощения с центральной частотой  $f_3=6.243$  ГГц наблюдается в спектре ПМСВ. Как показано на Рис. 1б, на частоте  $f_3/2$  при  $H_0=-1400$  Э наблюдается параметрическое возбуждение СВ, а при  $H_0=1400$  Э такое возбуждение отсутствует.

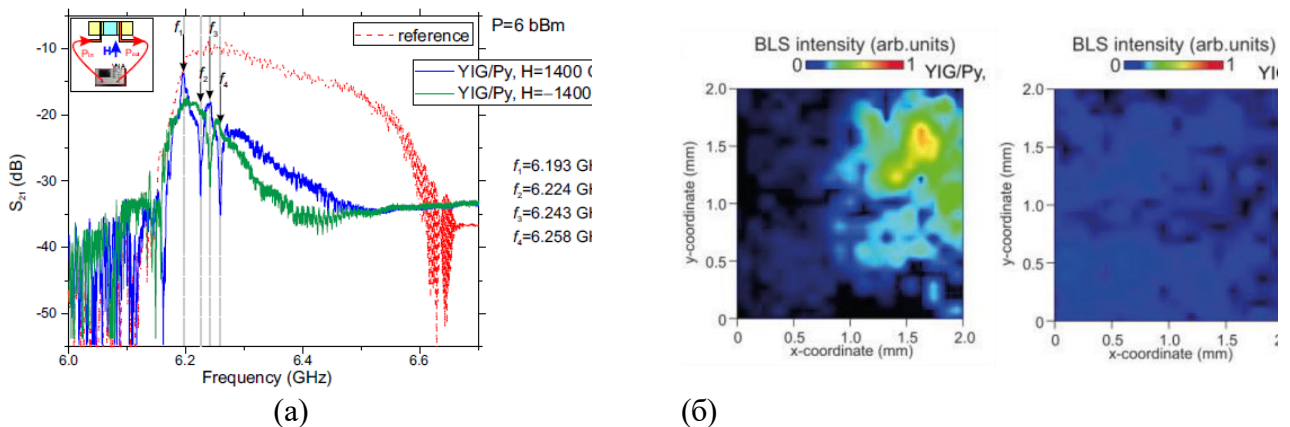


Рис. 1. (а) АЧХ магнитной метаповерхности (сплошные линии) и однородной пленки ЖИГ (пунктирная линия), измеренные в линейном режиме; (б) пространственные распределения намагниченности, измеренные с помощью Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии на частоте  $f_3/2$  для  $H_0=-1400$  Э (левая карта) и для  $H_0=1400$  Э (правая карта).

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 19-79-20121).*

#### Библиографический список

1. Duerr G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, No 20. P. 202502.
2. Высоцкий С.Л. и др. // ФТТ. 2020. Т. 62, № 9. С. 1494-1498.
3. Yu H. et al. // Adv. Funct. Mater. 2022. P. 2203466.
4. Gubbiotti G. et al. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93, No 18. P. 184411.

## РАЗРАБОТКА ТЕЛЕМЕДИЦИНСКОГО ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ УРОВНЯ САХАРА В КРОВИ НА БАЗЕ ANDROID

Д.Ю. Будник<sup>1</sup>, Ю.М. Ишбулатов<sup>1,2,3</sup>, А.С. Караваев<sup>1,2,3</sup>

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

<sup>2</sup>*Отдел продвижения новых кардиологических информационных технологий НИИ кардиологии ФГБОУ ВО Саратовский ГМУ им. В.И. Разумовского Минздрава России*

<sup>3</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: daniil.budnik@mail.ru*

Проблема, связанная с повышенным уровнем сахара в крови, является одной из самых распространённых в наше время [1][2]. Из открытых источников известно, что количество людей, страдающих диабетом, возросло с 108 миллионов в 1980 году до 422 миллионов в 2014 году [3]. К тому же в 2016 году 1,6 миллиона случаев смертей были непосредственно вызваны диабетом. Еще 2,2 миллиона случаев смертей в 2012 году были обусловлены высоким содержанием глюкозы в крови. По мнению аналитиков, преждевременная смертность от диабета возросла на 5% за период с 2000 по 2016 год. К тому же, по данным Международной федерации диабета, в 2021 году количество больных диабетом в мире достигло 537 млн. человек.

Ситуация усугубляется в России тем, что далеко не все существующие на рынке глюкометры, включая одобренные Министерством Здравоохранения глюкометры «Ассу-Чек», имеют телекоммуникационный канал для отправки и сбора медицинских данных. Представленные на рынке глюкометры, которые имеют телекоммуникационный канал, как правило, отличаются либо чрезмерно высокой стоимостью самого прибора или его расходников, либо они низкого качества и их не рекомендуют врачи для использования, так как они имеют низкую точность, либо приборы высокоточные, но используют свою скрытую базу данных, что делает их недоступными для анализа и обработки.

Сформулированные выше проблемы могут решить современные автоматизированные телемедицинские системы обработки анализа медицинских данных, обеспечивающие считывание показаний глюкометров у пациентов, накопление в базы данных на удалённом медицинском сервере для контроля и прогноза состояния данного пациента и динамики патологий. Такие системы могут дополнительно обеспечить подход медицины прямого доступа, когда врач исключается, и снижает нагрузку на врачей первичного звена.

Реализовать такой телекоммуникационный канал можно с помощью Android-смартфона путём разработки специального программного обеспечения для детектирования показания уровня глюкозы, основанного на фотографировании экраном глюкометра, автоматическом распознавании показаний с помощью корреляционного анализа и отправке значений на удаленный сервер для интеграции в разработанную коллегами из НИИ Кардиологии СГМУ информационно аналитическую систему ИС-Кардио.

В данной работе была разработана структурная схема телемедицинской системы для получения показаний глюкометра «Ассу-ЧекActive» посредством его фотографирования смартфоном на базе операционной системы Android.

Была разработана методика детектирования семисегментных индикаторов, используемых в глюкометре, посредством корреляционного анализа (рис. 1). Алгоритм включает в себя специальную предварительную обработку изображения, метод нахождения цифры по геометрическим образам пятен, а также корреляционный анализ с использованием заранее подготовленных эталонных образов.

Важным этапом в разработке метода являлся подбор эталонных образов, от которых сильно зависела итоговая корреляция. В ходе работы были рассмотрены и сравнены несколько видов эталонных образов. Было выявлено, что у семисегментных цифр, которые отличаются лишь на один сегмент, возникает сильная корреляция, которая может ухудшить детекцию при неудачной фотографии.

Результатом работы является разработанное программное обеспечение для смартфонов с методами распознавания уровня сахара в крови по фотографии. Кроме того, был спроектирован и реализован программный модуль для интеграции с удалённым медицинским сервером из НИИ Кардиологии СГМУ для сбора данных о пациентах.

На данный момент была создана прикладная программа, которая может в реальном времени распознавать показания глюкометра в реальном времени с вероятностью более 69% с помощью корреляционного анализа. Данный алгоритм отличается низкой вычислительной сложностью по сравнению с нейросетевыми подходами, является легковесным, обеспечивая работу в реальном времени на маломощном процессоре смартфона.



Рис. 1 – Блок-схема методики распознавания с помощью корреляционного анализа

#### Библиографический список

1. М.У. Шарофова, Ш.С. Сагдиева, С.Д. Юсуфи. Сахарный диабет: современное состояние вопроса (часть 1). // Вестник авиценны. Том 21. №3. 2019 г. С 503.
2. М.У. Шарофова, Ш.С. Сагдиева, С.Д. Юсуфи. Сахарный диабет: современное состояние вопроса (часть 2). // Вестник авиценны. Том 21. №4. 2019 г. С 661.
3. Всемирная организация здравоохранения. Диабет. / [Электронный ресурс]. <https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/diabetes>

## РЕКОНФИГУРИРУЕМЫЕ НАНОФОТОННЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

**А.А. Бурцев, В.В. Ионин, А.В. Киселев, Н.Н. Елисеев,  
В.А. Михалевский, А.А. Невзоров, А.А. Лотин**

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН  
E-mail: murrkiss2009@yandex.ru*

В эпоху взрывного развития информационных технологий потребность в хранении и обработке данных растет в геометрической прогрессии. Глобальный объем пакетов данных, генерируемых мобильной электроникой, видеоустройствами высокой четкости, передовыми технологиями, включая искусственный интеллект (ИИ) и суперкомпьютеры, удваивается каждые 2 года [1]. В последние десятилетия наблюдается захватывающая конкуренция между оптическими и электронными решениями для реализации функций передачи, хранения и эффективной обработки информации. Как в электронике, так и в фотонике был достигнут значительный прогресс и экспоненциальный рост многих свойств, таких как плотность хранения (закон Мура) [2] для полупроводниковых устройств и скорость передачи оптических волокон (закон Кека) [3]. Сегодня оптические системы предпочтительнее, если необходимо передавать информацию, из-за гораздо более высокой пропускной способности оптических систем по сравнению с электронными системами. Тем не менее, электронные системы уже достигли очень высокого уровня интеграции и миниатюризации, что дает им преимущество при хранении данных. Они также имеют эффективно реализованную логику на основе транзисторов. Следовательно, электронные системы в настоящее время превосходят возможности обработки и хранения данных, поскольку они предлагают «программируемую» гибкость с точки зрения электронного «пере-подключения» для различных целей. Таким образом, для следующего поколения конкурентоспособных фотонных систем требуется более высокий уровень интеграции и миниатюризации, а также регулируемые функциональные возможности для реализации новых оптических устройств [4]. Для полностью оптической коммутации или маршрутизаторов без движущихся механических частей требуются материалы, обеспечивающие подходящие регулируемые оптические свойства.

Среди существующих подходов интеграция фазоизменяемых материалов (ФИМ), особенно халькогенидных сплавов, с нанофотонными платформами предлагает наиболее многообещающий путь к реконфигурируемым оптическим функциям [5]. Это связано с уникальным свойством халькогенидных ФИМ, которое позволяет надежно и воспроизводимо переключать их оптические / электрические характеристики в течение миллиардов циклов переключения. Данные материалы привлекают всё большее внимание в области создания энергонезависимой памяти следующего поколения и оптической записи информации высокой плотности [6]. Как правило, халькогенидный материал имеет два или более отдельных фазовых состояния, в которых заметно изменяются физические свойства (такие как теплоемкость

и теплопроводность, коэффициенты отражения и пропускания, электрическая проводимость и т. д.). Изменение состояния обусловлено тепловым воздействием, обычно посредством электрического или лазерного импульса [7].

В данной работе приводятся результаты исследования многослойной структуры из нескольких слоев ФИМ [8] и системы управления оптическим сигналом на основе полимерного волновода с нанесенной тонкой (50 нм) пленкой ФИМ [9]. Полученные результаты демонстрируют перспективный путь создания новых устройств на основе тонких пленок халькогенидов, таких как многоуровневая память, оптические фильтры, полностью оптические логические элементы и их массивы, биоподобные оптико-электронные устройства [10, 11]. Поскольку соотношение фаз контролируется оптическими методами (одновременно измеряются коэффициенты пропускания и отражения) [12, 13], приведенный метод позволяет достичь более высокой точности и стабильности всех программируемых состояний по сравнению с контролем электрофизическими методами (через удельную проводимость или сопротивление) [14].

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника».*

#### Библиографический список

1. Gu M., Zhang Q., Lamon S. // Nat. Rev. Mater. 2016. Vol. 1. 16070.
2. Moore G.E. // Electronics. 1965. Vol. 38. Pp. 114–117.
3. Hecht J. // IEEE Spectrum. 2016. Vol. 53. pp. 28-53.
4. Wuttig M., Bhaskaran H., Taubner T. // Nature Photonics. 2017. Vol. 11. № 8. pp. 465-476.
5. Abdollahramezani S., Hemmatyar O., Taghinejad H., Krasnok A., et al. // Nanophotonics. 2020. Vol. 9. №. 5. pp. 1189-1241.
6. Guo P., Sarangan A. M., Agha I. // Applied sciences. 2019. Vol. 9. №.3. 530.
7. Kolobov A.V., Tominaga J. Chalcogenides: Metastability and Phase Change Phenomena. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2012. 287 p.
8. Бурцев А.А., Притоцкий Е.М., Ионин В.В., Киселев А.В. и др. // Тр. XXV Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». 2021 г. Т. 2. С. 80-81.
9. Ionin V.V., Kiselev A.V., Burtsev A.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 119. 081105.
10. Zhang W., Mazzarello R., Wuttig M., Ma E. // Nat. Rev. Mater. 2019. Vol. 4. Pp. 150–168.
11. Lian C., Vagionas C., Alexoudi T., et al. // Nanophotonics. 2022. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2022-0089>
12. Kiselev A.V., Ionin V.V., Burtsev A.A., et al. // Optics & Laser Technology. 2022. Vol.147. 107701.
13. Kiselev A.V., Mikhalevsky V.A., Burtsev A.A., et al. // Optics & Laser Technology. 2021. Vol. 143. 107305.
14. Raoux S., Wuttig M. Phase Change Materials. Science and Applications. Springer Science+Business Media. 2009. 845 p.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ Au НАНОКЛАСТЕРОВ НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Д.Н. Бухаров, С.М. Аракелян

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

E-mail: buharovdn@gmail.com

Системы нанокластеров, сформированные из золотых (Au) наночастиц, находят применение как материалы с уникальными свойствами, применяемые для нужд современной биологии, наноэлектроники и оптофотоники [1].

Рассматриваемые образцы, изображенные на рис. 1а, были получены методом термодиффузионного осаждения на стеклянную подложку при ее многократном сканировании пучком лазерного излучения. Осаждение производилось из коллоидного раствора наночастиц золота со средними размерами порядка 100 нм [2]. Исследование их структуры, выполненное с помощью РЭМ Quanta 200 3D и зондовой нанолaborатории Integra-Aura, показало наличие нанокластеров с размерами от 50 нм до 1 мкм с топологией, существенно зависящей от количества сканирований подложки. Можно предположить, что экспериментальные образцы были получены вследствие двух процессов: нагревания жидкой фазы раствора и диффузии дисперсной составляющей. Лазерный нагрев приводит к уменьшению вязкости в области воздействия и появлению течения в коллоидном растворе в эту область, которое сопровождается термодиффузией частиц на подложку. В области воздействия наблюдается горение глицерина и температура в ней может быть оценена примерно как  $150^{\circ}\text{C}$ , а коэффициент диффузии –  $D=1.07 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$ . В связи с этим для описания формирования нанокластеров на подложке применима модель DLA [3], реализованная методом клеточного автомата со случайными блужданиями частиц с величинами 1 отн.ед. с единичными относительными смещениями. В качестве окрестности использовалась окрестность фон Неймана [4]. Влияние поверхностного натяжения и температуры в этом приближении учитывается в параметре вероятности прилипания ( $s$ ), который пропорционален относительному коэффициенту поверхностного натяжения ( $\sigma$ ):  $s=\sigma=M(1-T_{\text{отн}})$ [5], где  $M=L_h/k$  – нормировочный коэффициент ( $L_h$  – относительная скрытая теплота,  $k$  – кривизна фронта кристаллизации),  $T_{\text{отн}}=T/T_k$ ,  $T=150^{\circ}\text{C}$ ,  $T_k=290^{\circ}\text{C}$  – текущая и критическая температуры соответственно. В дискретном виде  $L_h=1$  и для окрестности фон Неймана  $k=9$ . Тогда  $s=0.054$ . Для этих параметров на рис. 1б изображена модель структуры металлической пленки Au. Ее хаусдорфова размерность, полученная методом boxcounting[6], составила величину 0.833

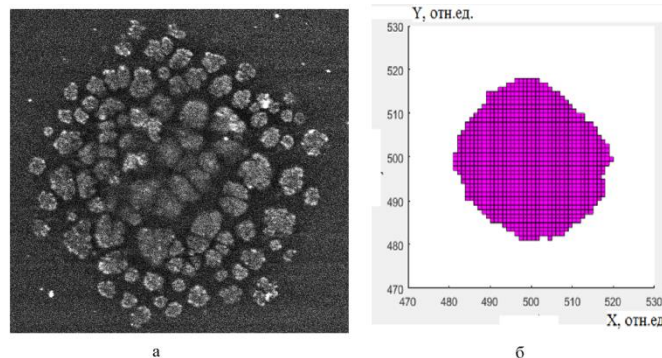


Рис. 1. (а) Образец Au нанокластеров. (б) DLA модель



Радиус нанокластера составил величину 40 отн. ед. или в случае масштабного коэффициента по пространству, равного 10 нм – 400 нм. Полученное значение попадает во множество измеренных размеров нанобъектов. Разница хаусдорфовых размерностей модели и экспериментального образца составила величину порядка 0,01. Сравнивая результаты эксперимента и моделирования можно сделать вывод об их удовлетворительном совпадении на уровне размерностей. Таким образом, предложенная модель достаточно адекватно отображает структуру экспериментальных образцов в первом приближении.

#### Библиографический список

1. Sun J. and Jin Y. // J. Mater. Chem. C. 2014. V. 2. № 38. Pp. 8000–8011.
2. Kucherik A., Arakelian S., Kutrovskaya S. et al. // Journal of Nanomaterials. 2017. 10.1155/2017/8068560.
3. Mroczka J., Woźniak M., Onofri F.R.A. // Metrol. Meas. Syst. 2012. V. XIX. № 3. Pp. 459-470.
4. Zaitsev, D. A. // Theoretical Computer Science. 2017. V. 666. Pp. 21-35.
5. Vakili S., Steinbach I., Varnik F. // Procedia Computer Science. 2017. V. 108. Pp. 1852-1862.
6. Gonzato G. // Computers & Geosciences. 1998. №24. Pp. 95-100.

## РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СИГНАЛА ЭЛЕКТРОКАРДИОГРАММЫ ЗДОРОВОГО ЧЕЛОВЕКА С ЗАДАННОЙ ФАЗОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

А.М. Вахлаева<sup>1</sup>, Ю.М. Ишбулатов<sup>1,2</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: vakhlaeva.anna@gmail.com

Согласно данным Всемирной Организации Здравоохранения, заболевания сердечно-сосудистой системы (ССС) являются ведущей причиной смертности во всем мире [1]. Артериальная гипертензия и ишемическая болезнь сердца являются одними из наиболее распространенных заболеваний ССС. По данным Российского кардиологического общества [2], только 40-50% людей, подверженных ишемической болезни сердца, знают о своем диагнозе и получают соответствующее лечение. Это связано с тем, что первые симптомы малозаметны, почти в 50% случаев инфаркт миокарда становится первым проявлением ишемической болезни.

В работе [3] показано, что инфаркт миокарда и развитие артериальной гипертензии приводят к статистически значимым изменениям индекса суммарного процент фазовой синхронизации RR-интервалограммы и фотоплетизмограммы (S-индекс). S-индекс так же показал прикладную важность при контроле терапии артериальной гипертензии и инфаркта миокарда [4], однако, планомерное исследование точности оценки S-индекса от параметров метода введения фазы не производилось. В работе представлена реализация первого этапа данного исследования – разработка математической модели сигнала электрокардиограммы (ЭКГ) с заданной фазой частотной модуляцией, т.е. с априорно известной формой сигнала RR-интервалограммы.

Модель разработана на основе математической модели [5] и модифицирована таким образом, чтобы частотная модуляция основного ритма сердца обладала заданной фазой.

Разработанная математическая модель описывается системой, состоящей из трех дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dot{x}(t) = \alpha x(t) - 2\pi(f_0 + k_m \sin(\varphi(t)))y(t) \\ \dot{y}(t) = \alpha y(t) + 2\pi(f_0 + k_m \sin(\varphi(t)))x(t), \\ \dot{z}(t) = -\sum_{i \in P, Q, R, S, T} \alpha_i \Delta t_i \exp\left(\frac{-\Delta t_i^2}{2b_i^2}\right) - (z - z_0) \end{cases} \quad (1)$$

где  $f_0$  – собственная частота сокращений сердца,  $k_m$  – передаточный коэффициент,  $\varphi_m(t)$  – заданная фаза сигнала частотной модуляции,  $\alpha = 1 - \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\beta$  – управляющий коэффициент.

На рисунке 1 представлены временной ряд (рис.1(a)) и спектры (рис.1(b)) математической модели, полученные для случая линейно нарастающей  $\varphi_m(t)$ , соответствующей гармоническому сигналу с частотой 0.1 Гц, и случая фазы, выделенной

из реальной RR-интервалограммы. Временной ряд демонстрирует качественное соответствие формы модельного сигнала форме реальной ЭКГ. На спектрах мощности присутствуют спутные гармоники при основной частоте сокращения сердца, которые говорят о наличии частотной модуляции с частотой около 0.1 Гц. На рисунке 1(с) сопоставлены временные ряды сигнала  $\sin(\varphi_m(t))$  и RR-интервалограммы, оцененной по модельному сигналу ЭКГ. Сигналы демонстрируют высокую степень соответствия.

Представленная модель может быть использована для подбора параметров методов введения фаз колебаний 0.1 Гц ритмов сигналов RR-интервалограммы.

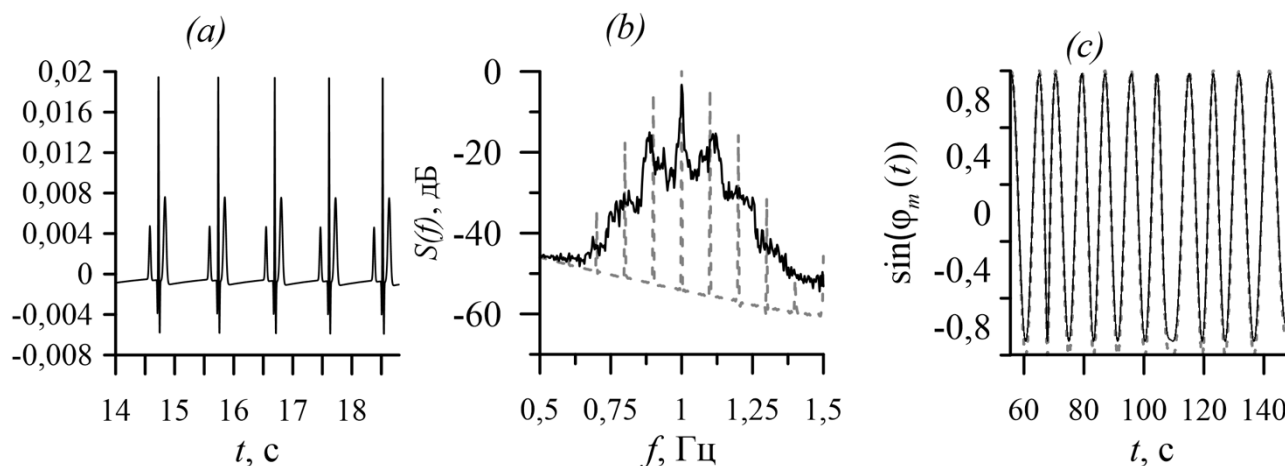


Рис. 1. (а) Временной ряд сигнала электрокардиограммы, сгенерированный математической моделью. (б) Оценка спектров мощностей сигналов. Сплошной линией обозначен спектр мощности сигнала электрокардиограммы, полученного с помощью фазы 0.1 Гц-колебаний экспериментального сигнала variability ритма сердца здорового человека. Пунктирной линией обозначен спектр мощности сигнала электрокардиограммы, полученного с помощью синтетической фазы 0.1 Гц-колебаний сигнала variability ритма сердца здорового человека. (с) Временные ряды частотных модуляций. Сплошной линией обозначена частотная модуляция сигнала variability сердечного ритма, выделенная из сигнала, генерируемого разработанной математической моделью. Пунктирной линией обозначена частотная модуляция сигнала variability сердечного ритма, сгенерированная на основе заданной фазы.

#### Библиографический список

1. World Health Organization The top 10 causes of death [Электронный ресурс]. Дата обновления: 9.12.2020. URL: <https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/the-top-10-causes-of-death> (дата обращения: 11.05.2022).
2. Российское кардиологическое общество (РКО) // Российский кардиологический журнал. 2020. В. 25(11). С. 4076.
3. Karavaev A. S., Prokhorov M. D., Ponomarenko V. I., Kiselev A. R et al., //CHAOS 19, 033112 (2009)
4. Киселев А.Р., Гриднев В.И., Караваяев А.С. и соавт. // Саратовский научно-медицинский журнал, 2010, том 6, No 2, с. 328-338
5. McSharry P.E., Clifford G.D., Tarassenko L., Smith L.A. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2003. V. 50(3). P. 289-294.

## ТОПОЛОГИЯ УСТРОЙСТВ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ НА ВОЛНАХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

**Б.В. Сергеева, А.А. Андреев, И.С. Великанов, В.Н. Гусятников**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

*имени Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: bsergeeva@bk.ru*

Устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) – перспективные устройства функциональной микроэлектроники, способные осуществлять широкий круг радиотехнических функций в СВЧ диапазоне, включая его коротковолновую часть [1-4]. При разработке устройств на ВПЗ приходится решать вопросы, связанные с конструированием тонкопленочной полупроводниковой структуры (ТПС) с ОДП.

ТПС для разрабатываемых устройств имеет вид планарной конструкции (рис. 1) и представляет собой эпитаксиальную пленку 1 полупроводника с ОДП [5-15], выращенную на полуизолирующей подложке 2. Концентрация примеси в пленке выбирается совместно с толщиной пленки  $d$  для необходимости обеспечения стационарного распределения поля и концентрации электронов (для предотвращения образования ганновских доменов).

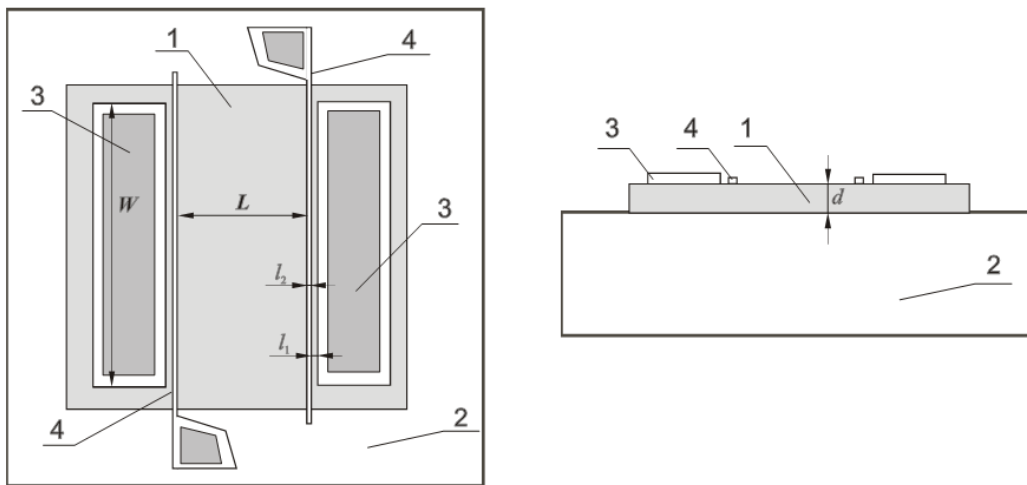


Рис. 1.

На поверхности пленки создаются катодный и анодный омические контакты 3 (ОК), расположенные между ними входной и выходной элементы связи ТПС с электродинамической системой, выполненные в виде одинаковых полосковых металлических контактов с барьером Шоттки 4 (БШ). Между омическими контактами в рабочем режиме прикладывается статическое напряжение смещения, создающее в пленке сильное постоянное электрическое поле, параллельное плоскости пленки. Напряженность этого поля  $E_0$  соответствует участку ОДП на зависимости дрейфовой скорости электронов  $v(E)$  и вызывает дрейф электронов в пленке. Входной и выходной элементы связи служат для преобразования входных электромагнитных сигналов в ВПЗ и для обратного преобразования ВПЗ в выходные сигналы. Их важ-

ным свойством является широкополосность, принципиально необходимая при работе в многочастотном режиме. Зазоры между ОК и барьерами Шоттки выбирались равными  $l_2 = 2,5$  мкм, а ширина самих БШ  $l_1 = 1,5$  мкм.

Поверхность всей структуры прибора за исключением золотых контактных площадок покрывается тонкой ( $\sim 0,3$  мкм) пленкой двуокиси кремния. Толщина металлических пленок полосковых барьеров Шоттки равна  $0,3$  мкм, на контактных площадках БШ и омических контактов она увеличена до  $1$  мкм, что в 2-3 раза превышает толщину скин-слоя для выбранных рабочих частот разрабатываемых устройств.

Наиболее важные электрофизические параметры устройства: апертура –  $290$  мкм, длина активной области –  $60$  мкм, зазор между ОК и БШ –  $2,5$  мкм, ширина БШ –  $1,5$  мкм, толщина пленки –  $1,4$  мкм; концентрация доноров в пленке –  $5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ; подвижность электронов в пленке в слабом поле –  $6000$  см $^2$ /(В·с); пробивное напряжение БШ –  $> 12$  В; сопротивление участка катод-анод –  $2 \div 2,5$  кОм; ток анода –  $7 \div 8$  мА.

Разработана ТПС на основе *n-GaAs*, которая может использоваться в устройствах для обработки сигналов в коротковолновой части СВЧ диапазона.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-00603 А).*

#### Библиографический список

1. *Kutabe K., Kanbe H.* // Int. J. Electronics. 1985. V. 58. P. 587.
2. *Михайлов А.И. и др.* // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 2000. V. 43 (2). P. 16.
3. *Михайлов А.И., Сергеев С.А., Игнатьев Ю.М.* (РФ). Патент 2138116 РФ, МКИ Н 03 D 7/00, 7/12, Н 01 L 27/095. Преобразователь частоты СВЧ диапазона. Оpubл. 20.09.99.
4. Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.
5. *Михайлов А.И., Сергеев С.А., Сергеева Б.В.* // Физика полупроводников и твердотельная электроника: Сборник статей. Саратов: Амирит, 2022. С. 101-119.
6. *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники: Тез. докл. Таганрог, 1994. Ч. 1. С. 88.
7. *Михайлов А.И.* // Письма в ЖТФ. 1995. V. 21. P. 21.
8. *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Перспективные направления развития электронного приборостроения. Материалы конф. Саратов, 2003. С. 252.
9. *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2009. Вып. 16. С. 38.
10. *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сб. статей. Саратов: ИЦ Наука, 2013. С. 59.
11. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Сергеева Б.В.* // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы: Труды междунард. конф. Ульяновск: УлГУ, 2009. С. 256.
12. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Сергеева Б.В.* // Физика и технические приложения волновых процессов: Материалы докл. конф. СПб.: Политехника, 2009. С. 127.
13. *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 1. С. 33-37.
14. *Senatov O.S., Sergeev S.A.* // Presenting Academic Achievements to the World. Natural Science: мат. конф. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2013. Вып. 4. С. 109.
15. *Сергеев С.А., Сенатов О.С., Сергеева Б.В.* // Ученые Записки Физического Факультета Московского Университета. 2015. № 5. С. 1.

## ОЦЕНОЧНЫЙ РАСЧЕТ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В ХОДЕ ЛАЗЕР-СТИМУЛИРОВАННОЙ МЕТАЛЛ-ИНДУЦИРОВАННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

Л.Д. Волковойнова<sup>1</sup>, А.А. Сердобинцев<sup>1</sup>, А.В. Стародубов<sup>1,2</sup>,  
А.М. Павлов<sup>1</sup>, И.О. Кожевников<sup>1</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: loris.volkoff@gmail.com*

В настоящее время большой интерес вызывает разработка новых методов формирования пленок поликристаллического кремния на легкоплавких подложках [1]. Использование таких подложек (стеклянных или пластиковых) имеет два основных преимущества: снижение стоимости конечного продукта и расширение области возможного применения на носимые устройства. Нашей группой был разработан оригинальный подход к кристаллизации пленок аморфного кремния на стеклянных [2] и полиимидных [3] подложках. В этом подходе используется волоконный лазер с длиной волны 1064 нм и тонкий металлический слой на верхней части кристаллизуемой пленки a-Si для поглощения мощности лазера. Применение Al или Ni в качестве металла для поглощающего слоя позволяет снизить температуру образования c-Si за счет механизма металл-индуцированной кристаллизации [4].

В данной работе рассмотрен простой статический случай распределения тепла между металлическим поглощающим слоем и пленкой аморфного кремния. В качестве поглощающего слоя был выбран алюминий толщиной 300 нм; толщина пленки a-Si составляла 1000 нм. Диаметр лазерного луча, используемого для процесса кристаллизации, составляет 20 микрометров.

Расчеты проводились для разных режимов обработки: энергия лазерного излучения составляла 10, 20 и 30 мкДж; скорость движения лазера составляла от 25 до 300 мм/с. Учитывая изменение скорости движения, в соответствии с работой [5], было рассчитано изменение плотности потока энергии. Принимая во внимание материальные константы для Si и Al и параметры лазерной обработки, можно определить, как изменится количество поглощенной энергии при изменении мощности лазера и скорости сканирования.

Результаты расчета поглощенной энергии для алюминия приведены на рисунке 1 (а), для кремния – на рисунке 1 (б). Видно, что при всех исследуемых мощностях и на скоростях 25-200 мм/с произошло полное испарение алюминия. Только в случае, когда энергия излучения составляла 10 мкДж, а скорость сканирования была 250 мм/с, испарение алюминия произошло не полностью.

Оставшаяся часть поглощенной алюминием энергии может передаться кремнию. Воспользуемся упрощением для расчёта и предположим, что оставшаяся после испарения алюминия энергия полностью передается кремнию.

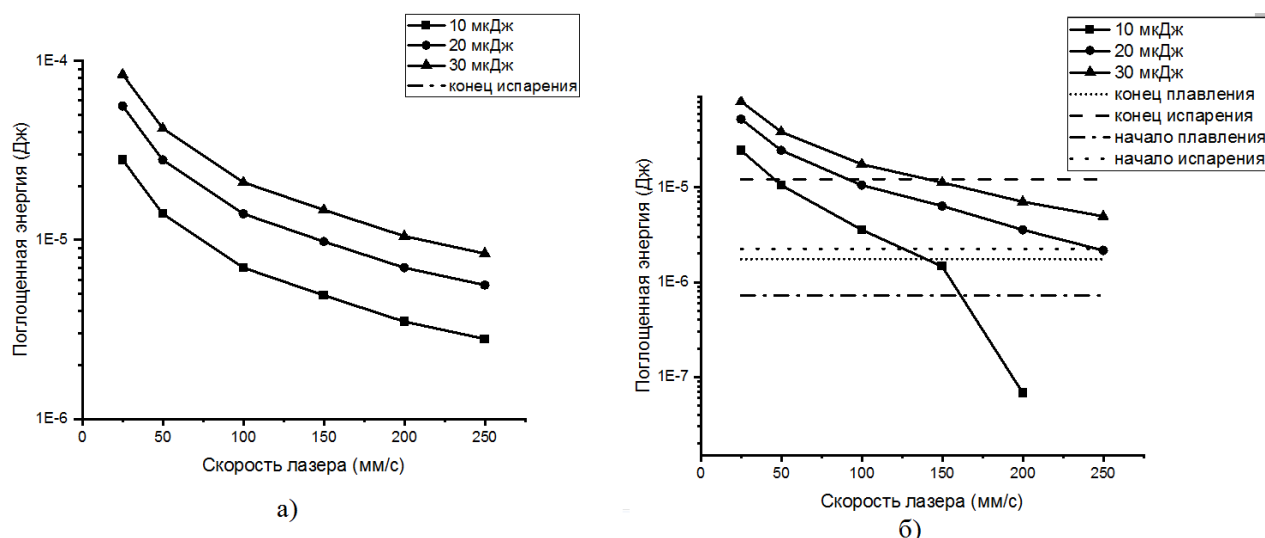


Рис. 1. (а) Поглощенная алюминием энергия, в зависимости от скорости.  
(б) Поглощенная кремнием энергия, в зависимости от скорости.

По рисунку 1 (б) можно определить оптимальные режимы для кристаллизации кремния. Для простейшего случая кристаллизации кремния необходимо его расплавление, поэтому, согласно рисунку 1 (б), при энергии излучения 10 мкДж и скорости 200 мм/с кристаллизация не происходила. Также неоптимальными будут режимы, при которых происходит испарение кремния, поскольку будет происходить потеря материала. Таким образом, наиболее оптимальными режимами обработки будут режимы с энергией облучения 10 мкДж и 150 мм/с.

Результаты расчета были подтверждены экспериментально методом комбинационного рассеяния света путем исследования образцов кремния, кристаллизованных в аналогичных расчету условиях. Рассматривались параметры пика кремния: положение пика, ширина на полувысоте и площадь. Известно, что чем ближе пик располагается к значению  $520 \text{ см}^{-1}$ , тем более крупные кристаллиты располагаются в образце. Площадь пика пропорциональна количеству кристаллизованного кремния в области измерения, а ширина пика на его полувысоте отвечает за упорядоченность структуры (чем ширина меньше, тем более упорядочена структура).

На рисунке 2 представлены зависимость упомянутых выше параметров пика от скорости перемещения лазера. Можно сказать, что наиболее упорядоченная структура, с крупными кристаллитами и наибольшим количеством кристаллизованного кремния получается при обработке на скоростях 100 – 150 мм/с. При скоростях 25-50 мм/с происходит частичное испарение кремния, что выражается в падении площади пика кристаллизованного кремния. Кроме того, происходит аморфизация кремниевой плёнки из-за слишком большого нагрева. Доказательством этого заключения служит уширение пика кристаллического кремния. На скорости 200 мм/с значительный разброс значений параметров пика говорит о начальной стадии кристаллизации с большим количеством разнородных кристаллитов в объёме плёнки.

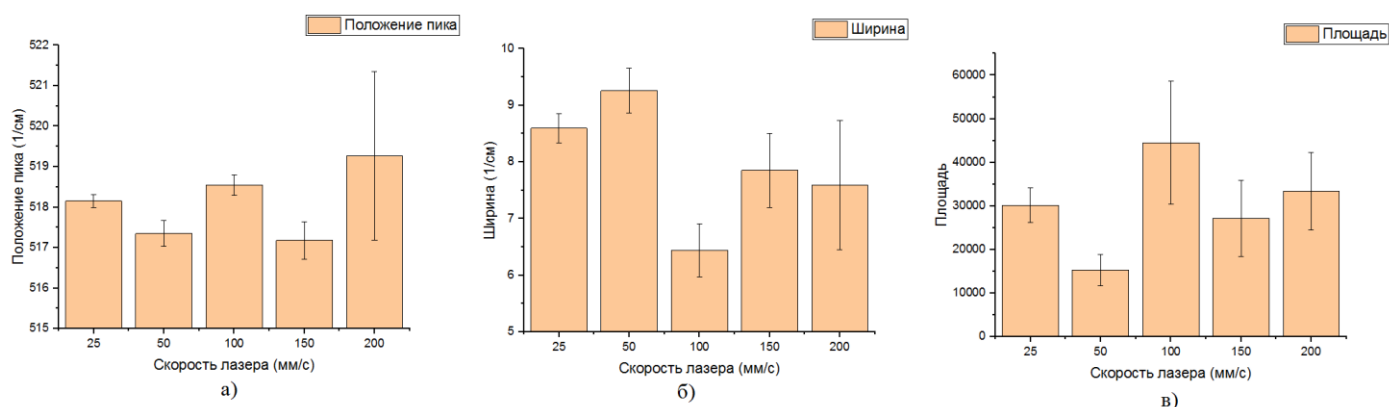


Рис. 2. (а) Положение пика при изменении скорости перемещения лазера.  
 (б) Ширина пика при изменении скорости перемещения лазера.  
 (в) Площадь пика при изменении скорости перемещения лазера.

Таким образом, можно сделать вывод, что оптимальными условиями для проведения кристаллизации являются скорости 100-150 мм/с при энергии 10 мкДж. Результаты расчёта показывают, что в данных режимах кремний должен находиться в полностью расплавленном состоянии. Экспериментальные исследования кристаллизованных кремниевых плёнок подтверждают результаты оценочного расчёта.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №20-07-00929).*

#### Библиографический список

1. N. Vouroutzis, J. Stoemenos, N. Frangis, G.Z. Radnóczy, D. Knez, F. Hofer, B. Pécz, Structural characterization of poly-Si Films crystallized by Ni Metal Induced Lateral Crystallization, Sci. Rep. 9 (2019) 1–8. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-39503-9>.
2. A.A. Serdobintsev, I.O. Kozhevnikov, A. V. Starodubov, P. V. Ryabukho, V. V. Galushka, A.M. Pavlov, Scalable Approach for Amorphous Thin Silicon Films Near-IR Laser-Induced Crystallization Using Nickel Absorption Layer, Phys. Status Solidi. 216 (2019) 1800964. <https://doi.org/10.1002/pssa.201800964>.
3. A.A. Serdobintsev, V.A. Luzanov, I.O. Kozhevnikov, P. V. Ryabukho, D.M. Mitin, D.N. Bratashov, A. V. Starodubov, A.M. Pavlov, Thin amorphous silicon films crystallization upon flexible substrates, J. Phys. Conf. Ser. 1400 (2019) 055034. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/5/055034>.
4. Z. Wang, L.P.H. Jeurgens, E.J. Mittemeijer, eds., Metal-Induced Crystallization, Taylor & Francis Group, LLC, Boca Raton, 2015.
5. I. Rasulov, I. Kozhevnikov, A. Serdobintsev, V. Atkin, A. Zakharevich, A. Starodubov, Study of the ablation regimes of thin copper films on dielectric substrates by nanoseconds laser pulses, in: V.L. Derbov (Ed.), Saratov Fall Meet. 2020 Laser Physics, Photonic Technol. Mol. Model., SPIE, 2021: p. 42. <https://doi.org/10.1117/12.2591042>.



## СЕНСОРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МАГНИТОУПРУГИХ И ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ ВОЛН

**С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов**

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

*E-mail: vysotsl@gmail.com*

Эффекты распространения и интерференции спиновых волн (СВ) в магнитных микроструктурах активно исследуются в связи с перспективой построения на их основе энергоэффективных информационных технологий [1-4]. В частности, на основе интерферометра СВ в виде креста из двух ортогональных ферритовых волноводов могут быть созданы магнитные сенсоры [5].

В настоящей работе представлены экспериментальные данные по интерференции обратной объемной магнитостатической волны (ООМСВ), встречно распространяющейся в структуре с двумя обменно-связанными слоями железо-иттриевого граната (ЖИГ). Слои имеют различающиеся намагниченности насыщения, что дает возможность при фиксированной величине поля подмагничивания  $H$  наблюдать две частотные области распространения ООМСВ, при этом в верхней по частоте области обеспечивается возможность резонансного взаимодействия ООМСВ с обменными модами двухслойной структуры, проявляющаяся в виде возникновения в частотной зависимости  $A(f)$  потерь ООМСВ на распространение узкополосных «провалов». Для обеспечения интерференции на поверхности пленки располагаются две возбуждающие ООМСВ антенны, а третья, расположенная между ними, используется для регистрации индуктивного напряжения  $V$ , генерируемого суперпозицией волн. Показано, что максимальные изменения выходного индуктивного сигнала  $\delta V$  при изменении магнитного поля  $\delta H$  происходят, если с помощью регулировки фазы и амплитуды одной из взаимодействующих волн вблизи частоты «провала» обеспечивается деструктивная интерференция. Полученные данные показывают большую чувствительность  $S = \delta V / \delta H$ , приближающуюся к  $S \approx 267$  дБ/Э в окрестности  $\pm 0,1$  Э, от резонансного поля  $H$ . Такая высокая чувствительность может оказаться полезной для разработки компактных чувствительных магнитометров, работающих при комнатной температуре.

Исследована также интерференция встречно распространяющихся в пленке железоиттриевого граната магнитоупругих волн, для которых в зависимости  $A(f)$  также наблюдаются резонансные «провалы». Показано, что с помощью аналогичной вышеописанной регулировки на частотах вблизи частот магнитоупругих резонансов может быть обеспечена чувствительность уровня сигнала на выходной антенне к изменению величины поля подмагничивания более 250 дВ/Ое. Обнаруженный эффект может быть полезен при разработке датчиков магнитного поля.

*Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ №20-07-00973).*

### Библиографический список

1. *A Chumak, V Vasyuchka, A Serga, B Hillebrands // Nature Physics 11, 453 (2015).*
2. *Никитов С А, Калябин Д В, Лусенков И В и др. // УФН 185 1099–1128 (2015)*
3. *Wang J., Khitun A., Bao M., Wang K.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 264005 (2010).*
4. *A. Mahmoud, F. Ciubotaru, F. Vanderveken, et al. //J. Appl. Phys. 128, 161101 (2020).*
5. *Balynsky M., Gutierrez D., Chiang H., et al. //Sci. Reports 7, 11539 (2017).*

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ СХЕМЫ УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ СТАНДАРТНЫМ И МОДУЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В.И. Смирнов<sup>1,2</sup>, В.А. Сергеев<sup>1,2</sup>, А.А. Гавриков<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Ульяновский государственный технический университет

E-mail: a.gavrikoff@gmail.com

Микроволновые интегральные схемы усилителей мощности характеризуются большой рассеиваемой мощностью, что может привести к заметному перегреву кристаллов и, как следствие, повлиять на их основные характеристики. Параметром, который характеризует теплоэлектрические свойства таких объектов, является тепловое сопротивление «переход-корпус».

Объект исследований представляет собой микроволновую интегральную микросхему усилителя мощности УМ-1015, изготовленную АО «НПП «Пульсар». В состав микросхемы входят четыре кремниевых кристалла, в которых сформированы мощные биполярные транзисторы. Выходная импульсная мощность усилителя составляет 700 W, максимальная рабочая частота – 1,5 GHz. Кристаллы монтируются на основание корпуса пайкой эвтектикой «золото-кремний».

Методы измерения теплового сопротивления полупроводниковых приборов и интегральных схем регламентируются стандартом [1], согласно которого, погрешность измерения составляет 12%. Это обусловлено, во-первых, переходными электрическими процессами при переключении транзистора из режима разогрева в режим измерения, во-вторых, необходимостью установки оптимальной длительности греющих импульсов, которая должна в 3–5 раз превышать тепловую постоянную «переход-корпус»  $\tau_{пк}$ . При этом способов измерения  $\tau_{пк}$  в стандарте не представлено.

Для определения оптимальной длительности импульсов предложено использовать измерение переходной характеристики с последующим ее анализом. Для этого через объект измерения пропускают импульсы греющего тока с длительностью, увеличивающейся по логарифмическому закону, а в паузах между ними измеряют ТЧП. Дифференцирование полученной временной зависимости позволяет выделить особенности (пологие участки и точки перегиба), соответствующие компонентам теплового сопротивления. Для исследуемого усилителя мощности оптимальная длительность греющих импульсов  $\tau_{имп}$  составила 6.9 ns. Значение теплового сопротивления «переход-корпус»  $R_{Tjc}$  при такой длительности для исследуемого СВЧ-усилителя мощности УМ-1015 получилось равным 0.324 K/W.

Существенно снизить влияние упомянутых факторов позволяет модуляционный метод, использующий нагрев объекта импульсами греющего тока, длительность которых изменяется по гармоническому закону [2]. Для определения теплового сопротивления «переход-корпус»  $R_{Tjc}$  производилось измерение зависимости вещественной части теплового импеданса  $ReZ_T$  от частоты модуляции греющей мощности с последующим анализом полученной зависимости  $ReZ_T(f)$ . Анализ включал в себя вычисление зависимости  $(dReZ_T/df)^{-1}$  от теплового импеданса  $Z_T$ . На

рис. 1 в верхнем окне показана частотная зависимость  $\text{Re}Z_T(f)$ , в нижнем окне – результат ее обработки.

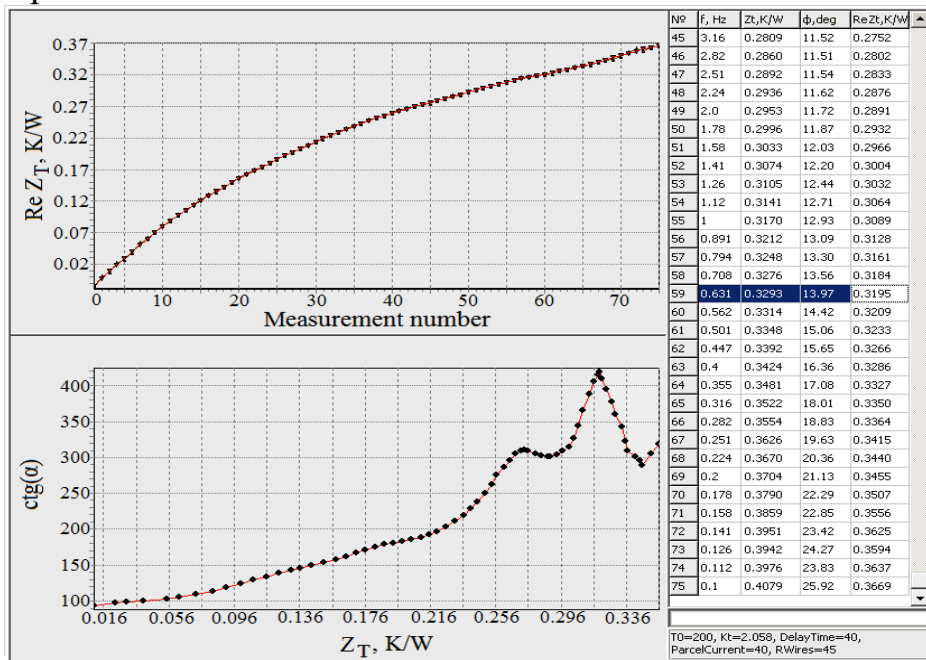


Рис. 1. Результаты измерения  $R_{Tjс}$  СВЧ-усилителя мощности УМ-1015 модуляционным методом

Положение максимума относительно оси абсцисс соответствует значению теплового сопротивления «переход-корпус»  $R_{Tjс}$ . Для исследуемого объекта значение  $R_{Tjс}$ , проявляемое на частоте модуляции 0.631 Hz, получилось равным 0.320 K/W. Таким образом, результаты измерений теплового сопротивления усилителя мощности, полученные модуляционным методом и стандартным методом, в котором используется установка оптимальной длительности греющих импульсов и экстраполяция ТЧП к моменту окончания греющих импульсов, получились практически одинаковыми.

*Работа выполнена в рамках государственного задания.*

#### Библиографический список

1. ОСТ 11 0944-96. Микросхемы интегральные и приборы полупроводниковые. Методы расчета, измерения и контроля теплового сопротивления. – М.: ГУП НПП Пульсар, 1997.
2. Smirnov V.I., Sergeev V.A., Gavrikov A.A., Shorin A.M. Modulation method for measuring thermal impedance components of semiconductor devices // Microelectronics Reliability. – 2018. – V.80 – pp. 205–212.

## **ПРОВОДЯЩИЕ ПЛЁНКИ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ ДЛЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. 1. ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ ПРОВОДЯЩИХ ПОЛИМЕРОВ**

**Т.Я. Каратышова, К.Ю. Пресняков, В.Н. Миронюк, М.В. Гавриков,  
А.Ж.К. Аль Алвани, Н.А. Бурмистрова, Е.Г. Глуховской**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

*им. Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: tatochka338@gmail.com*

Технология Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ) способна реализовать новые принципы для создания приборов микро- и наноэлектроники, путем формирования структур на межфазных границах на основе наноразмерных или молекулярных компонентов [1-4]. В этой связи поиск и исследование новых материалов, которые могут быть совместимы с технологией ЛБ, представляется очень актуальным.

Одной из важных задач микро- и наноэлектроники является получение проводящих наноразмерных слоев. Для ее решения к веществам предъявляются следующие требования: вещество должно быть проводящим и амфифильным. Методы химического синтеза позволяют создавать амфифильные соединения с различной молекулярной структурой.

В настоящее время синтезировано большое количество проводящих полимеров. Для получения на их основе стабильных и высокоупорядоченных ленгмюровских слоев такие вещества нуждаются в придании им дифильных свойств, что достигается путем модификации молекул методами химического синтеза. Таким образом практически любое органическое вещество можно адаптировать к использованию его в ЛБ-технологии.

В каждом конкретном случае стратегия синтеза может разрабатываться по уникальному пути, в зависимости от природы веществ. В настоящей работе рассмотрены возможности модификации молекул некоторых проводящих полимеров, а также композитов на их основе, гидрофобными или гидрофильными группами.

Рассмотрены работы и даны рекомендации для придания амфифильных свойств полимерам, биологически активным веществам, ряду красителей, ароматическим соединениям и автокомплексам. Также предложены пути увеличения проводящих свойств у типичных амфифильных веществ – жирных кислот и их солей, жирных эфиров, жирных спиртов, фосфолипидов.

Предложенная стратегия была апробирована для полианилина. Был синтезирован полимер (протонированная форма эмеральдина), подобран растворитель для получения рабочего раствора, который использовался для формирования слоев Ленгмюра. Исследованы пленки, полученные методом Ленгмюра с различным количеством слоев (что определяло их толщину), нанесенные на стеклянные подложки с системой встречно-штыревых электродов. Также были получены пленки из раствора, который по каплям наносили на аналогичную электродную систему.

Оптическая микроскопия показала, что пленки, полученные из раствора, имели существенно менее однородную толщину по сравнению с ленгмюровскими пленками. Путем регистрации вольтамперных характеристик и расчета их сопротивления исследованы проводящие свойства пленок полианилина в зависимости от

толщины. Измерения показали, что проводимость структур со слоями полианилина была на 9-10 порядков больше проводимости чистой подложки, сопротивление структуры уменьшалось при увеличении толщины пленки, что было ожидаемо. При облучении образцов излучением оптического диапазона фоточувствительности у них не обнаружено, и можно ожидать, что их свойства в целом не будут сказываться на корректной работе фоточувствительной многослойной структуры.

Таким образом, отработаны элементы технологии получения пленок – проводящих слоев фоточувствительных и фотовольтаических сэндвич-структур.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета*

#### **Библиографический список**

1. Блинов, Л. М. Лэнгмюровские пленки / Л. М. Блинов // Успехи физических наук. – 1988. – Т. 155, № 3 – С. 443-480
2. Mironyuk V.N., Al-Alwani A.J.K., Begletsova N.N. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2086 012195.
3. *Single-Step Binary Electrostatic Directed Assembly of Active Nanogels for Smart Concentration-Dependent Encryption* / D. Morales [et al]. // Langmuir. – 2018. V. 34, № 4. – P. 1557-1563.
4. Al-Alwani A.J.K., Mironyuk V.N., Al-Hassani A.J. et al. // Liq. Cryst. and their Appl., 2021, 21 (4), 74–84.

## ПРОВОДЯЩИЕ ПЛЁНКИ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ ДЛЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. 2. ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

**Г.В. Трушков, М.В. Гавриков, О.А Хассун, В.Н. Миронюк,  
А.Ж.К. Аль-Алвани, Т.Я. Каратышова, Е.Г. Глуховской**  
*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: maks.gavrikov.96gmail.com*

Углеродные материалы, в частности углеродные нанотрубки (УНТ), организованные в пленочную структуру обладают большими перспективами применения в качестве электродов для различных областей, например, для тонкопленочных фотовольтаических структур [1-2]. Одним из способов формирования таких структур является метод Ленгмюра-Блоджетт, позволяющий как формировать мономолекулярные пленки с контролем плотности молекул в слое на основе выбранного вещества, так и осуществлять их перенос на любые твердые подложки [3].

В ходе работы были исследованы особенности формирования ленгмюровских монослоев на основе углеродных нанотрубок. Было определено, что для возможности контроля процесса формирования монослоя, а также для улучшения однородности формируемых монослоев на поверхности воды, к растворам углеродных нанотрубок необходимо добавлять небольшое количество (до 10 %) раствора поверхностно-активного вещества (ПАВ), в качестве которого в настоящей работе апробирована арахиновая кислота. Монослои, сформированные с различной степенью конденсации на поверхности водной субфазы, переносились на твердые подложки в различном количестве. Рельеф полученных структур исследовался методом атомно-силовой микроскопии, проводящие свойства методом вольтамперометрии.

Исследование морфологии показало, что добавление ПАВ к исходному раствору углеродных нанотрубок позволяет как существенно улучшить однородность монослоя при его формировании, так и сохранить в процессе переноса его целостность и плотность, которую можно контролировать степенью сжатия слоя УНТ на поверхности воды, и добиваться высокой степени покрытия пленкой УНТ поверхности подложки.

Проводящие свойства исследовались в планарном направлении на встречно-штыревых структурах с зазором между дорожками электродов 300 мкм. На рисунке 1 показано, что сформированный монослой на основе УНТ имеет проводимость структуры на 6 порядков выше, чем проводимость подложки без пленки.

Таким образом, эксперименты показали возможность применения пленки УНТ в качестве проводящего электрода в сэндвич-структурах. При этом добавление ПАВ практически не влияет на проводящие свойства пленок углеродных нанотрубок, но позволяет контролировать степень сжатия слоя УНТ.

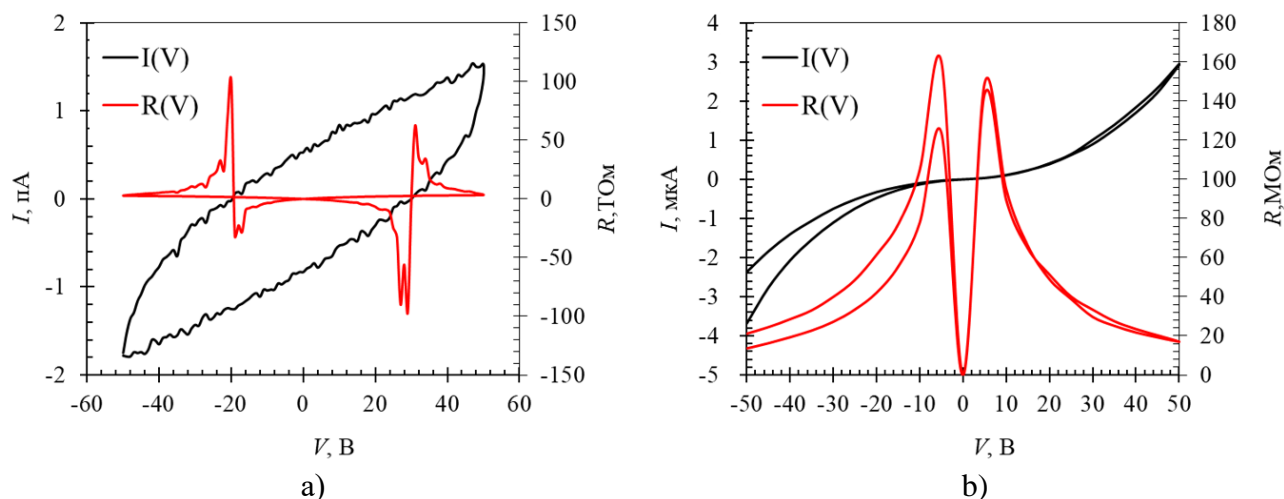


Рис. 1. Вольтамперные (черная линия) и вольтомные (красная линия) зависимости: для подложки без пленки (а) и с пленкой (б) УНТ

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета*

#### Библиографический список

1. Landi B.J., Raffaele R.P., Castro S.L., Bailey S.G. // Progress in Space Photovoltaics. 2005. V. 13(2). P. 165.
2. Cataldo S., Salice P., Menna E., Pignataro B. // Energy Environ. Sci. 2012. V. 5. P. 5919.
3. Petty M.C. Langmuir-Blodgett Films: An Introduction (Cambridge University Press. 1996. 256 p.)

**МЕТОД ЛЕНГМЮРА – КЛЮЧЕВОЙ МЕТОД НАНОАРХИТЕКТониКИ****Е.Г. Глуховской, А.Ж.К. Аль Алвани, В.Н. Миронюк, М.В. Гавриков,  
Т.Я. Каратышова, А.А. Клецов, К.Ю. Пресняков, Н.А. Бурмистова***Саратовский национальный исследовательский государственный университет**им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: glukhovskoy@gmail.com*

Миниатюризация и уплотнение элементов электронных схем имеют принципиальные физические ограничения, которые невозможно преодолеть в рамках современной господствующей парадигмы, в которой, в частности, заложено использование фотолитографии (как базового технологического процесса) и твердо-кристаллических тел (оптимально – монокристаллических или с контролируемым количеством дефектов). Вместе с этим ожидаемые новые подходы (ориентация на спинтронику, самоорганизацию и молекулярную самосборку и т.п.) является по большей части теоретическими, в лучшем случае – единичными лабораторными воплощениями, и пока далеки от внедрения в массовое производство.

Метод Ленгмюра – метод формирования мономолекулярных слоев на поверхности воды с последующим переносом их на поверхности твердых подложек, – всё чаще рассматривается в качестве базового технологического метода новой парадигмы [1], в которой «сборочными единицами» выступают не отдельные атомы, а молекулы (хорошо воспроизводимые группы атомов с детерминированной внутренней связью). В этом методе возможен контроль организации молекул в более сложные молекулярные ансамбли [2], модификация молекул в процессе формирования [3], сборки, переноса, а также модификация их на твердой подложке в процессе постобработки.

Методами моделирования на настоящий момент спроектировано и теоретически изучено большое количество различных типов молекул, пригодных для использования в методе Ленгмюра, имеющих различные строение и свойства, которые будут определять функционал будущих молекулярных ансамблей и устройств. В числе перспективных – производные порфиринов и фталоцианинов [4], представители углеродных материалов и проводящих полимеров.

На основе порфиринов и фталоцианинов проектируются многофункциональные моно- и многослойные системы – ковалентно-органических и металл-органических каркасов (соответственно, COF и MOF). Проводящие полимеры и углеродные материалы являются перспективными кандидатами для создания проводящих слоев молекулярных схем. Типичные области применения таких молекулярных систем – нанопористые системы, мембраны и молекулярные сита, в которых можно проводить наносинтез, элементы логических схем, накопители и преобразователи энергии (суперконденсаторы, фотовольтаические устройства).

Привлечение новых материалов позволит исключить фотолитографический процесс и все проблемы, связанные с ним. При этом проблема, связанная с утечками туннельно-тонких диэлектриков, может автоматически потерять актуальность. Молекулярные системы могут проектироваться таким образом, чтобы электроны занимали определенное положение (скапливались в 0D-квантовых ямах,



формировали 1D-шнуры, где были бы развилки, однонаправленные перепады высот и т.п.). Для сложных молекулярных систем типично наличие нескольких устойчивых конформационных изомеров, которые могут переключаться.

Для реализации топологической развязки молекулярных схем вполне могут быть использованы методы сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). И здесь уже есть определенные достижения у многих групп, специализирующихся на этом методе (например, разработки лаборатории ИВМ под руководством Leo Gross [5]). Под действием потока электронов, стекающих с острия зонда СТМ в некоторых молекулах могут происходить не только переключение из одной конформации в другую, но и более существенные перестройки – с разрывом или образованиями связей, перестройкой циклов, трансформацией электронных систем и др.

Еще одна проблема, которая при переходе на молекулярные схемы может быть решена более эффективно – это проблема охлаждения чипа. В настоящее время для полупроводниковых микросхем этот вопрос решается путем тривиальной передачей тепла от более нагретых к менее нагретым участкам, и теплопроводом выступает, как правило, сама подложка, на которой сформирована схема. В молекулярных схемах можно ожидать две новых особенности. Во-первых, выделение тепла в них может быть существенно меньше, чем у современных полупроводниковых. А кроме того, нанопористость молекулярных схем можно будет использовать для «прокачивания» охлаждающего вещества, и таким образом, избыточное тепло можно будет выводить как за счет теплопереноса, так и за счет массопереноса.

Небольшой анализ показал, что построение молекулярных систем может быть технически более простым и более эффективным при использовании метода Ленгмюра. Такие системы могут иметь свои уникальные особенности строения, специфику работы, функциональные свойства и новые возможности.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета*

#### **Библиографический список**

1. Ariga K. // *Langmuir*. American Chemical Society. 2020. V. 36. № 26. Pp. 7158–7180.
2. Begletsova N.N. et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020 1697 012118.
3. Shinkarenko O.A. et al. // *Nanosystems: Phys. Chem. Math.* 2018. V. 9. № 1. Pp. 106–109.
4. Al-Alwani A.J.K. et al. // *Soft Materials*. 2022. ahead-of-print. Pp. 1-12.
5. Lutz C., Gross L. // *Europhysics News*. 2020. V. 51. № 2. Pp. 26–28.

## ОСТАТОЧНАЯ ДИФФУЗИЯ В СИСТЕМЕ - ГЕНЕРАТОРЕ «СТОХАСТИЧЕСКОЙ ПАУТИНЫ» ПРИ ВВЕДЕНИИ МАЛОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИИ

**А.В. Голоколенов\*, Д.В. Савин**

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

\*E-mail: golokolenovav@gmail.com

Известно, что осциллятор Ван дер Поля под импульсным воздействием

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

который при малых значениях параметров  $\gamma$  и  $\mu$  можно также рассматривать как линейный осциллятор с малым диссипативным возмущением автоколебательного типа, может демонстрировать различные феномены нелинейной динамики. Так, в консервативном пределе при  $F(x) = \lambda \cos x$  можно получить «стохастическую паутину» [1], по каналам которой может происходить неограниченная диффузия точек стохастического слоя, а средняя энергия ансамбля систем с начальными условиями из стохастического слоя линейно растёт со временем [2]. Целью настоящей работы является изучение поведения траекторий, сохраняющих на определённом временном интервале такие свойства – «остаточной диффузии» – при добавлении в систему малой диссипации. В связи с этим кажется разумным проверить, что будет происходить в такой системе с зависимостью средней энергии ансамбля точек от времени, а также определить границы остаточной диффузии в фазовом пространстве.

Для отбора траекторий, демонстрирующих остаточную диффузию, использовались зависимости ляпуновского показателя от длины траектории, рассчитанные для различных начальных условий. Были определены критерии, позволяющие произвести разделение траекторий, демонстрирующих регулярную сходимость к аттрактору, и демонстрирующих остаточную диффузию в областях фазового пространства, соответствующих стохастической паутине в консервативном случае. На рис. 1 представлены фазовые портреты, соответствующие отобранному таким образом траекториям первого (рис. 1а) и второго (рис. 1б) типов.

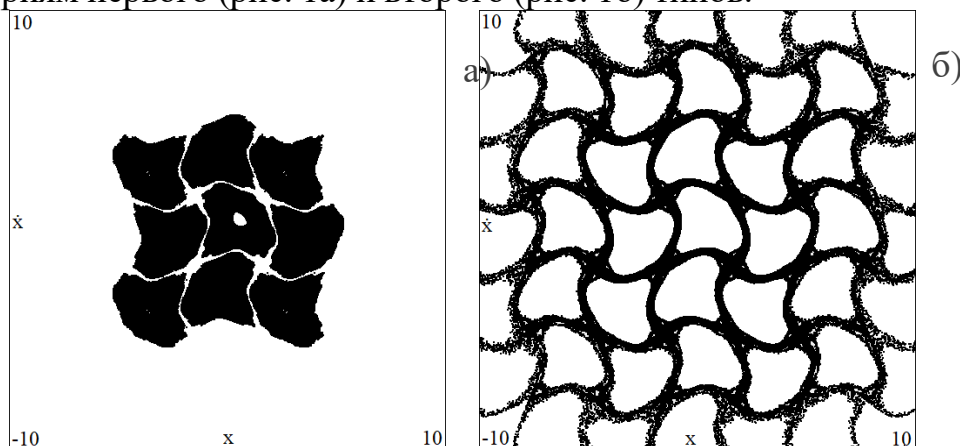


Рис. 1 Фазовые портреты. а) Траектории, сходящиеся к аттрактору б) траектории, демонстрирующие остаточную диффузию.  $\gamma=0.00001$ ,  $\mu=0.00001$ ,  $\lambda=1.2$ .

На рис. 2 приведены графики зависимости средней энергии ансамбля систем с остаточной диффузией от времени в различных случаях:

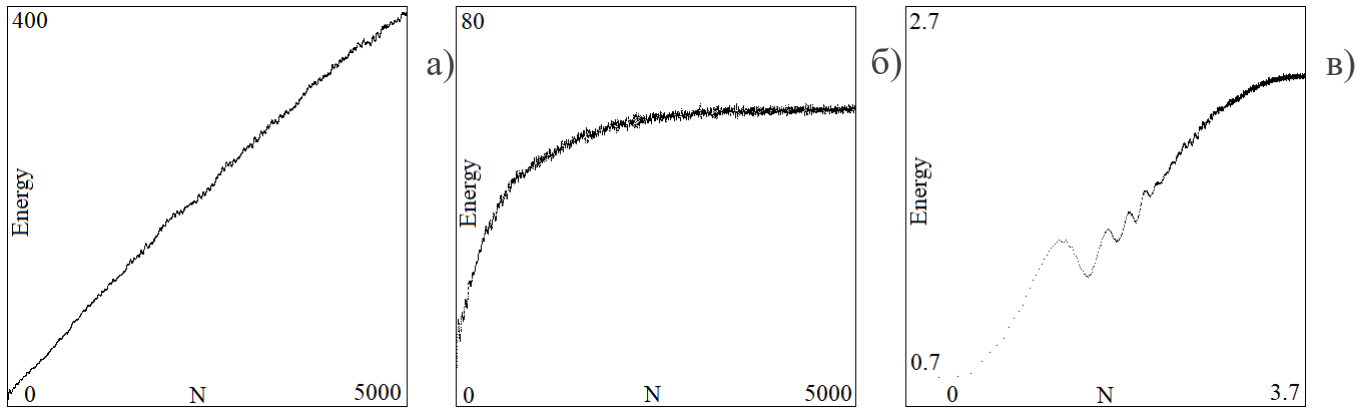


Рис.2 Графики зависимости энергии от времени. а) – консервативный случай б) – слабодиссипативный случай в линейном масштабе в) – слабодиссипативный случай в двойном логарифмическом масштабе. а)  $\gamma=0$ ,  $\mu=0$ ,  $\lambda=1.2$  б, в)  $\gamma=0.00001$ ,  $\mu=0.00001$ ,  $\lambda=1.2$ .

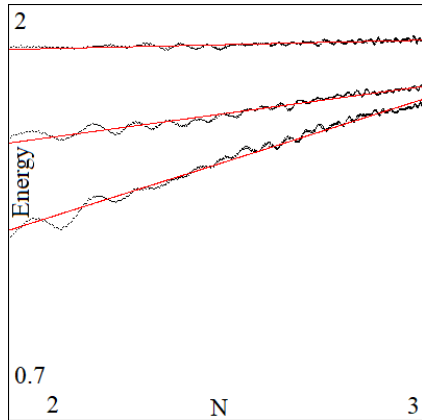


Рис.3 Графики зависимости энергии от времени в слабодиссипативном случае в двойном логарифмическом масштабе для ансамблей с различной начальной энергией и аппроксимирующие прямые.  $\gamma=0.00001$ ,  $\mu=0.00001$ ,  $\lambda=1.2$ .

Можно заметить что, в отличие от характерного для консервативного случая линейного неограниченного роста энергии (рис. 2а) в слабодиссипативном случае энергия ансамбля растёт в течение определённого – достаточно небольшого – времени, после чего зависимость энергии выходит на насыщение (рис. 2 б, в). Рост средней энергии соответствует интервалу времени, в течение которого наблюдается остаточная диффузия, а насыщение – выходу на аттрактор. В двойном логарифмическом масштабе на графиках энергий

заметны линейные участки, которые хорошо аппроксимируются прямой. В работе исследована зависимость углового коэффициента от параметра нелинейной диссипации и от средней начальной энергии ансамбля. При приближении к консервативному случаю максимальный угловой коэффициент увеличивается, а с ростом начальной энергии угловой коэффициент уменьшается и при определенном её значении стремится к нулю. Размер области на фазовой плоскости, соответствующей таким начальным условиям, может служить в определённом смысле характеристикой области остаточной диффузии. Также в работе исследуется поведение траекторий при выборе начальных условий с большей начальной энергией.

#### Библиографический список

1. Заславский Г.М. Физика хаоса в гамильтоновых системах. М., Ижевск: ИКИ, 2004.
2. Daly M.V. and Heffernan D.M. // J. Phys. A: Math. Gen. 1995 28 p. 2515-2528.

## ФОРМИРОВАНИЕ МЕМБРАНОПОДОБНОЙ ФОСФОЛИПИДНОЙ ЛЬ-СТРУКТУРЫ СО ВСТРОЕННЫМИ МОЛЕКУЛАМИ ФЕРМЕНТА ГЛЮКОЗООКСИДАЗЫ

И.А. Горбачев<sup>1</sup>, А.В. Смирнов<sup>1</sup>, В.В. Колесов<sup>1</sup>

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

E-mail: *iliyagor36@gmail.com*

В настоящее время при разработке сенсоров глюкозы не теряет актуальности задача создания сенсора предельной чувствительности [1]. Ферментативные биосенсоры являются решением указанной задачи, поскольку обладают рекордными показателями чувствительности и селективности к целевым молекулам аналита. При их создании главной задачей является иммобилизация молекул фермента на подложке, а также увеличение время активности фермента. Для решения указанных задач может быть использование технологии Ленгмюра-Блоджетт, которая позволяет сформировать мембраноподобную фосфолипидную структуру со встроенными молекулами фермента покрытую сверху монослоем, выполняющим защитную функцию. Основным недостатком такого подхода является снижение чувствительности сенсорного слоя из-за наличия слоя плотноупакованных молекул поверхностно-активного вещества, покрывающего фермент [2]. Возможным решением указанной проблемы является иммобилизация фермента в пленке с неоднородной морфологией, чего можно добиться при помощи создания смешанной пленки на основе монослоя молекул ПАВ разного типа.

В данной работе был исследован процесс иммобилизации молекул глюкозооксидазы в смешанном монослое, содержащем фосфолипидные молекулы (1,2-дипальмитоил-sn-глицеро-3-фосфоэтаноламин - ДППЕ) и молекулы стеариновой кислоты.

На рисунке 1 приведены изотермы сжатия монослоев ДППЕ, Стеариновой кислоты (СТР) и смешанного монослоя с соотношением компонентов ДППЕ:СТР 1:1, сформированных на субфазе при наличии и в отсутствии растворенных молекул фермента глюкозооксидазы. В таблице 1 приведены такие свойства полученных монослоев, как модуль сжатия ( $k$ ), удельная площадь на молекулу в конденсированной фазе ( $A_0$ ).

Таблица 1 – свойства монослоев ДППЕ, Стр и ДППЕ:Стр, сформированных в присутствии и отсутствии растворенных молекул фермента

	ДППЕ		Стр		ДППЕ:Стр	
	ГО-	ГО+	ГО-	ГО+	ГО-	ГО+
$k, мН/м$	133.1	87.4	99.9	86.6	338.9	73.3
$A_0, \text{Å}^2$	37.5	34.4	21.1	32.7	23.8	27.9

Было выявлено, что при эквимолярном соотношении компонентов в растворе показатель модуль сжатия монослоя, сформированного в присутствии молекул фермента, принимает минимальное значение, что говорит о формировании наименее структурированного монослоя.

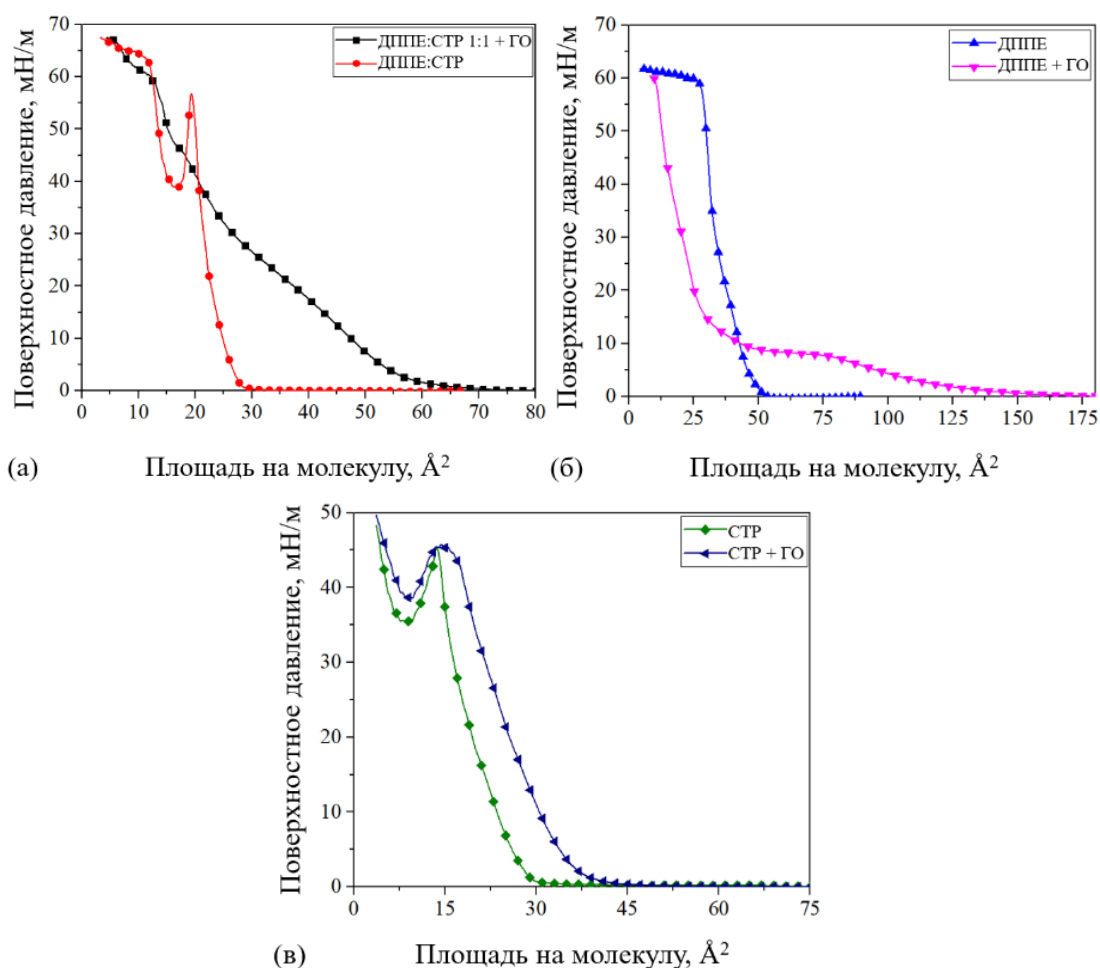


Рис. 1. (а) Изотермы сжатия монослоев ДППЕ и Стеариновой кислоты (а), ДППЕ (б) и стеариновой кислоты (в), сформированные на субфазе, в отсутствии и при наличии молекул фермента.

Это объясняется встраиванием молекул фермента в монослой, что приводит к его разрыхлению. При превалировании мольного соотношения одного из компонентов раствора происходит увеличение модуля сжатия, что говорит о повышении степени упорядоченности пленки. Основным отличием процесса адсорбции ГО монослоем ДППЕ от монослоя СТР является стягивающее действие, оказываемое молекулами ГО при взаимодействии с монослоем. Оно заключается в уменьшении площади, занимаемой одной молекулой ДППЕ в конденсированной фазе монослоя.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, государственное задание ИРЭ им. Котельникова РАН и при поддержке РФФИ, грант № 20-57-18012.*

#### Библиографический список

1. Utkarsh C., Preetam B., Rushali A., et al. // Journal of Industrial and Engineering Chemistry. 2022. V. 109. P. 21–51.
2. Katsuhiko A., Takashi N., Tsuyoshi M. // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. 2006. V.6. P. 2278–2301.

## УПРАВЛЯЕМЫЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФАНО РЕЗОНАНСЫ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОСТРУКТУРАХ

А.А. Грачев<sup>1</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>, С.Е. Шешукова<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>

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

E-mail: stig133@gmail.com

Использование передачи магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда открывает новые возможности для построения элементной базы устройств для передачи и хранения информации с использованием коллективного прецессионного движения упорядоченных магнитных спинов - спиновых волн (СВ) или магнонов [1], распространяющихся с длинами волн от микрометра до десятков нанометров в гигагерцовом и терагерцовом диапазоне частот. Среди методов управления свойствами магнонов в микро- и наноструктурах можно выделить методы лазерного нагрева [2], изменение ориентации внешнего магнитного поля [3] и использование внешних электрических полей [4].

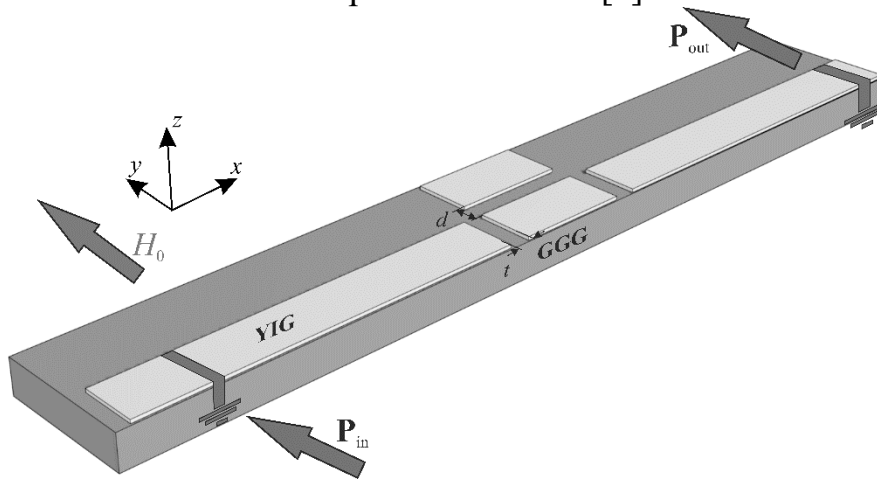


Рис. 1 Схема рассматриваемой структуры.

В настоящей работе, с помощью численных и экспериментальных методов продемонстрировано формирование асимметричных резонансов типа Фано в нерегулярной магнитной структуре (см. рис. 1), представляющей собой волноводы из железо-иттриевого граната, шириной 200 мкм. Между волноводами сформирована система резонаторов шириной 200 мкм и длиной 500 мкм. Расстояние между резонаторами и волноводами составляет 50 мкм. С помощью микромагнитного моделирования показано частотное смещение резонансных пиков при воздействии на систему резонаторов лазерным излучением.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (№ 20-79-10191).*

### Библиографический список

1. Barman A., et al. // Journal of Physics: Condensed Matter, 33, 41, 413001 (2021).
2. Sadovnikov A.V. et al. // Physical Review B., 99, 5, 054424 (2019).
3. Sadovnikov A.V. et al. // IEEE Magnetics Letters, 8, 1-4 (2017).
4. Grachev A.A. et al. // Nanomaterials, 12, 9, 1520 (2022).

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЕБАНИЙ РАБОЧЕЙ МОДЫ В МНОГОМОДОВОМ ГИРОТРОНЕ

Н.В. Григорьева<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 ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

Email: preobnv@gmail.com

Одним из наиболее важных областей применения гиротронов является электронно-циклотронный нагрев плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1]. Для этой задачи требуются гиротроны со сверхразмерным резонатором, работающие в непрерывном режиме генерации с мощностью и частотой излучения, которые в настоящее время достигают значений 1.5-2.0 МВт и 140-170 ГГц, соответственно. При продвижении в область более высоких частот и больших мощностей в гиротроне переходят к работе на модах более высокого порядка. Однако при увеличении индекса рабочей моды сгущается спектр собственных частот мод, попадающих в полосу циклотронного резонанса, что приводит к возбуждению паразитных мод с соседними азимутальными индексами и может ограничить возможности увеличения мощности и частоты гиротронов [2,3].

В настоящей работе будем исходить из уравнений многомодовой теории гиротрона с фиксированной продольной структурой ВЧ-поля [1,3]. Ограничимся случаем эквидистантного спектра мод, взаимодействующих с пучком на основной циклотронной гармонике. В случае эквидистантного спектра мод с одинаковыми радиальными индексами, азимутальные индексы и частоты удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} m_s &= m_0 + s\Delta m, \\ \omega_s &= \omega_0 + s\Delta\omega, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\omega_s$  и  $m_s$  соответственно частоты и азимутальные индексы мод,  $s = 0$  относится к рабочей (центральной) моде,  $s = \pm 1, \pm 2, \dots$  — к паразитным модам-спутникам

В работе [2] была развита приближенная методика теоретического анализа устойчивости колебаний рабочей моды. Если полагать амплитуды спутников малыми, можно линеаризовать уравнения движения электронов относительно малых возмущений. В результате задача сводится к исследованию устойчивости автоколебаний центральной моды относительно возбуждения различных пар спутников, удовлетворяющих условиям (1).

Исследование проводилось для модели гиротрона с гауссовой структурой ВЧ поля. Выберем параметр плотности спектра мод  $\Delta_0 = 0.2$ , а параметр безразмерной длины резонатора  $\mu = 15$ , что примерно соответствует гиротрону с рабочей модой TE<sub>28,12</sub> [3]. Здесь  $\Delta_0 = 2\beta_{\perp}^{-2}\Delta\omega/\omega_0$ ,  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$  — нормированная поперечная скорость. На рис. 1 приведены границы устойчивости на плоскости безразмерных параметров расстройка циклотронного резонанса  $\Delta_H$  — нормированный ток пучка  $I_0$ , которые традиционно используются для анализа режимов колебаний в гиротроне. Подробное определение используемых безразмерных параметров можно найти, например, в [3].

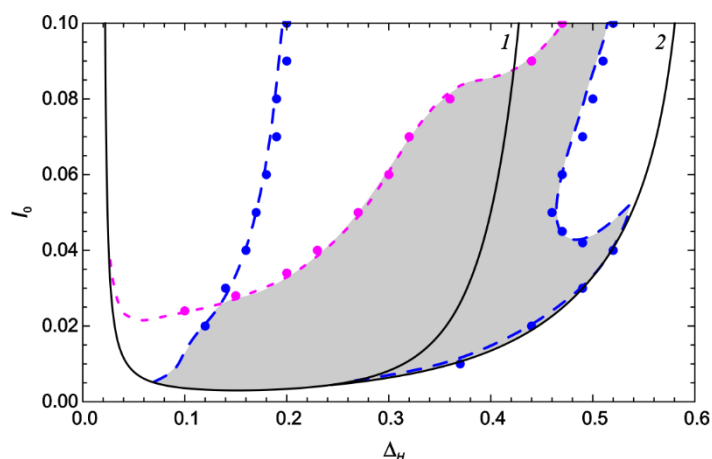


Рис. 1. Зона генерации гиротрона (сплошные линии) при  $\mu = 15$ . 1 – граница мягкого возбуждения, 2 – жесткого. Штриховые линии — теоретические границы возбуждения мод с  $s = \pm 1$ , пунктир —  $s = \pm 2$ , кружки — данные численного моделирования. Серым цветом показана область устойчивости основной моды.

Сплошными линиями показаны области мягкого и жесткого возбуждения одномодовой модели гиротрона (кривые 1 и 2 соответственно). Штриховыми линиями обозначены границы возбуждения паразитных мод, ближайших к основной ( $s = \pm 1$ ), пунктиром — следующей пары мод ( $s = \pm 2$ ). Таким образом, рабочая мода оказывается устойчивой в области параметров, которая на рисунке закрашена серым. Учет паразитных мод с более высокими номерами ( $s = \pm 3$  и т.д.) в данном случае не сказывается на конфигурации зоны устойчивости. Границы возбуждения для этих мод лежат в области более высоких токов и на рисунке не показаны.

Результаты теоретического анализа хорошо согласуются с численным моделированием на основе многомодовой теории гиротрона, которые показаны кружками. Также они хорошо согласуются с результатами, представленными в [3,4].

*Работа частично поддержана грантом РФФ № 22-22-00603.*

#### Библиографический список

1. *Nusinovich G.S.* Introduction to the Physics of Gyrotrons, Baltimore, London: The Johns Hopkins University Press, 2004.
2. *Глявин М.Ю., Нусинович Г.С.* // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 3. С. 512-520.
3. *Бакунин В.Л., Денисов Г.Г., Завольский Н.А., Мусеев М.А.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. № 6. С. 67-81.
4. *Melnikova M.M., Ryskin N.M.* // Phys. Plasmas. 2022. Vol. 29, No. 1. P. 013104.



## ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ С НАРУШЕНИЕМ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ СИММЕТРИИ

В.А. Губанов<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория «Магнитные Метаматериалы», Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Создание устройств обработки и хранения информационных сигналов на принципах магноники представляет большой интерес [1]. Расширение комплементарной базы элементов для логических устройств возможно при использовании различных методов управления элементарными элементами. Сочленения между собой различные элементы можно задавать различные комбинации логических операций. Одним из возможных для данных типов приложений может являться структура с нарушением трансляционной симметрии [2,3].

В данной работе будет показано влияние лазерного нагрева на распространение спиновых волн (СВ) в структуре типа «подкова». Нагрев лазером проводился в области скруглены волновода. Создавались условия для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором поле прикладывалось вдоль оси  $x$ , и эффективного возбуждения обратно объемной магнитостатической волны (ООМСВ), при котором поле прикладывалось вдоль оси  $y$ .

Будут показаны режимы управления распространением спинового сигнала в случае возбуждения разных типов СВ без приложения и с приложением лазерного нагрева к структуре.

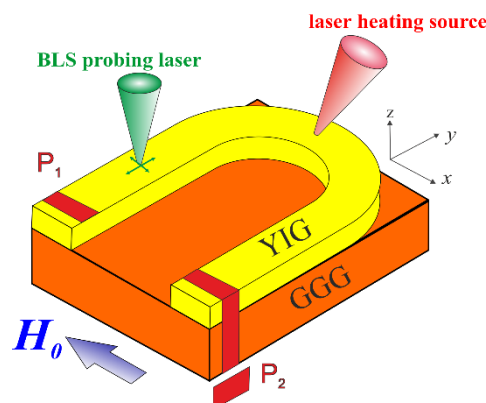


Рис. 1. Схематическое изображение структуры с нарушением трансляционной симметрии.

*Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10191).*

### Библиографический список

1. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. // J. of Phys. D: Applied Physics, 43, 260301 (2010)
2. Sadovnikov A. V., Davies C. S., Kruglyak V. V. et al // Phys. Rev. B, 96, 060401(R) (2017).
3. Gubanov, V.A., Martyshkin, A.A., Sheshukova, S.E. et al. // Tech. Phys. 2019 V.64 P.1636–1641.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛОС НЕПРОПУСКАНИЯ СПИН-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА ОТ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЕАНДРОВОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ ПЕРМАЛЛОЯ

Ю.А. Губанова<sup>1</sup>, В.А. Губанов<sup>1</sup>, Н. Ногинова<sup>2</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Норфолкский Государственный Университет

E-mail: yulya29022095@gmail.com

В связи с возможными концепциями обработки и хранения данных, основанных на магنونных обнаружениях, интерес представляет собой переход от двумерной архитектуры магنونных сетей к трехмерной [1]. В электронике трехмерные схемы требуют определения отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что является технологическим вызовом. Магنونика часто передает информационный сигнал, закодированный по амплитуде и фазе спиновых волн (СВ), при этом транспортные свойства спинно-поляризованных электронов не используются, а информация происходит по пути передачи сигнала с помощью СВ [2]. При таком подходе может быть реализован ряд функциональных блоков обработки сигналов с низким энергопотреблением, возникновением с полупроводниковыми признаками и микросхемами, а также наблюдаемая миниатюризация структуры до нанометровых размеров [3].

На рисунке показан сегмент периодической 3D магنونной структуры в поперечном сечении, используемый для моделирования меандровой структуры с параметрами: период модуляции  $L = 740$  нм, высота наблюдаемых горизонтальных участков  $m_1 = 50$  нм, высота верхних горизонтальных участков  $m_2 = 50$  нм, толщина вертикальных участков  $m_3 = 50$  нм, высота перепада  $p = 120$  нм. Внешнее магнитное поле было направлено вдоль оси  $z$ .

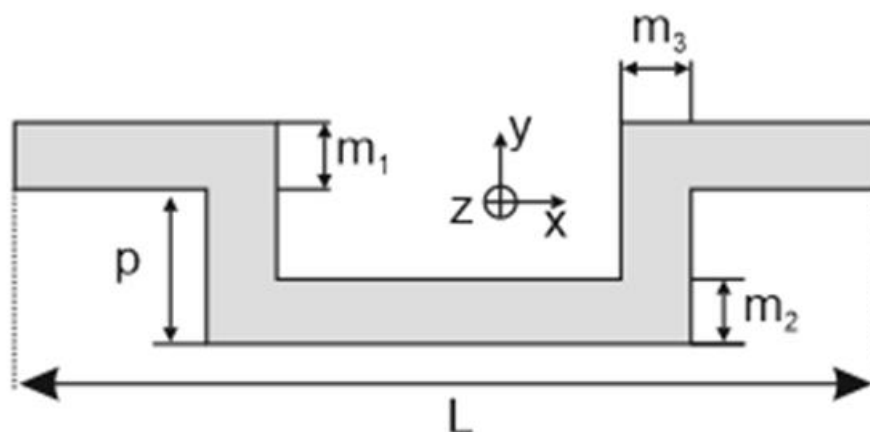


Рис. 1. Схематическое изображение меандровой структуры.

Было проведено численное моделирование путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов в программном продукте COMSOL Multiphysics. Также для более детального исследования ширины запрещенных частотных диапазонов спиновых волн был использован метод Манделъштамм-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) в конфигурации обратного рассеяния. В работе

исследовано управление запрещёнными зонами с помощью изменения геометрических параметров меандра. Предложенная структура может быть использована в качестве поглощающей метаповерхности и/или фильтра на магнитостатических волнах

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№20-79-10191).*

#### **Библиографический список**

1. Nikitov S.A., Safin A.R., Kalyabin D.V. *et al.* // Physics–Uspekhi. 2020. V. 63. P. 945.
2. Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C., Atkinson D. *et al.* // Science 2005. V. 309. P. 1688.
3. Barman A. *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter 2021. V. 33. P. 413001.

## СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ –МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ПОЛИАНИЛИНОМ МНОГОСТЕННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ

С.В. Васин<sup>1</sup>, В.А. Сергеев<sup>1,2</sup>, М.С. Ефимов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Ульяновский государственный технический университет

E-mail: svasin@ulireran.ru

Углеродные нанотрубки (CNT) являются одним из наиболее широко используемых наполнителей для получения полимерных композитов, благодаря способности существенно изменять физико-химические свойства получаемых материалов [1,2]. В свою очередь, полианилин (PANI) является одним из наиболее широко используемых в органической электронике проводящих полимеров, благодаря простоте его синтеза и возможности управления электрическими свойствами путем изменения его состояния окисления и протонирования. Сочетание свойств CNT и PANI путем внедрения CNT в микроструктуру PANI позволяют создавать новые функциональные материалы с широким возможным спектром применения [3]. Однако основными проблемами, связанными с успешным использованием PANI, являются его плохие механические свойства и низкая растворимость в водных и органических растворителях. Решение этих проблем возможно путем формирования композитов PANI с полимерами или неорганическими материалами, обладающими лучшими механическими свойствами, стабильностью и технологичностью.

В данной работе нами были получены и исследованы пленки полимерного нанокompозита поливиниловый спирт (PVA) – многостенные CNT (MWCNT) – PANI. В экспериментах использовался ПВС марки 16/1 и модифицированные полианилином многостенные углеродные нанотрубки (PANI/MWCNT) торговой марки «Таунит», производства NanoTechCenter LTD. Первоначально готовилась водная суспензия PANI/MWCNT путем одновременного механического и ультразвукового перемешивания при температуре 70°C. Затем в суспензию добавлялось необходимое количество PVA и перемешивание продолжалось до полного его растворения. После этого необходимое количество раствора с различным массовым соотношением PVA и PANI/MWCNT разливали в чашки Петри и сушили при комнатной температуре в течение 48 час. Сформированные таким образом пленки имели толщину 30-40 мкм и использовались для проведения электрических измерений на постоянном и переменном токе, а также для исследования поверхностной морфологии с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM). Для оптических измерений методом вытягивания из раствора (dip coating) изготавливались полимерные пленки толщиной 1 мкм на стеклянных подложках.

На рис. 1, а представлен полученный с помощью SEM снимок композитной пленки с 50% содержанием PANI/MWCNT. Видно, что структура пленки представляет собой зерна PANI/MWCNT равномерно встроенные в матрицу PVA. Как и отмечалось ранее, PANI практически не растворим в водных и органических растворителях, результатом этого является зернистая структура полученных композитов.

На рис. 1, б представлены спектры пропускания пленок указанных композитов PVA/PANI/MWCNT с различной концентрацией PANI/MWCNT. Видно, что в исследованном диапазоне длин волн спектры пропускания пленок имеют явно выраженную зависимость – монотонный рост коэффициента пропускания  $T$  с увеличением длины волны излучения.

На рис. 1, с показаны вольт-амперные характеристики пленок композитов PVA/PANI/MWCNT с различной концентрацией PANI/MWCNT и пленки чистого PVA. Видно, что при повышении концентрации PANI/MWCNT до 50% проводимость пленок возрастает более чем на 4 порядка.

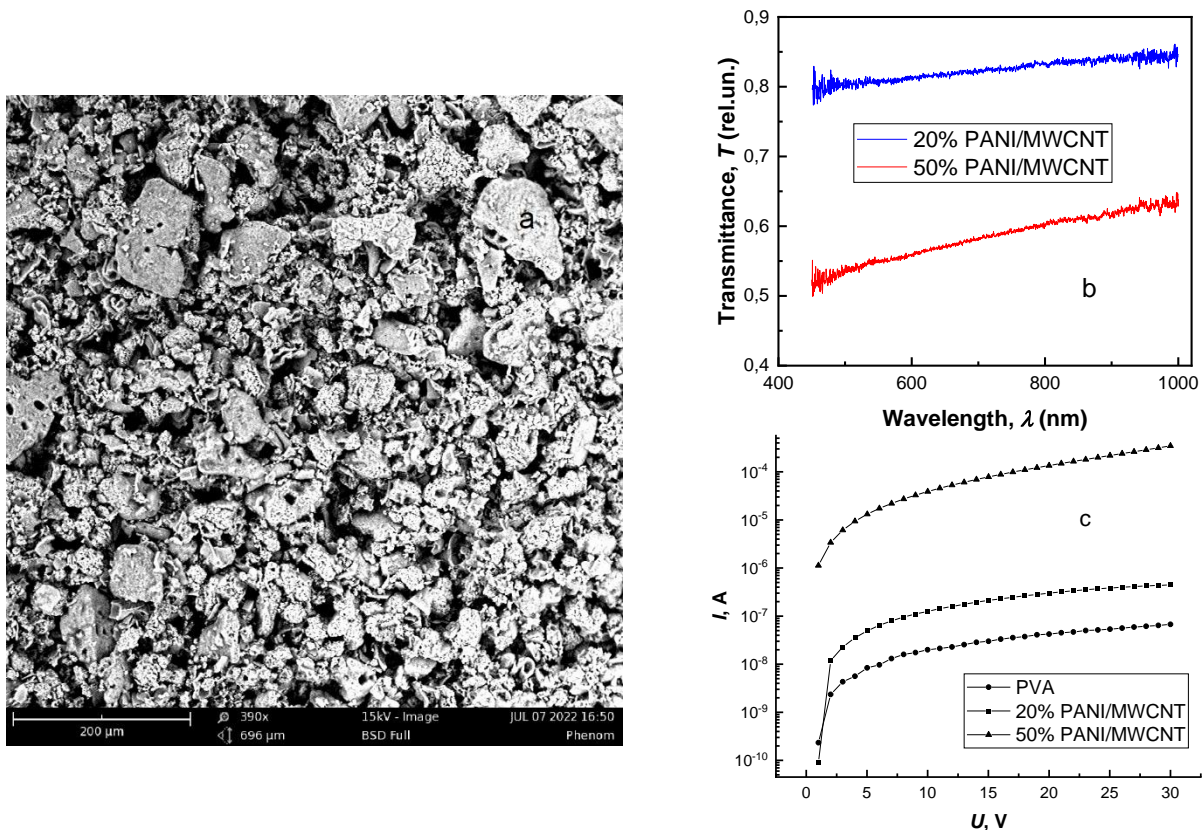


Рис. 1. (а) Снимок SEM нанокompозитной пленки PAV/PANI/MWCNT с 50% содержанием PANI/MWCNT.

(б) Спектры пропускания нанокompозитных пленок PAV/PANI/MWCNT.

(с) Вольт-амперные характеристики нанокompозитных пленок PAV/PANI/MWCNT.

*Работа выполнена в рамках государственного задания при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Ульяновской области, номер проекта № 19-42-730011.*

#### Библиографический список

1. Васин С. В., Ефимов М. С., Сергеев В. А. // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 12, С. 26.
2. Vasin S. V., Nizametdinov A. M., Sergeev V. A., Efimov M. S. // Radioelectron. Nanosyst. Inf. Technol. 2021. V. 13. Pp. 457–464.
3. Kumar A., Kumar V., Awasthi K. // Polym. Plast. Technol. Eng. 2018. V. 57. Pp. 70–97.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА СИГНАЛОВ ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ СТАДИЙ СНА

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

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, институт физики. Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83

<sup>2</sup>Саратовский государственный медицинский университет имени В. И. Разумовского, НИИ кардиологии, отдел фундаментальных исследований в нейрокардиологии. Россия, 410012, г. Саратов, ул. Большая Казачья, 112  
E-mail: superlesenok@inbox.ru

Сбор экспериментального материала осуществлен в рамках клинического исследования, куда вошли 41 доношенных и недоношенных новорожденных со сроком гестации более 34 недель. Все новорожденные были разделены на группы I и II в соответствии со сроком гестации 38 – 41 и 34 – 36 недели, соответственно. Ниже, в таблице 1 приведены средние оценки данных пациентов для каждой группы.

Каждый ребенок из группы I дважды прошёл процедуру мониторинга не менее 12 каналов ЭЭГ через 8 часов и на 10 сутки после рождения. Новорожденные из группы II проходили аналогичный мониторинг только на 10 сутки после рождения. При проведении мониторинга ребенок располагается в кроватке или в кувезе (в зависимости от срока гестации и веса). Процедура является неинвазивной и безболезненной.

Для изучения частотно-временных характеристик электроэнцефалографии было использовано классическое непрерывное вейвлетное преобразование (НВП), позволяющее оценить динамику мощности колебательной активности в различных частотных интервалах с хорошим временным разрешением [1-3]. Непрерывное вейвлетное преобразование  $W_i(f, t)$  рассчитывалось для каждого сигнала ЭЭГ на основе материнского вейвлета Морле с параметром  $\Omega_0 = 2\pi$ . При использовании данной величины параметра  $\Omega_0$ , временные масштабы НВП могут быть представлены в классических частотах Фурье-спектра  $f$ , Гц, [4].

Для удобства визуального представления была использована методика построения карт мощности энергии, усредненной во временном окне  $\Delta t = 5$  секунд. В этом случае карта располагается на поверхности время-частота, где по оси абсцисс отложено время, являющееся дискретной величиной, изменяющейся с шагом  $\Delta t$ , а по оси ординат – частота,  $f$ , Гц. Цвет соответствует величине наблюдаемой энергии НВП. На верхних панелях рисунка продемонстрированы типичные результаты количественных оценок энергии колебательной активности для нескольких каналов ЭЭГ по одному из новорожденных пациентов из группы I для первого и второго мониторинга и группы II, соответственно. На нижних графиках рисунок представлены соответствующие схемы состояния ребенка по результатам экспертной оценки его физиологического состояния с использованием контроля ЧСС. Схема состояния напоминает стандартную гипнограмму, определяемую для взрослых пациентов при полисомнографических исследованиях. Максимальные значения соответствуют состояниям спокойного сна – дыхание замедлено, глаза закрыты. Далее, полочки средних значений – это состояния дремоты, покоя. Минимальные значения – это максимально активное бодрствование.

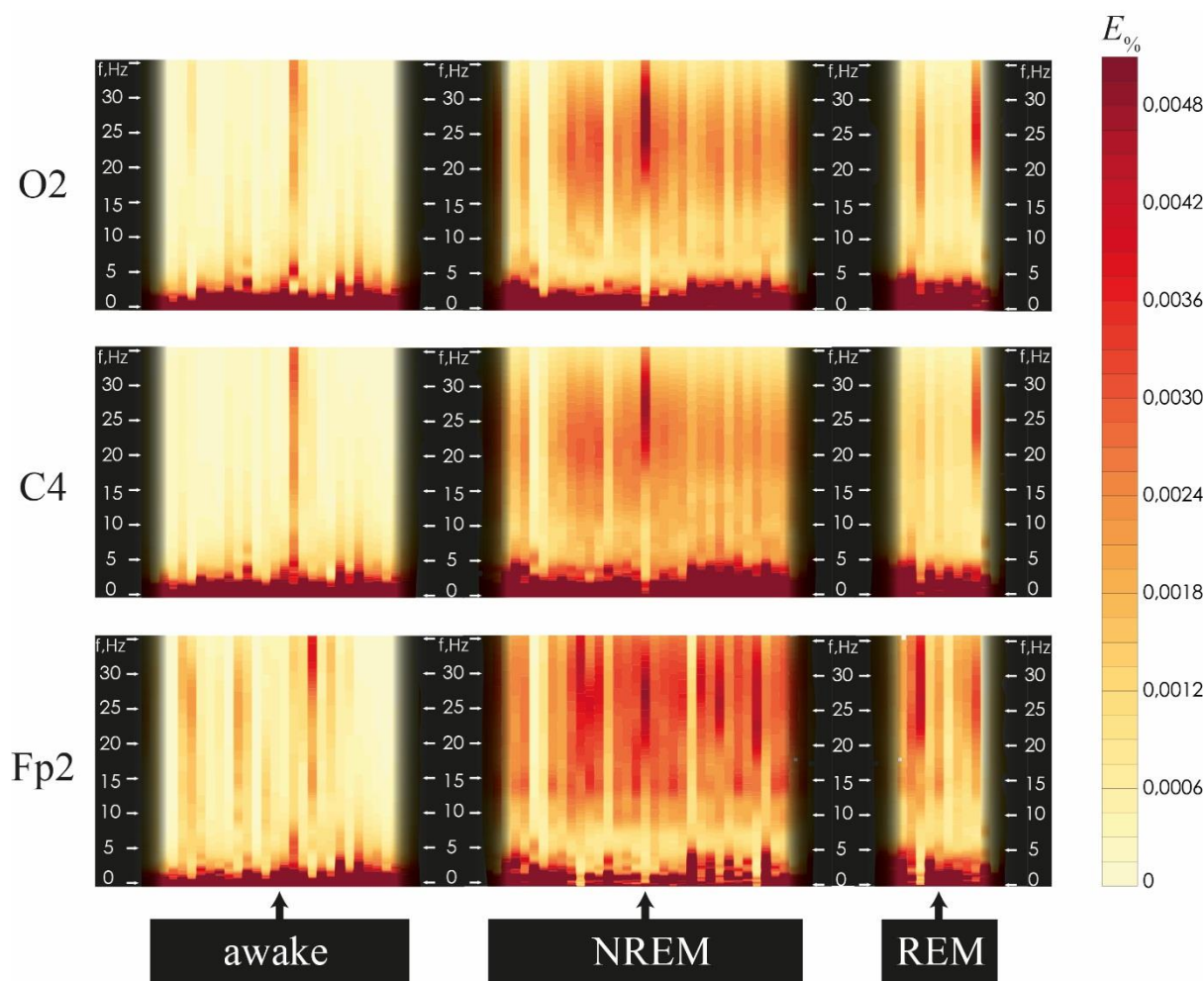


Рис. 1. Результаты расчёта усредненной энергии  $W(f, t)$  НВП по временным окнам  $\Delta t$  равным 30 секундам для различных стадий эксперимента (awake/NREM/REM) по трем различным каналам ЭЭГ O2, C4, Fp2, соответственно, зарегистрированные при первом мониторинге у новорожденного N 7 из группы I.

Проведенные исследования по изучению частотно-временных характеристик ЭЭГ группы новорожденных на основе непрерывного вейвлетного преобразования продемонстрировал значительную изменчивость активности головного мозга данной группы пациентов при смене их физиологических состояний сон и бодрствование. Особый интерес вызывает выявленная особенность генерации альфа-активности, наблюдать которую позволило использование аппарата НВП, обладающего высоким временным разрешением при частотном анализе колебательных процессов.

*Работа выполнена в рамках финансовой поддержки Российского научного фонда (проект 22-22-00517).*

#### Библиографический список

1. *Massimini M.* //Journal of Neuroscience. 2004. **24**, N 31. P. 6862.
2. *Габдракипова А. А., Черватюк М. И., Мищенко А. Н.* // European research. 2017. N 7. С. 30.
3. *G. Loddo, et al.* // Frontiers in neurology. 2017. **8**. P. 42.
4. *Hramov A. E., et al.* Wavelets in Neuroscience. Springer Series in Synergetics, Springer, Heidelberg, New York, 2015.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ГОЛОВНОГО МОЗГА У ПАЦИЕНТОВ С ЧЕЛЮСТНО-ЛИЦЕВЫМИ НАРУШЕНИЯМИ

**К.С. Саматова<sup>1</sup>, Р.К. Насруллаев<sup>1</sup>, Д.Е. Суетенков<sup>1</sup>, М.О. Журавлёв<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В. И. Разумовского

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

E-mail: kamilasamatova@rambler.ru

В данной работе показаны особенности изменений в электрической активности головного мозга у пациентов после осуществления незначительных ортодонтических вмешательств в ходе прохождения простого когнитивного теста.

Исследование проводилось на 5 испытуемых, условно здоровых мужчинах в возрасте 19 – 25 лет. У каждого добровольца поверхностно регистрировалась электрическая активность головного мозга с помощью ЭЭГ-датчиков и собирали с помощью регистратора Энцефалан-ЭЭГР-19/26 (ООО «Медиком МТД», Россия). Общая длительность экспериментальной работы составила 35 минут. Каждый испытуемый прошел данный эксперимент два раза в разные дни до ортодонтической коррекции и сразу же после нее.

Сейчас предложены новые методы для частотно-временной анализа сигналов биологической природы с использованием непрерывного вейвлетного преобразования, так называемый метод скелетонов [1] и метод частотных паттернов [2, 3]. Оба этих метода позволяют сократить избыточность информации при анализе сигналов, что упрощает детектирование тонких эффектов, возникающих при регистрации активности головного мозга. В качестве математического аппарата решения задачи анализа данных ЭЭГ было использовано непрерывное вейвлетное преобразование (НВП) с комплексными базами [4].

Для всех каналов ЭЭГ по всем частотным диапазонам  $\Delta f_i$  во временном окне 5 секунд рассчитывались количество паттернов  $N$ , возникших в данном окне, и среднее время жизни  $T$  этих паттернов.

На рис. 1 представлена зависимость количества паттернов и среднее время жизни для обоих экспериментов с испытуемым №1, т.е. до и после ортодонтической коррекции.

Далее оценивалась плотность вероятности для количества паттернов  $p(N)$  и времени их жизни  $p(T)$ .

Оказалось, что распределение плотности вероятности канала O2 для обоих экспериментов близко друг другу, при этом, распределение плотности вероятности количества паттернов для канала O1 для обоих экспериментов весьма сильно отличаются друг от друга.



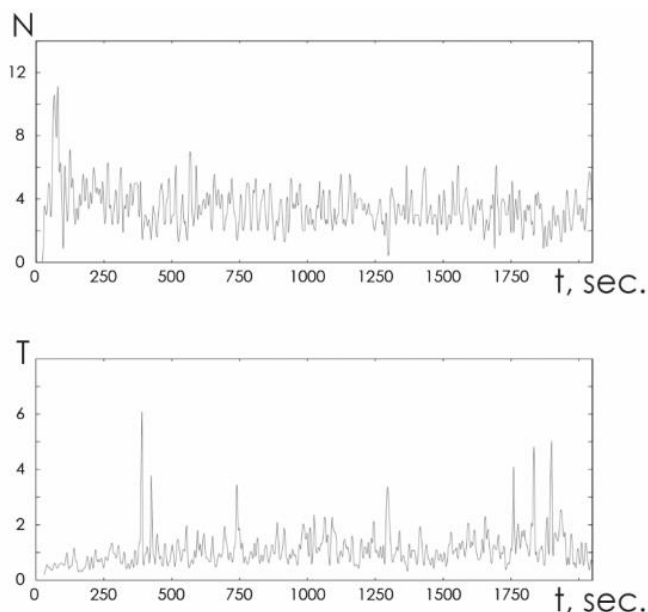


Рис. 1 Зависимость количества паттернов  $N$  и среднего времени жизни паттернов  $T$  в диапазоне частот  $\Delta f_5 = [9:0; 12:0]$  Гц для канала O2 первого эксперимента с испытуемым №3.

Были введены критерий оценки сходства электрической активности головного мозга в различных каналах при ортодонтическом воздействии на пациента:

При этом чем меньшее значение имеют критерии, тем меньше влияния оказывает ортодонтическая коррекция на электрическую активность в данном канале ЭЭГ.

По результатам анализа выделили две группы каналов:

для которых значения критериев (8) и (9) не превышает 0.013 и 0.0025 (каналы: O2, P4, C4, F4, T6, T3, F7, Pz, Fz) - можно считать, что ортодонтическое воздействие не оказывает влияния на электрическую активность мозга,

для которых значение критериев (8) и (9) не превышает 0.013 и 0.0025 (каналы: O1, C3, F3, Fp1, Fp2, T5, T4, Cz) - для них ортодонтическая коррекция оказывает существенное влияние на электрическую активности в этих каналах

Полученные результаты позволяют более детально понять механизмы функционирования головного мозга, а также могут использоваться для диагностических целей в процессе лечения ортодонтических заболеваний.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации государственной поддержки молодых российских ученых (проект МК-2206.2021.1.2).*

#### Библиографический список

1. Maksimenko V. A. et al. // PloS one. – 2017. – V. 12. – №. 12. – P. e0188700.
2. Runnova, A., et al. // Scientific reports – 2021. – T. 11. – №. 1. – С. 1-8.
3. Sergeev, K., et al. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science – 2021. – V. 31. – №. 7. – P. 073110.
4. Torresani B. Continuous wavelet transform // Savoie, Paris. – 1995. – V. 675. – P. 676.

## ЧАСТОТНЫЕ ПАТТЕРНЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ГОЛОВНОГО МОЗГА: ПЕРСПЕКТИВЫ АВТОМАТИЧЕСКОЙ РАЗМЕТКИ ПОЛИСОМНОГРАФИЧЕСКИХ ЗАПИСЕЙ

М.О. Журавлёв<sup>1,2</sup>, А.Е. Руннова<sup>1,2</sup>, А.Р. Киселев<sup>1</sup>, К.С. Саматова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный медицинский университет

им. В.И. Разумовского Минздрава России

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: zhuravlevmo@gmail.com

Одним из перспективных направлений по внедрению информационных технологий в области медицины является их применение для клинической оценки сна пациентов. По сей день анализ сомнологических данных проводится вручную врачом-сомнологом. Однако автоматизация процесса позволит увеличить эргономичность анализа, сократить человеческие затраты и упростить работу специалистов в области исследований сна.

Данная работа посвящена изучению возможности применения нового метода анализа частотных паттернов в биологических сигналах для реализации автоматизированного алгоритма для детектирования различных стадий сна во время ночного мониторинга. Отличительной особенностью метода является его способность выявлять тонкие различия в биологических сигналах, которые не удаётся выявить классическими методами.

Возможность использования метода частотных паттернов была апробирована на пяти полисомнографических записях условно здоровых испытуемых, для каждой записи имелась гипнограмма с разметкой стадий сна, которая была построена высококвалифицированным врачом сомнологом.

Математической основой разработанного метода является непрерывное вейвлетное преобразование (CWT) [1,2]:

$$W(s, t) = \sqrt{s} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi^* \left( \frac{t-t_0}{s} \right) dt \quad (1)$$

где  $x(t)$  – анализируемый сигнал,  $s$  - масштаб времени, определяющий ширину вейвлета, "\*" комплексное сопряжение, а  $\psi_{t_0,s}(t)$  - базис вейвлетного преобразования в виде комплексной функции.

В рамках работы с биологическими сигналами в качестве базисной функции традиционно используется вейвлет Морле [1]

$$\psi_{t_0,s}(t) = \sqrt{f} \pi^{1/4} e^{j\omega_0 f(t-t_0)} e^{-f(t-t_0)^2/2} \quad (2)$$

где  $\omega_0$  - параметр масштабирования вейвлета, обеспечивающий связь между временным масштабом вейвлет-преобразования ( $s$ ) и частотой преобразования Фурье ( $f$ ), где  $f = 1/s$ .

Таким образом, используя вейвлетный базис Морле, мы можем перейти при расчёте CWT к привычному классическому частотному представлению сигналов.

Основными преимуществами вейвлетного анализа является простота частотно-временной развёртки зашумлённых нестационарных сигналов и достаточная быстрота численной обработки. Использование CWT позволяет чётко и без-

ошибочно проследить динамику на доминирующих, максимальных частотных компонентах в сигнале. Однако, при необходимости рассмотреть динамику на сопутствующих частотных диапазонах возникает проблема выделения различных паттернов активности, существующих в один и тот же период времени на исходных сложных сигналах.

В рамках использования SWT для повышения качества оценки таких сосуществующих процессов используется, в частности, скелетонный метод SWT [2, 3]. Данная методика основана на выделении в анализируемом частотном диапазоне локальных максимумов в мгновенном распределении энергии НВП в каждый момент времени. Мгновенное распределение энергии НВП определяется следующим соотношением:

$$E(f, t_n) = |W(f, t_n)|^2. \quad (3)$$

Проводя анализ с помощью данного метода частоты  $f_j^n$ , получаем набор колебательных паттернов  $P_r$  анализируемого сигнала, где  $r$  – общее количество выявленных паттернов. При этом, каждый частотный паттерн можно охарактеризовать не только временем жизни и его средней частотой, но средним значением энергии непрерывного вейвлетного преобразования, приходящейся на этот частотный паттерн за время его существования.

В работе показано, что непосредственное применение методики частотных паттернов для детектирования стадий сна не позволит осуществлять разметку на необходимом уровне. Однако, существует возможность введения дополнительных критериев и соотношений между характеристиками частотных паттернов в различных частотных диапазонах и в различных каналах ЭЭГ, что в свою очередь может существенно увеличить качество разметки стадий сна до такого уровня, что данную методику возможно будет использовать в клинических целях. Кроме этого, очевидно, что характеристики частотных паттернов могут быть использованы как данные для работы нейронных сетей при детектировании стадий сна, что также может привести к существенному улучшению качества разметки полисомнографических записей.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Саратовского государственного медицинского университета в рамках научного проекта No SSMU2021-005.*

#### Библиографический список

1. Pavlov A. N. et al. //Physics-Uspexhi. – 2012. – V. 55. – №. 9. – P. 845.
2. Hramov A. E. et al. Wavelets in neuroscience. – Springer Berlin Heidelberg, 2015.
3. Sitnikova E. et al. //Neuroscience Journal. – 2014. – V. 2014.

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СИНДРОМА ОБСТРУКТИВНОГО АПНОЭ ВО СНЕ

М.О. Журавлёв<sup>1</sup>, А.Е. Руннова<sup>1</sup>, А.Р. Киселев<sup>1</sup>, М.Ю. Новиков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный медицинский исследовательский центр терапии и профилактической  
медицины Министерства здравоохранения

<sup>2</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского  
Минздрава России

E-mail: zhuravlevmo@gmail.com

В настоящее время особое внимание уделяется изучению нарушений сна [1-5]. Такой интерес к этой проблеме обусловлен тем, что ранняя диагностика и лечение этих расстройств у пациентов позволяет преодолеть заболевания, приводящие к таким расстройствам [3, 4], и может значительно улучшить качество жизни пациентов. Одним из основных инструментов диагностики нарушений сна является полисомнография, включающая запись электроэнцефалографии, электромиографию, электрокардиографию и мониторинг дыхания во время сна [5].

Целью данной работы является выявление биомаркеров электрической активности мозга во время сна, связанных с синдромом обструктивного апноэ во сне. Синдром обструктивного апноэ – это распространенное нарушение сна, при котором происходит полная или частичная обструкция дыхательных путей, вызванная расслаблением мышц глотки, что сопровождается храпом и удушьем, вызывает частые пробуждения, нарушение сна, чрезмерную дневную сонливость и связанные с этим нарушения функционирования организма. [6]

В данной работе предлагается новый подход к анализу полисомнографических записей, связанный с оценкой степени синхронизации между различными каналами ЭЭГ во время ночного мониторинга в разных частотных диапазонах. Для оценки степени синхронизации между различными каналами данных ЭЭГ был использован метод, основанный на использовании вейвлет-бикогерентности [7, 8].

Регистрация полисомнографических записей проводилась для пяти условно здоровых пациентов и пяти пациентов с синдромом обструктивного апноэ, при этом для каждого из пациентов было проведено по две регистрации полисомнографии в разные дни. Для каждой из полученных записей сомнолог построил гипнограмму с обозначением стадий сна. Полученные гипнограммы сравнивали друг с другом, чтобы выявить, есть ли существенные различия в структуре сна у условно здоровых пациентов и пациентов с синдромом обструктивного апноэ, таких различий обнаружено не было.

Далее, используя метод вейвлет-бикогерентности для оценки степени синхронизации, был проведен анализ многоканальных записей ЭЭГ для условно здоровых субъектов и для пациентов с синдромом обструктивного апноэ. На первом этапе вычисляются комплексные коэффициенты непрерывного вейвлет-преобразования для каждого канала ЭЭГ, затем на основе взаимного вейвлет-спектра сигналов оценивается вейвлет-бикогерентность. В рамках этой работы в качестве базовой функции использовался вейвлет Морле.

Была определена зависимость степени синхронизации между различными каналами ЭЭГ (O1, O2, C3, C4, Fp1, Fp2) от времени для всего массива данных без деления на стадии сна, получив, таким образом, 15 уникальных пар каналов. Для

каждой пары каналов были построены распределения вероятностей степени синхронизации для семи диапазонов частот, традиционных для современной нейробиологии [9]:  $\Delta f_1[0,5-4,5]$  Гц,  $\Delta f_2[4-8]$  Гц,  $\Delta f_3[8-12]$  Гц,  $\Delta f_4[12-14]$  Гц,  $\Delta f_5[12-20]$  Гц,  $\Delta f_6[20-30]$  Гц и  $\Delta f_7[30-40]$  Гц. Оказалось, что у пациентов с синдромом обструктивного апноэ во сне наблюдается общее снижение синхронизации между левым и правым полушариями в области низких частот по сравнению с условно здоровыми пациентами. В то же время с увеличением частоты различия в степени синхронизации между левым и правым полушариями для обеих групп пациентов уменьшаются и не наблюдаются в диапазоне частот порядка  $\Delta f_6[20-30]$  Гц и  $\Delta f_7[30-40]$  Гц.

Далее для каждой пары каналов и для каждого пациента были определены средние значения степени синхронизации между различными каналами ЭЭГ, пациенты с синдромом обструктивного апноэ продемонстрировали не только снижение межполушарной связи, но и увеличение степени синхронизации между каналами внутри полушарий.

Таким образом, предложенный подход позволяет без разделения на стадии сна выявлять пациентов с синдромом обструктивного апноэ. Дальнейшие исследования на более значимых выборках позволят уточнить полученные результаты и создать основу для разработки автоматических диагностических систем.

*Исследование проводилось в рамках научной работы “Разработка алгоритмов распознавания маркеров нарушений дыхания во время сна у пациентов с различными формами сердечно-сосудистой патологии”, в соответствии с государственным заданием Минздрава России на 2022-2024 годы.*

#### Библиографический список

1. M. Massimini, R. Huber, F. Ferrarelli, S. Hill, G. Tononi // Journal of Neuroscience. 2004. V. 24. Pp. 6862-6870.
2. M. Hajinoroozi et al. // Signal Processing: Image Communication. 2016. V. 47. Pp. 549-555.
3. Loddo, G., Calandra-Buonaura, G., Sambati, L., Giannini, G. et al. // Frontiers in neurology. 2017. V. 8. P. 42.
4. G. Tononi, C. Cirelli // Brain research bulletin. 2003. V. 62. Pp. 143-150.
5. K. Šušmáková, A. Krakovská // Artificial intelligence in medicine. 2008. V. 44. Pp. 261-277.
6. Mannarino, M. R., Di Filippo, F., & Pirro, M. // European Journal of Internal Medicine. 2012. V. 23. Pp. 586-593.
7. A. E. Hramov et al. // Springer Berlin Heidelberg. 2015.
8. V. V. Makarov et al. // Physical Review E. 2018. V. 98. P. 062413.
9. Riedner B. A. et al. // Progress in brain research. 2011. V. Pp. 201-218.

## ОЦЕНКА ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ГОЛОВНОГО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕКУРРЕНТНОГО АНАЛИЗА

М.О. Журавлёв<sup>1,2</sup>, А.Е. Руннова<sup>1,2</sup>, А.О. Сельский<sup>1</sup>, Е.П. Емельянова<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>*Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского Минздрава России*

*E-mail: zhuravlevmo@gmail.com*

В настоящее время изучение динамики мозга в познавательной деятельности привлекает большое внимание исследователей [1, 2]. Для изучения динамики мозга необходимо применять метод сбора данных, характеризующих работу мозга. В настоящее время существует большое количество таких методов, включая энцефалограммы (ЭЭГ, МЭГ), фМРТ и компьютерную томографию [3]. Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки. В нашей работе используется только электроэнцефалография, так как она не инвазивная. Но этого недостаточно, чтобы применить метод сбора данных для всестороннего изучения мозга. Кроме того, необходимо применять математические методы обработки сигналов. Существует множество методов обработки сигналов, которые можно адаптировать для использования с данными человеческого мозга. В принципе, есть две группы методов, применимых к данным о мозге: частотные и корреляционные. Частотные методы применяются в основном для определения основных частот колебаний и распределения энергии по частотам. Наиболее часто используются преобразования Фурье (различных типов) и вейвлет-анализ. Кроме того, для определения связей между каналами часто используются различные методы. Одним из таких методов является рекуррентный анализ. Этот метод хорошо подходит для изучения динамики систем, таких как климатические задачи или обработка сигналов ЭЭГ. В данной статье рекуррентный анализ применяется к обработке данных ЭЭГ людей, страдающих мигренью с когнитивной нагрузкой. Полученный ряд будет оцениваться с помощью совместного рекуррентного анализа для выявления наиболее активных каналов и сравнения их значений. Увеличение количества возвратов свидетельствует о том, что в этом канале при выполнении движений либо увеличивается частота энцефалограммы сигнала, либо формируется устойчивый паттерн. В каждом из этих случаев динамика энцефалограммы в таком канале более важна, чем в каналах, где количество возвратов не меняется по сравнению с фоновой записью. Полученная информация об испытуемых будет проанализирована для выявления индивидуальных особенностей людей, страдающих хронической мигренью с когнитивной нагрузкой. Когнитивная деятельность угнетена у лиц, страдающих хроническими головными болями, в связи с чем актуальным является изучение мозговой активности лиц с хронической мигренью с когнитивной нагрузкой. Эта работа важна для продвижения и развития интерфейсов мозг-компьютер [4].

В данной работе описывается использование рекуррентного анализа для обработки данных энцефалографии головного мозга для выявления связей между событиями. Расчеты проводились экспериментальных данных электрической активно-

сти головного мозга испытуемых во время серии когнитивных тестов. Многоканальную ЭЭГ регистрировали с частотой дискретизации 250 Гц от электродов  $P = 19$  с двумя референтными электродами, расположенными в стандартных положениях по международной системе 10–20. Для усиления и аналого-цифрового преобразования сигналов ЭЭГ использовали электроэнцефалограф-регистратор «Энцефалан-ЭЭГР-19/26» (Таганрог, РФ) с несколькими каналами ЭЭГ и двухкнопочным устройством ввода (джойстиком). Предварительная обработка сигнала осуществлялась оригинальной программой подавления артефактов регистрации ЭЭГ. Экспериментальные исследования проводились в соответствии с этическими нормами и одобрены локальным комитетом по этике научных исследований Саратовского государственного медицинского университета г. Саратова. Испытуемыми были 23 человека, страдающих хроническими мигренями, все испытуемые дали информированное согласие перед участием в эксперименте. Результаты, полученные по совместным рекуррентным показателям, не имеют больших различий для сложных и простых представлений. Оценка динамики мозга при выполнении когнитивных тестов будет эффективно осуществляться с использованием разностного представления.

По результатам расчетов построена мозговая поверхность, отражающая значимость связей между записями. Также были построены поверхности, отражающие отношение частоты совместных повторений простых стимулов к сложным. Для разных типов мигрени распределение связей различается. Эти результаты позволяют выявить индивидуальные характеристики испытуемых, которые впоследствии могут быть использованы в большом количестве приложений, таких как разработка интерфейсов мозг-компьютер. Возможно, что полученные результаты в рамках данной работы будут интересны и полезны ученым, проводящим междисциплинарные исследования на переднем крае физики, математики, нейрофизиологии и медицины.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0003).*

#### **Библиографический список**

1. *Karavaev, A. S., et al.* // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2018. V. 28. №. 8. p. 081102.
2. *Hramov A. E. et al.* // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2019. V. 29. №. 9. p. 093110.
3. *Baillet S., et al.* // IEEE Signal processing magazine. 2001. V. 18. №. 6. p. 14-30.
4. *Wolpaw J. R. et al.* // Clinical neurophysiology. 2002. V. 113. №. 6. p. 767-791.

**ВКЛАД ДВУНАПРАВЛЕННОГО КАРДИОРЕСПИРАТОРНОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЛИНЕЙНУЮ ДИНАМИКУ  
МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СИСТЕМЫ КРОВООБРАЩЕНИЯ**

**Ю.М. Ишбулатов<sup>1,2,3,4</sup>, Т.С. Бибичева<sup>4</sup>, В.И. Гриднев<sup>3</sup>,  
М.Д. Прохоров<sup>1,4</sup>, М.В. Огнева<sup>4</sup>, А.Р. Киселев<sup>5</sup>, А.С. Караваев<sup>1,3,4</sup>**

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

<sup>2</sup>*Региональный научно-образовательный математический центр при Ярославском  
государственном университете им. П.Г. Демидова*

<sup>3</sup>*ФГБОУ ВО Саратовский ГМУ им. В.И. Разумовского Минздрава России*

<sup>4</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского*

<sup>5</sup>*ФГБУ "Национальный медицинский исследовательский центр терапии и профилактической  
медицины" Минздрава России  
E-mail: ishbulatov95@mail.ru*

Сердце здорового человека сокращается нерегулярно, и количественные меры нерегулярности, такие как корреляционная размерность или старший показатель Ляпунова, являются ранними маркерами заболеваний сердечно-сосудистой системы [1]. Однако природа и причины возникновения нерегулярности остаются предметами споров. [2]. Рассматриваются три потенциальных источника нерегулярности: детерминированный хаос в динамике элементов автономного контроля кровообращения, шумы центрального происхождения в динамике системы, а также нерегулярность дыхания и кардиореспираторное взаимодействие.

Экспериментальная проверка данных гипотез ограничена возможностями современной измерительной техники, нестационарностью и сложностью системы, а также потенциальным риском для здоровья добровольцев. В таких условиях представляется перспективным дополнить анализ экспериментальных данных анализом сигналов математических моделей.

В предыдущей работе нами исследовался вклад детерминированного хаоса в динамику элементов автономного контроля кровообращения и шумов центрального происхождения. Было установлено, что оба фактора необходимы для возникновения в модели нерегулярности, количественно соответствующей экспериментальным данным. Дыхательная система в рассмотренной модели была представлена в редуцированном виде, что не позволило адекватно оценить вклад данного фактора. Этому посвящена настоящая работа.

В работе была разработана математическая модель сердечно-сосудистой и респираторной систем. С помощью модели был проведен активный компьютерный эксперимент в ходе которого была введена блокада автономной регуляции дыхания, которая привела к установлению строго периодического режима дыхания и нарушила двунаправленное кардиореспираторное взаимодействие. Изменения в динамике системы анализировались методами спектрального анализа, статистического анализа и оценкой мер сложности, старшего показателя Ляпунова [3] и корреляционной размерности.

Анализ сигналов модели показал, что блокада привела к снижению ритма сердца, снижению variability ритма сердца, а также снижению артериального



давления. Блокада также снизила влияние шумов центрального происхождения на автономную регуляцию [4].

Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что двунаправленное кардиореспираторное взаимодействие играет существенную роль в динамике сердечно-сосудистой системы. Несмотря на это, блокада регуляции дыхания не вызвала изменения оценок старшего показателя Ляпунова и корреляционной размерности. Для объяснения данного наблюдения была выдвинута нижеследующая гипотеза.

Предыдущее модельное исследование установило, что оценки мер сложности увеличиваются после блокады автономной регуляции кровообращения, а также уменьшаются с уменьшением мощности шумов центрального происхождения. В эксперименте с отключением регуляции дыхания данные эффекты случились одновременно и скомпенсировали свое влияние на оценки мер сложности [5].

*Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант No. 21-71-30011 (разработка математической модели и численный эксперимент) и Проекта Правительства РФ, грант No. 075-15-2019-1885 (физиологическая интерпретация результатов).*

#### **Библиографический список**

1. Porta, A.; Bari, V.; Ranuzzi, G.; de Maria, B. et al. // Chaos. 2017. V. 27. P. 093901.
2. Krogh-Madsen, T.; Kold Taylor, L.; Skriver, A.D.; Schaffer, P. et al. // Chaos. 2017. V. 27. P. 093929.
3. Rosenstein, M.T.; Collins, J.J.; de Luca, C.J. // Physica D. 1993. V. 65. P. 117.
4. Kapidžić, A.; Platiša, M.M.; Bojić, T.; Kalauzi, A. // RESPNB. 2014. V. 203. P. 51.
5. Ishbulatov Yu.M., Bibicheva T.S., Gridnev V.I., Prokhorov M.D., et al. // Mathematics. 2022. V. 10. P. 1088.

## ДАТЧИКИ НА ОСНОВЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АНТИБИОТИКОВ

О.А. Караваева<sup>1</sup>, Б.Д. Зайцев<sup>2</sup>, И.А. Бородина<sup>2</sup>, А.П. Семёнов<sup>2</sup>,  
А.А. Теплых<sup>2</sup>, О.И. Гулий<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт биохимии и физиологии растений и микроорганизмов,  
ФИЦ «Саратовский научный центр РАН» (ИБФРМ РАН), Саратов, 410049, Россия

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Саратовский филиал, Саратов, 410019, Россия

E-mail: helga1121@yandex.ru

Широкое применение антибиотиков, приводящее к антибиотикорезистентности бактерий и появлению антибиотиков в окружающей среде и продуктах питания, стимулирует развитие новых методов контроля антибактериальных препаратов в объектах окружающей среды. Для определения антибиотиков используют стандартные, успешно зарекомендованные методы анализа, такие как: микробиологические, спектрофотометрические, флуориметрические, хемиллюминесцентные, различные варианты хроматографических методов, в том числе высокоэффективную жидкостную хроматографию и хромато-масс-спектрометрию, инверсионную вольтамперометрию, электроаналитическое определение с модифицированными электродами [1; 2], поверхностный плазмонный резонанс [3], биохимические методы (электрофорез) [4], колориметрический метод [5]. Немаловажными для анализа антибиотиков являются биосенсорные методы. Биосенсоры определяются как аналитические устройства, которые состоят из биологически обнаруживающего элемента (биорецептор), интегрированным с физическим преобразователем [6]. Известные биосенсорные системы классифицируются в зависимости от того, какой агент выступает в качестве биорецептора: ферменты, микроорганизмы, бактериофаги, ДНК, антитела, ткани, органеллы и хеморецепторы и др. Также биосенсоры классифицируются в зависимости от типа датчиков: амперометрические, потенциометрические, полупроводниковые, термометрические, фотометрические и пьезоэлектрические. Одним из перспективных направлений сенсорных методов анализа антибиотиков являются акустические датчики, в которых в качестве чувствительного элемента используют бактерии. Микроорганизмы, проявляющие чувствительность к определяемому антибиотику, в комплексе с электрофизическим датчиком, могут представлять собой простые, чувствительные и быстродействующие сенсоры.

Влияние полимиксина на изменение электрофизических параметров суспензии клеток *Escherichia coli* методом электроакустического анализа показано в работе [7]. Установлено, что максимальные изменения регистрируемого сигнала происходят при концентрации полимиксина 25 мкг/мл, при этом они не зависели от времени воздействия антибиотика.

Возможности регистрации воздействия антибиотиков на микробные клетки с использованием биологического датчика на основе щелевой волны в акустической линии задержки показаны в работе [8].

Микробная сенсорная тест-система на основе пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем для определения низких/остаточных концентраций канамицина в жидкости в режиме реального времени описана в работе [9]. В

качестве сенсорного элемента датчика использовали микробные клетки, проявляющие чувствительность к канамицину. Аналитическим сигналом служили значения реальной и мнимой частей электрического импеданса резонатора до и после внесения канамицина в суспензию с бактериями. Установлено, что нижний предел определения канамицина составляет  $1.0 \mu\text{g/mL}$ . Показана селективность микробной тест-системы с возможностью ее многократного использования без необходимости использования специальных меток для обнаружения канамицина в воде.

Разработан компактный акустический анализатор на основе резонатора с поперечным электрическим полем для экспресс-анализа антибиотиков на примере хлорамфеникола (в диапазоне концентраций  $0.5 - 15 \text{ мкг/мл}$ ) в водном растворе при времени анализа 4 мин [10]. В качестве сенсорного элемента использовали бактериальные клетки, являющиеся чувствительными к антибиотику. Аналитическим сигналом служило изменение модуля электрического импеданса резонатора при добавлении антибиотика к суспензии клеток. Установлена корреляция экспериментальных данных, полученных с помощью акустического датчика с результатами, полученными с помощью световой фазово-контрастной микроскопии и стандартного микробиологического анализа. Представленный способ демонстрирует стабильность, воспроизводимость и повторяемость результатов. Компактный биоанализатор можно использовать «в полевых условиях» и в передвижных лабораториях.

Таким образом, электроакустические биологические датчики на основе резонатора с поперечным электрическим полем с применением в качестве сенсорного элемента микробных клеток, являются весьма перспективными для определения антибиотиков в водных растворах.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-29-00587.*

#### Библиографический список

1. *Blanchaert B., Jorge E.P., Jankovics P., et al.* // *Chromatographia*. 2013. V. 76. P. 1505–1512. <https://doi.org/10.1007/s10337-013-2440-8>.
2. *Zhang X., Wang J., Wu Q. et al.* // *Molecules* 2019. V. 24. 1902. <https://doi:10.3390/molecules24101902>.
3. *Marco F., Ran T., Michael R., Itamar W.* // *Anal. Chem.* 2010. V. 82. P. 2512–2519. <https://doi:10.1021/ac902944k>.
4. *Long Y.H., Hernandez M., Kaale E. et al.* // *J. Chromatogr. B Analyt. Technol. Biomed. Life Sci.* 2003. V. 784(2). P. 255–264. [https://doi:10.1016/s1570-0232\(02\)00804-8](https://doi:10.1016/s1570-0232(02)00804-8).
5. *Xu C., Ying Y., Ping J.* // *Mikrochim Acta*. 2019. V. 186(7). 448. <https://doi:10.1007/s00604-019-3574-7>.
6. *Bueno J.* Biosensors in Antimicrobial Drug Discovery: Since Biology until Screening Platforms. *J Microb Biochem Technol.* 2014. S10:002. doi:10.4172/1948-5948.S10-002.
7. Гулий О.И., Зайцев Б.Д., Шихабудинов А.М., Бородина И.А. с соавт. // *Антибиотики и химиотерапия*. 2017. Т.62. №3-4. С. 3-9.
8. *Guliy O.I., Zaitsev B.D., Borodina I.A.* // *Applied Microbiology and Biotechnology*. 2020. V. 104. № 3. P. 1283–1290.
9. *Guliy O.I., Zaitsev B.D., Semyonov A.P. et al.* // *Ultrasonics*. 2022. V. 120, 106651. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106651>.
10. *Zaitsev B., Borodina I., Alsowaidi A. et al.* // *Sensors* 2022. V. 22. 2937. <https://doi.org/10.3390/s22082937>.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПОДЛОЖЕК

И.О. Кесслер<sup>1</sup>, В.В. Нифталиева<sup>1</sup>, Ю.В. Морозова<sup>1</sup>, В.С. Климин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения,  
Южный федеральный университет, Таганрог

<sup>2</sup>Научно-образовательный центр «Нанотехнологии»,  
Южный федеральный университет, Таганрог

E-mail: kessler@sfn.ru

В настоящее время процесс миниатюризации электронных компонентов является одной из важнейших задач микро- и наноэлектроники. [1] Одним из перспективных направлений в области обработки кремниевых структур является плазмохимический метод (ПХТ). [2] Метод ПХТ позволяет добиться удаления большого числа атомарных слоёв кремния. Для достижения определённой конфигурации полупроводниковой подложки необходимо знать, каким образом формируются полупроводниковые структуры при плазмохимическом травлении. [3-4] Именно поэтому становится актуальным исследование зависимостей геометрических параметров полупроводниковых пластин от параметров плазмохимической обработки. [5-6] Целью данной работы является изучение режимов предростового профилирования поверхности кремниевых подложек плазмохимическим травлением во фторидной плазме.

Были проведены исследования по определению закономерностей влияния мощности источника емкостной плазмы на геометрические параметры полученных наноструктур на поверхности кремниевых пластин, в частности определялось влияние мощности источника ЕСП и напряжения смещения на высоту, шероховатость и угол наклона стенки структур при плазмохимической обработке. Эксперименты проводились при следующих режимах: мощность индуктивно-связанной плазмы  $W_{\text{ИСП}} - 300$  Вт, мощность емкостной связанной плазмы  $W_{\text{ЕСП}} - 15-75$  Вт, мощность напряжения смещения  $U_{\text{см}} - 5$  В, поток фторсодержащего газа  $N_{\text{SF}_6} - 10$  см<sup>3</sup>/мин, поток инертного газа (аргона)  $N_{\text{Ar}} - 60$  см<sup>3</sup>/мин, температура процесса  $T - 25$  °С, давление в реакторе  $P - 10$  Па, время плазмохимической обработки  $t - 30$  сек.

На рисунке 1 представлены результаты экспериментальных исследований, отражающие влияние мощности источника ЕСП на толщину вытравленного слоя кремния, шероховатость и угол наклона стенки структур.

При анализе зависимостей можно сделать вывод об увеличении высоты при увеличении мощности источника ЕСП, что связано с увеличением потока заряженных частиц к подложке, что в свою очередь приводит к более интенсивному реактивному ионному травлению. Ввиду того, что РИТ является процессом физического распыления материала, шероховатость вытравленной поверхности увеличивается с увеличением мощности источника ЕСП. При увеличении источника мощности ЕСП соответственно уменьшается угол наклона стенки структуры вследствие уменьшения анизотропии процесса.

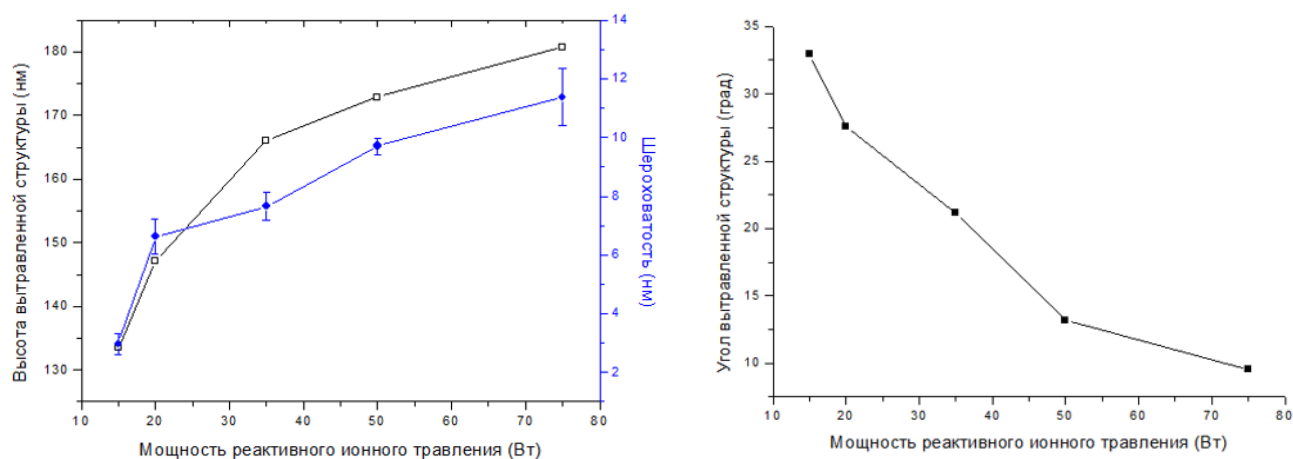


Рис 1. (а) Зависимость высоты и шероховатости вытравленного слоя кремния от мощности емкостной плазмы. (б) Зависимость угла вытравленной структуры от мощности емкостной плазмы.

*Работа выполнена в рамках проекта фонда РФФ № 20-69-46076 "Монолитная интеграция полупроводников АЗВ5 на кремнии для интегральных элементов оптоэлектроники и нанофотоники".*

#### Библиографический список

1. V S Klimin, A A Rezvan, O A Ageev // J. of Phys: C.S, 2018. V.1124. – P. 071020.
2. Raju, R., Kudo, D., Kubo, Y., Inaba, T. & Shindo, H. // Jpn. J. Appl. Phys. 42, 280 (2003).
3. Ding, R.X.; Yang, Y.T.; Han, R. J. // Semicond, 30, 016001 (2009).
4. Seo, D., Bae, J. S., Oh, E., Kim, S. & Lim, S. J. // Vac. Sci. Technol., B 30, 06FF02 (2012).
5. K. Zekentes, J. Pezoldt, V. Veliadis // Materials Research Foundations, 69, 175-232 (2020)
6. A. Tasaka et al. // J. Vac. Sci. Technol. A 25, 391 (2007).

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСА ФАНО В ПОЛОСОВОМ ФИЛЬТРЕ

М.И. Балакин<sup>1</sup>, В.В. Комаров<sup>1</sup>, В.А. Киркица<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный технический университет

имени Гагарина Ю.А., Саратов

E-mail: SKrkts@mail.ru

В работе [1] был предложен крестообразный симметричный полосовой фильтр, использующий свойства частотно-селективных поверхностей (ЧСП) с ЭМ свойствами. Емкостные ЧСП изготавливаются по планарной технологии в виде тонких металлических пластин, периодически расположенных на диэлектрической подложке. Кольцевые и крестообразные резистивные накладки часто используются в качестве периодических элементов планарных ЧСП. Большинство из них выполнены симметричными для обеспечения поляризационной стабильности. В работе [2] была проведена модификация крестообразного фильтра, выраженная в придании асимметричности его формы. Фрагмент рассмотренной ЧСП представлен на рис. 1, фильтры были выполнены из медной фольги толщиной 50 мкм, его ЭМ свойства зависят от пяти геометрических параметров: поперечных размеров ( $a$  и  $b$ ), периода структуры ( $d$ ), толщины металлической фольги ( $t$ ) и смещения вертикальной щели ( $s$ ).

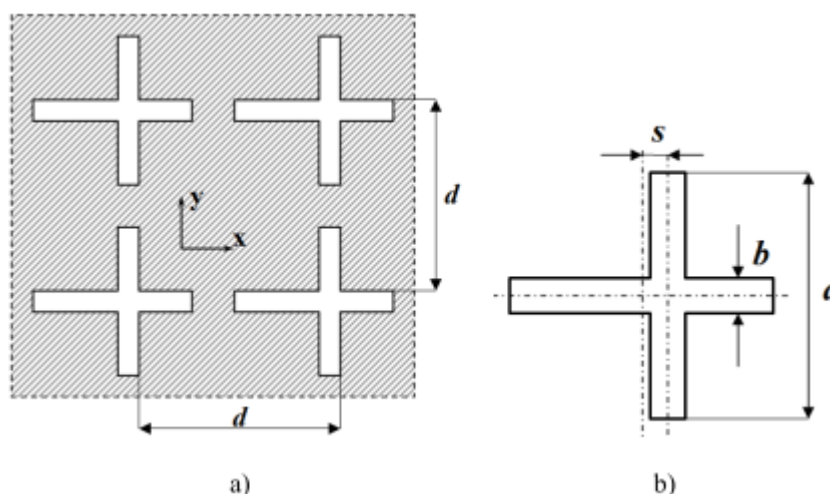


Рис. 1. (a) Фрагмент исследуемой ЧСП. (b) Размеры асимметричного фильтра.

Асимметричность фильтра привела к возникновению на частотной характеристике резонанса Фано, заключающегося в существенных колебаниях коэффициента передачи на частоте 96 ГГц, превышающей резонансную частоту 90 ГГц. Резонанс Фано обычно идентифицируют по нелинейному искажению линии спектра пропускания в каком-то узком диапазоне частот, смещенном от центральной частоты. Области возможного применения высокочастотных устройств, в которых возникает резонанс Фано, включают в себя сверхчувствительные датчики, сверхкомпактные антенны и лазеры.

В рамках данной работы была разработана аналоговая схема крестообразного полосового фильтра для полученной экспериментальным путём в [2] частотной характеристики с резонансом Фано. Одним из условий существования резонанса

Фано в характеристике цепи можно считать наличие нескольких реактивных элементов одного типа [3]. Для этого была разработана схема фильтра, использующая две различных катушки и представленная на рис. 2.

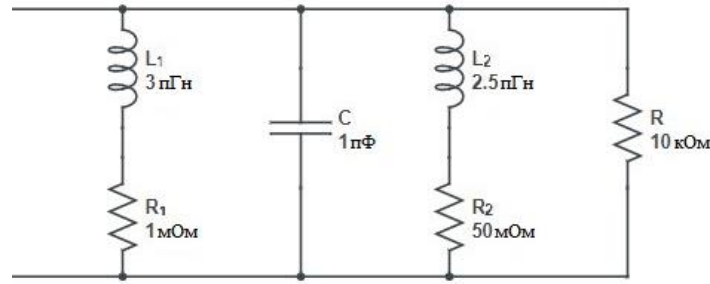


Рис. 2. Аналоговая схема фильтра с резонансом Фано в характеристике

Для данной схемы были составлены уравнения для коэффициента передачи и получены частотные зависимости при различном количестве контуров в фильтре  $N$ , представленные на рис. 3. Исследование проводилось при помощи программы MATLAB в частотном диапазоне от 20 ГГц до 160 ГГц. Коэффициент передачи был рассчитан по формулам:

$$T = \sqrt{1 - \left( \frac{\left| \frac{Z_1 R}{Z_1 + R} - R \right|}{\left| \frac{Z_2 R}{Z_2 + R} + R \right|} \right)^2} \quad (1)$$

$$Z_1 = \frac{(R_1 + j\omega L_1) \frac{1}{j\omega C}}{R_1 + j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C})} N \quad (2)$$

$$Z_2 = \frac{(R_2 + j\omega L_2) \frac{1}{j\omega C}}{R_2 + j(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C})} N \quad (3)$$

где  $T$  – коэффициент передачи,  $Z_1$  и  $Z_2$  – входное и выходное сопротивление,  $R$  – сопротивление нагрузки,  $L_1$  и  $L_2$  – индуктивности катушек,  $R_1$  и  $R_2$  – сопротивления катушек,  $C$  – ёмкость конденсатора,  $N$  – количество контуров в схеме.

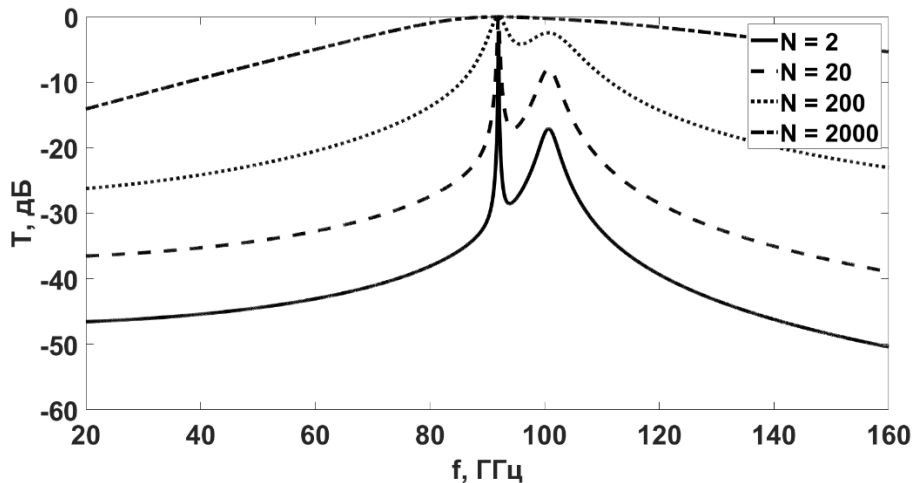


Рис. 3. Зависимость коэффициента передачи от частоты при разных характеристиках цепи. Представлены графики в зависимости от количества контуров  $N$

Частота обычного резонанса составляет  $f_0 \approx 91,685$  ГГц, частота резонанса Фано –  $f_F \approx 100,72$  ГГц. При малом количестве контуров  $N = 2$  можно наблюдать достаточно резкую крутизну характеристики. Значение коэффициента передачи на

частоте основного резонанса существенно выше коэффициента передачи на частоте резонанса Фано. Но при увеличении количества контуров  $N$  происходит рост максимума резонанса Фано до значения  $T \approx 0$  дБ при  $N = 2000$ . Также при увеличении параметра  $N$  частотной характеристики крутизна уменьшается и уже при  $N = 2000$  происходит слияние обоих максимумов в монотонную линию.

В работе проведено исследование крестообразного симметричного полосового фильтра при условии возникновения в нём резонанса Фано. Разработана аналоговая схема фильтра с резонансом Фано. Получены и проанализированы частотные характеристики фильтра. Рост количества контуров в схеме приводит к уменьшению крутизны частотной характеристики и к увеличению максимума резонанса Фано.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00357: <https://rscf.ru/project/22-19-00357/>*

#### **Библиографический список**

1. Porterfield D. W., Hesler J. L., Densing R., Mueller E. R., Crowe T. W., Weikle II R. M. Resonant metal-mesh bandpass filters for the far infrared // APPLIED OPTICS, 1994, Vol. 33, P. 6046–6052.
2. Komarov V.V., Zwick T., Marahrens S., Molchanov S. Fano-Resonant Frequency-Selective Surface With Cross-Shaped Apertures // IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS, 2019, Vol. 29, P. 775–778.
3. Miroshnichenko A. E., Flach S., Kivshar Yu. S. Fano resonances in nanoscale structures // Reviews of Modern Physics, 2010, Vol. 82, P. 2257—2298.



## ЛАЗЕРНЫЙ МОДУЛЯТОР ДОБРОТНОСТИ ИЗ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКИ

**А.В. Киселев<sup>1</sup>, В.В. Ионин<sup>1</sup>, А.А. Бурцев<sup>1</sup>, К.В. Лопухин<sup>2</sup>,  
В.В. Балашов<sup>2</sup>, А.Ю. Канаев<sup>2,3</sup>, А.А. Лотин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН*

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

<sup>3</sup>*Государственный лазерный полигон «Радуга»*

*E-mail: kiselev.ilit.ras@gmail.com*

Прозрачные материалы составляют особую группу материалов, которые имеют широкий спектр применения во многих сферах нашей повседневной жизни. Прозрачность, также известная как диафанность, является уникальным физическим свойством материалов, которое измеряет их способность пропускать свет без рассеяния. Многие распространенные прозрачные материалы имеют относительно низкую механическую прочность, а нередко и недостаточную химическую и физическую стабильность [1]. С развитием технологий в области выращивания кристаллов, новую нишу для прозрачных материалов смогли занять монокристаллы. Тем не менее, рост монокристаллов является технологически сложным процессом и занимает много времени, в результате стоимость конечных продуктов оказывается достаточно высокой, что сужает возможные области их применения. Кроме того, выращенные монокристаллы имеют размер и геометрическую форму, определяемые в большей степени условиями и применяемыми механизмами производства. Поэтому разработка и получение монокристалла под конкретные задачи является сложной задачей. Вышеперечисленные причины задали тренд поиска следующего поколения оптических материалов, один из них – прозрачная керамика – находит всё большее применение во многих областях. Керамика имеет определенные преимущества над монокристаллами, такие как экономическая эффективность, легко масштабируемое производство крупногабаритных элементов разнообразной геометрической формы, возможность контроля формы и лучшие механические свойства [2].

Прозрачная (поликристаллическая) керамика со структурой граната, легированная редкоземельными элементами (Re), и особенно керамика  $Y_3Al_5O_{12}$  (YAG) и  $Lu_3Al_5O_{12}$  (LuAG), находит все более широкое применение в лазерной технике оптических полей сверхвысокой мощности. Для алюмоиттриевого граната характерна кубическая сингония, позволяющая получать прозрачную керамику [3]. Активные лазерные среды на основе прозрачной керамики обладают рядом преимуществ по сравнению с монокристаллическими аналогами, такими как высокая механическая прочность, более высокая (по сравнению с монокристаллами) допустимая концентрация легирующих примесей Re, повышенный порог оптического разрушения.

Несмотря на эти преимущества, существуют дополнительные методы и подходы к улучшению свойств активных лазерных сред, в частности получение заданного трехмерного пространственного распределения легирующей примеси в объеме керамики. При поглощении излучения твердотельные активные среды испытывают сильные термомеханические напряжения из-за неоднородного пространственного распределения температуры, что приводит к дополнительным потерям

энергии излучения, обусловленным термооптическими искажениями, тепловым заселением нижнего уровня лазерного перехода и др. Снизить степень влияния неоднородного распределения температуры можно, в частности, выбором материала активной среды. Новизна приведенного подхода заключается в выравнивании объемной плотности мощности излучения накачки внутри активной среды за счет формирования внутренней градиентной структуры, обеспечивающей наиболее эффективное преобразование излучения накачки.

На основе керамических элементов YAG также разработаны поглотители паразитного излучения (в случае легирования  $\text{Cr}^{3+}$  или  $\text{Sm}^{3+}$ ) [4] и как насыщающиеся поглотители для реализации режима модуляции добротности (в случае легирования  $\text{Cr}^{4+}$ ) [5]. Матрица YAG позволяет реализовать концентрацию  $\text{Cr}^{4+}$  в широком диапазоне от 0,1 до 10 ат. %, это позволяет управлять длительностью лазерных импульсов.

Показано, что с увеличением концентрации хрома уменьшается длительность импульса и интенсивность излучения [6]. Это согласуется с измерениями и численным моделированием для монокристаллического пассивного модулятора [7]. Однако керамические элементы обеспечивают эффективное управление длительностью лазерного импульса за счет выбора концентрации примеси насыщающегося поглотителя с шагом 0,01 ат. %.

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.*

#### Библиографический список

1. Kong L.B., Huang Y.Z., Que W.X., Zhang T.S., Li S., Zhang J., Dong Z.L., Tang D.Y. Transparent Ceramics. Springer International Publishing Switzerland. 2015. 740 p.
2. Бурцев А.А., Панков М.А. Исследование и моделирование структурных свойств оптической керамики. LAP: LAMBERT Academic Publishing. 2019. 53 с.
3. Ikesue A., Aung Y.L., Lupei V. Ceramic Lasers. Cambridge University Press. 2013. 446 p.
4. Huß R., Wilhelm R., Kolleck C., Neumann J., Kracht D. // Opt. Express. 2010. Vol. 18. № 12. pp. 13094-13101.
5. Takaichi K., Lu J., Murai T., Uematsu T., Shirakawa A., Ueda K. I., Yagi H., Yanagitani T., Kaminskii A.A. // Jpn. J. Appl. Phys. 2002. Vol. 41. pp. L96–L98.
6. Kiselev A. V., Pankov M. A. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. Vol. 896. № 1. 012134.
7. Dong, J. // Opt. Commun. 2003. Vol. 226. № 1-6. pp. 337-344.

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ДИОКСИДА ОЛОВА

Н.А. Клычков<sup>1</sup>, В.В. Симаков<sup>1</sup>, И.В. Синёв<sup>1</sup>, Д.А. Тимошенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: nklychkov@mail.ru

Тонкопленочные полупроводниковые слои широко используются для создания химических сенсоров резистивного типа [1]. Одним из перспективных направлений исследований в области технологий создания и модернизации компонентной базы микро- и нанoeлектроники является изучение газочувствительных свойств металлооксидных полупроводников для создания на их основе устройств газовой сенсорики [2]. Диоксид олова широко применяется для изготовления активных слоёв газовых сенсоров, ввиду его высокой чувствительности к восстанавливающим газам [3]. Однако, для газовых сенсоров на основе слоёв SnO<sub>2</sub> характерна проблема низкой воспроизводимости и стабильности электрических свойств [4], которая может быть связана с нестехиометричностью состава этих слоёв. Отжиг в контролируемой атмосфере является одним из методов стабилизации электрических свойств металлооксидных полупроводников и повышения их чувствительности к газам-восстановителям [5].

Слои диоксида олова формировались методом реактивного магнетронного распыления стехиометрической мишени SnO<sub>2</sub> с высокочастотным смещением на универсальной установке вакуумного осаждения ORION-40T (Korea Vac-Tec Co Ltd) в атмосфере аргоно-кислородной смеси. В качестве подложек использовались полированные пластины Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> размером 5×10 мм. Отжиг осаждённых слоёв SnO<sub>2</sub> производился в электропечи SNOL 0,2/1250 с трубчатой керамической камерой в потоке кислорода с расходом 100 ссст при атмосферном давлении.

Все измерения электрических характеристик слоёв диоксида олова проводились при рабочей температуре 300°C. Зависимости проводимости слоёв от температуры и времени отжига представлены на рисунке 1.

Проводимость слоев на воздухе после отжига при температуре 300°C увеличивалась на 3 порядка величины (рис. 1а). Вероятно, связано это с образованием кристаллической фазы SnO<sub>2</sub> с высокой концентрацией кислородных вакансий в объёме зёрен. Отжиг при температурах свыше 300 °C приводил к уменьшению проводимости слоёв. На графике можно выделить три характерных участка. Снижение проводимости плёнок на участке I, вероятно, связано с появлением межзеренных барьеров вследствие превращения аморфного слоя в поликристаллический. Увеличение проводимости на участке II может быть вызвано агломерацией зерен и образованием шунтирующих межзеренных каналов. На участке III вновь наблюдается уменьшение проводимости, которое связано с ликвидацией донорных кислородных вакансий в объёме зерна.

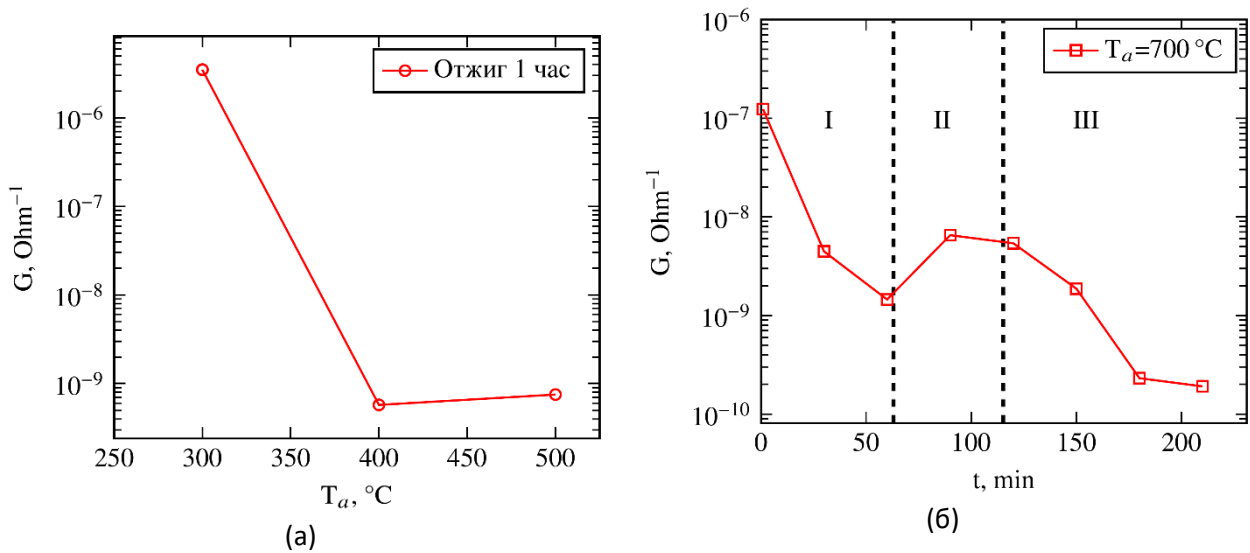


Рис. 1. Зависимость проводимости слоёв  $\text{SnO}_2$  от температуры (а) и времени отжига (б)

До отжига пленки диоксида олова не проявляли газочувствительности к парам этанола, а отжиг образцов в течение часа при температуре  $500^{\circ}\text{C}$  приводил к появлению газочувствительности и стабилизировал их проводимость как на воздухе, так и в парах этанола (рисунок 2).

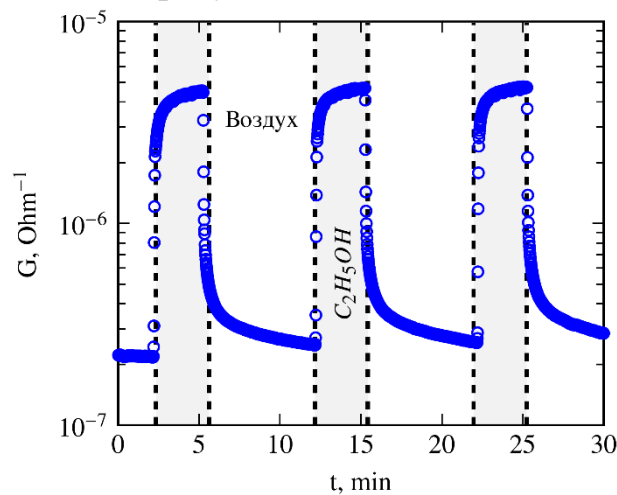


Рис. 2. Динамика изменения проводимости отожженных слоёв  $\text{SnO}_2$  при импульсном воздействии насыщенных паров этанола

Таким образом, в работе показано что выбор температуры и времени отжига позволяет стабилизировать проводимость пленок диоксида олова и повысить газочувствительность сенсоров газа на их основе к парам этанола.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-07-00602.*

#### Библиографический список

1. Кисин, В. В. [и др.] // Приборы и техника эксперимента. 1995. Т. 38. № 5. С. 178-181.
2. Симаков, В. В. [и др.] // Письма в Журнал технической физики. 2006. Т. 32. № 16. С. 75-83.
3. Salehi, A. A. // Sensors and Actuators B. 2003. V. 96. P. 88-93.
4. Ke, C. [et. al.] // Current Applied Physics. 2011. V. 11. №. 3. P. 306-309.
5. Рембеза, С. И. // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35. №. 7. С. 796-800.

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ПРОВОДИМОСТИ ПЛЁНОК $\text{SnO}_2$ НА ВОЗДУХЕ С ПОМОЩЬЮ ВВЕДЕНИЯ ДОБАВОК $\text{CuO}$

Н.А. Клычков<sup>1</sup>, В.В. Симаков<sup>1</sup>, Д.А. Шикун<sup>1</sup>, И.В. Синёв<sup>1</sup>,  
Д.А. Тимошенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: nklychkov@mail.ru

Среди газовых сенсоров наиболее распространены хеморезистивные полупроводниковые сенсоры на основе оксидов металлов, в частности, диоксида олова  $\text{SnO}_2$  [1,2]. Однако, композитные металлооксидные материалы зачастую проявляют лучшие газочувствительные свойства, чем чистые материалы в отдельности. Кроме того, с помощью введения добавок открывается возможность управления электрическими параметрами сенсоров [3,4].

Композитные пленочные образцы изготавливались золь-гель методом. Изопропиловый спирт предварительно нагревался до  $60\text{ }^\circ\text{C}$  смешивался с измельченными порошками двуводного хлорида олова (II) и оксида меди (II). Получение композитных образцов  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  с заданной массовой долей примеси осуществлялось путём смешивания золь в необходимых пропорциях. После нанесения геля на подложку  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и центрифугирования, сформированные композитные слои  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  отжигались при  $500\text{ }^\circ\text{C}$  на воздухе в течение одного часа. После отжига поверхность слоёв  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  формировалась контактная система методом термического испарения хрома. Измерения электрических и газочувствительных характеристик сформированных структур осуществлялись при рабочей температуре  $300\text{ }^\circ\text{C}$ .

Экспериментально установлено, что увеличение массовой доли меди в композитных образцах  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  приводит к уменьшению их проводимости на воздухе (рисунок 1 а). Наибольшую чувствительность к парам этанола проявляли образцы  $\text{SnO}_2$  с добавкой 2%  $\text{CuO}$  (рисунок 1 б).

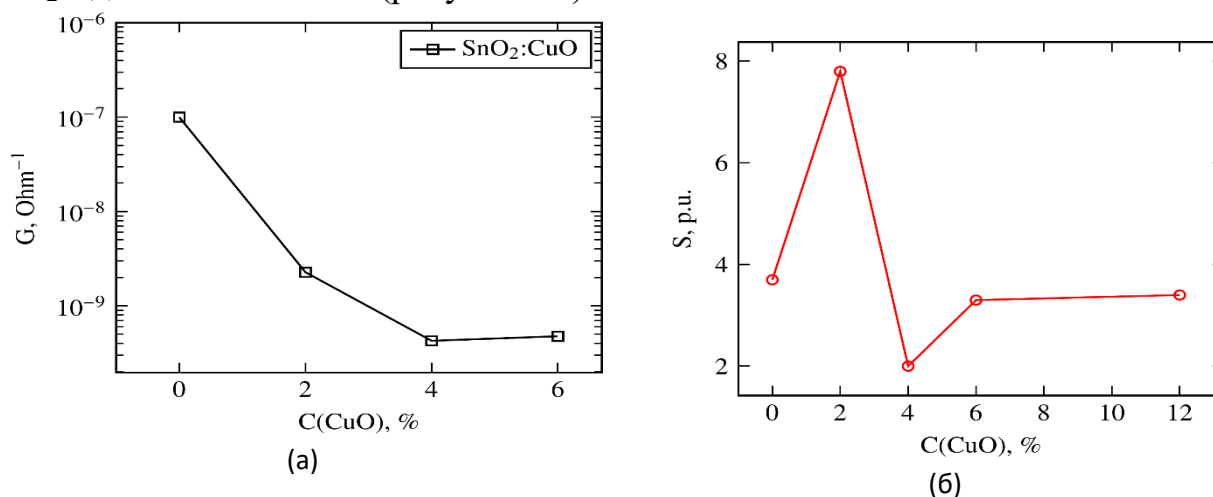


Рис. 1. Зависимость проводимости (а) и газочувствительности (б) слоёв  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  к парам этанола от концентрации примеси меди

На рисунке 2 (а) представлены температурные зависимости проводимости для чистого образца  $\text{SnO}_2$ , и образца с добавкой 2%  $\text{CuO}$ .

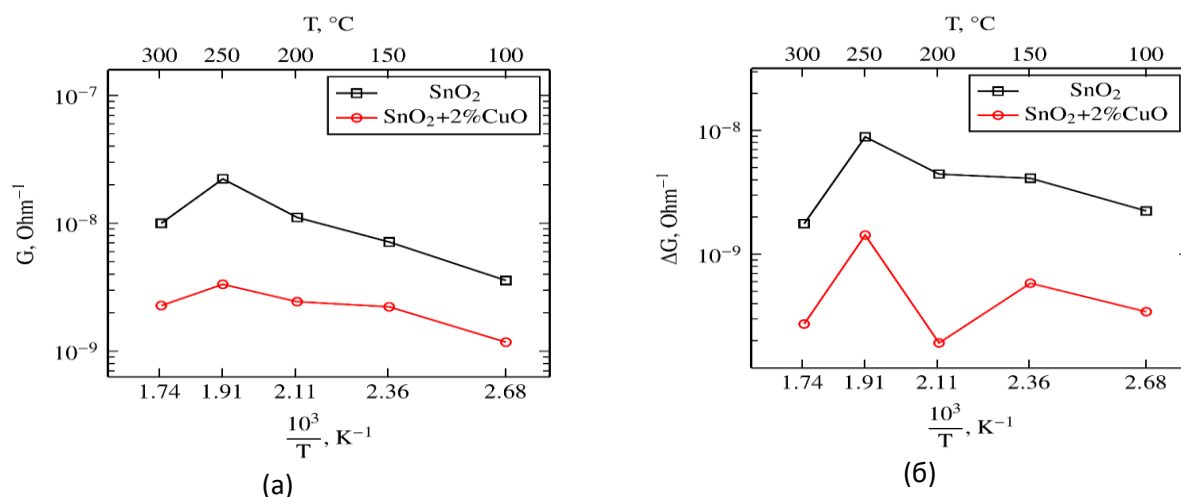


Рис. 2. Температурная зависимость проводимости (а) и дрейфа базовой линии (б) образцов SnO<sub>2</sub> и SnO<sub>2</sub>+2%CuO

В рассматриваемом интервале температур зависимость проводимости  $G$  от температуры можно описать уравнением типа Аррениуса [5]:

$$G = A \cdot e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (1)$$

На температурной зависимости проводимости для слоев на основе чистого SnO<sub>2</sub> наблюдается локальный максимум проводимости в области 250 °С. Вероятно, это связано с термоактивационным процессом десорбции кислорода с энергией  $E_a = 0.2$  эВ, в результате которого снижается количество свободных носителей заряда, локализованных на поверхностных энергетических уровнях, и проводимость образца увеличивается. При температурах выше 250 °С скорость диссоциации молекулярного кислорода на поверхности диоксида олова превышает скорость его десорбции, объемные носители заряда локализуются вблизи адсорбированного кислорода в атомарной форме, что приводит к уменьшению проводимости слоя. Энергия активации такого процесса оценивается  $E_a = -0.4$  эВ.

Кроме того, добавка 2% CuO позволила на порядок уменьшить дрейф базовой линии проводимости композитных образцов CuO:SnO<sub>2</sub> во всем температурном диапазоне (рисунок 2 б), что может быть связано с образованием малоподвижных ассоциативных комплексов оксида меди с объемными донорами в диоксиде олова, в качестве которых могут выступать вакансии кислорода.

Таким образом, введение 2% добавки меди в образец диоксида олова позволяет снизить дрейф базовой линии в широком температурном диапазоне, а также повысить газочувствительность композитных образцов CuO:SnO<sub>2</sub> к парам этанола.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-07-00602.*

#### Библиографический список

1. Шикунов, Д. А. [и др.] // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2019. Т. 11. С. 665-671.
2. Suvorov, N. N. [et al.] // Pharmaceutical Chemistry Journal. 1981. V. 9. P. 27.
3. Sun, J. [et al.] // Sensor Letters. 2011. V. 9. № 2. P. 824-827.
4. Lee, J. E. [et al.] // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2020. V. 12. № 31. P. 3568-3569.
5. Зу, С. – М.: Мир, 1984. 456 с.

## ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК CuO И ZnO НА ОТКЛИК СЕНСОРОВ ГАЗА НА ОСНОВЕ СЛОЁВ SnO<sub>2</sub> К ПАРАМ ЭТАНОЛА

Н.А. Клычков<sup>1</sup>, В.В. Симаков<sup>1</sup>, Д.А. Шикунов<sup>1</sup>, И.В. Синёв<sup>1</sup>,  
Д.А. Тимошенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: nklychkov@mail.ru

Термостимулированная адсорбция частиц газа на поверхности металлооксидных плёнок позволяет использовать их в качестве чувствительных элементов сенсоров газов [1,2]. Чувствительность и время отклика являются одними из основных параметров газовых сенсоров. Высокая чувствительность оксидных слоев к различным газам достигается при повышенных температурах, способствующих увеличению концентрации химически активных ионсорбированных частиц на поверхности слоя и активацией процессов обмена зарядом между поверхностью и объемом зерна [3]. Время отклика играет ключевую роль в системах обнаружения токсичных и взрывоопасных газов, поэтому увеличение быстродействия сенсоров газа является актуальной научно-технической задачей. Известно, что введение добавок в образцы на основе SnO<sub>2</sub> влияет на их электрофизические свойства, что открывает возможность управлять параметрами чувствительных элементов сенсоров газа, в том числе и временем отклика.

Газочувствительные пленки формировались с помощью технологии золь-гель [4]. На рисунке 1 представлены температурная и концентрационная зависимость отклика слоёв ZnO:SnO<sub>2</sub> и CuO:SnO<sub>2</sub> с различным содержанием добавок цинка и меди к парам этанола.

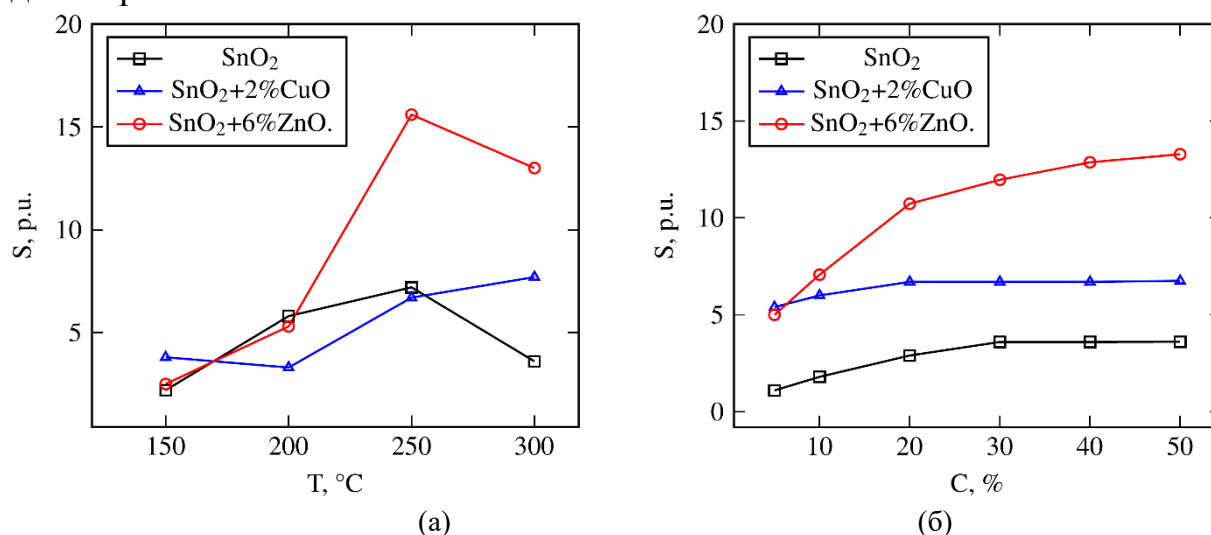


Рис. 1. Температурная зависимость чувствительности слоёв CuO:SnO<sub>2</sub>/ZnO:SnO<sub>2</sub> к 30% парам этанола (а) и концентрационная зависимость чувствительности к парам этанола (б)

Отклик сенсора  $S$  на воздействия газовых проб определялся как относительное изменение проводимости активного слоя сенсора:

$$S = \frac{G - G_0}{G_0}, \quad (1)$$

где  $G$  – проводимость плёнок в парах пробы;  $G_0$  – проводимость плёнок на воздухе.

Наибольшую чувствительность к парам этанола проявляли плёнки на основе  $\text{SnO}_2+6\%\text{ZnO}$  в диапазоне рабочих температур 250-300°C с локальным максимумом при 250 °C. Концентрационная зависимость отклика (рис. 1 б) газочувствительных слоев  $\text{ZnO}:\text{SnO}_2$  и  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  измерялась при рабочей температуре 300 °C. Добавки оксида меди и цинка увеличивали газочувствительность во всем диапазоне концентраций паров этанола.

На рисунке 2 представлены температурные зависимости времени отклика плёнок на пары этанола от концентрации примеси оксида меди и цинка. Время отклика рассчитывалось как временной интервал с момента напуска газовой пробы, за который изменение проводимости слоя достигало 90% от установившегося значения [5].

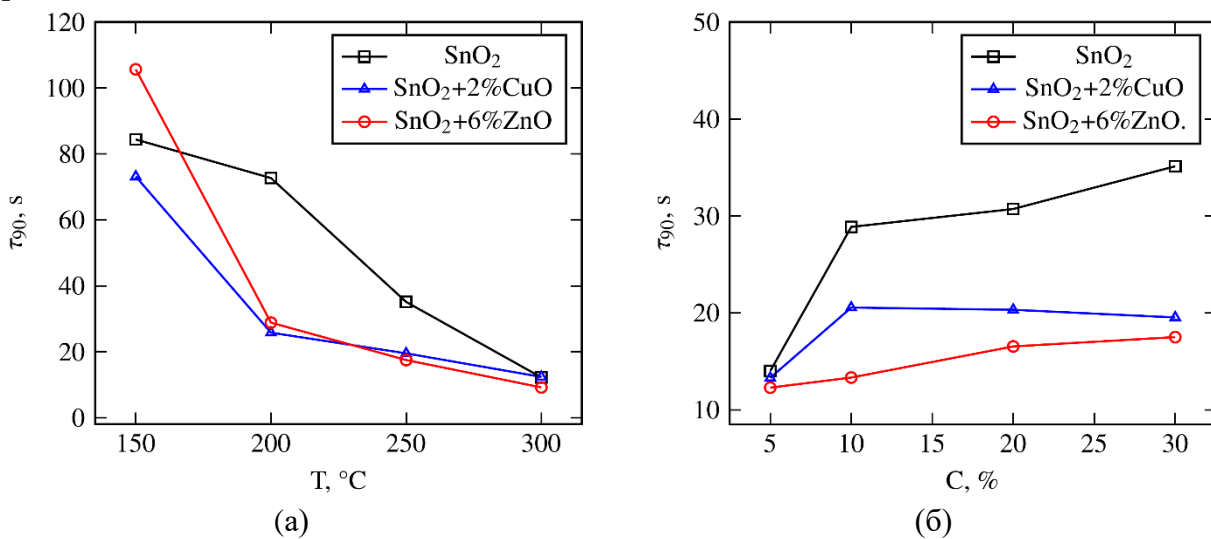


Рис. 1. Температурная зависимость времени отклика пленок к 30% парам этанола (а) и концентрационная зависимость времени отклика на пары этанола при 250 °C (б)

Таким образом, в работе показано, что добавка оксида меди и цинка увеличивает величину отклика газочувствительных сенсоров газа на основе слоев  $\text{ZnO}:\text{SnO}_2$  и  $\text{CuO}:\text{SnO}_2$  к парам этанола, а также снижает время отклика на воздействие газовых проб в диапазоне рабочих температур 150-300 °C.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-07-00602.*

#### Библиографический список

1. Симаков, В.В. [и др.] // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 9 (146). С. 49-54.
2. Смирнов, А.В. [и др.] // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 2 (163). С. 53-56.
3. Liess, M. // Thin Solid Films. 2002. V. 410. P.183-187.
4. Клычков, Н. А. [и др.] // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2021. № 13. С. 852-859.
5. ГОСТ Р МЭК 61207-1-2009. М.: Стандартинформ, 2011. 20 с.



## ВЫБОР ФИЗИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ

**А. С. Колесникова**

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»*

*Объединенный институт ядерных исследований*

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

Развитие нанoeлектроники связано с уникальными свойствами углеродных наноструктур, которые используются в качестве элементной базы наноустройствах. К таким структурам относятся углеродные нанотрубки, фуллерены, графен (и его аллотропы) и многие другие. Нанoeлектроника стала развиваться с момента использования углеродных нанотрубок в эмиссионной электронике. В связи с этим актуальной задачей является изучение и модернизация методов исследования свойств наноструктур.

Молекулярно-механический метод, основанный на энергетическом потенциале AIREBO (reactive empirical bond order), разработан для исследования энергетических, упругих и колебательных свойств твердого углерода и углеводородов [1,2]. Выбор данного метода обусловлен тем, что он хорошо зарекомендовал себя при исследовании механических свойств углеродных наноструктур[3].

Показано [1,3], что для расчета полной энергии структуры при использовании энергетического потенциала AIREBO физическое взаимодействие описывает потенциал Леннарда-Джонса. В настоящее время существует ряд работ[4,5], в которых используется в место потенциала Леннарда-Джонса потенциал Морса. Однако, известно, что в рамках метода расчета полной энергии структуры с помощью метода AIREBO для получения начальных значений параметров Морса сначала используются параметры потенциала Леннарда-Джонса.

В настоящее время существует работа [6], в которой подобраны параметры для потенциала Леннарда-Джонса, позволяющие описывать взаимодействие между ионом калия и углеродной структурой. Однако, в данной работе приводится модернизированный потенциал Леннарда-Джонса, который может изменить точность расчета данного потенциала при его работе в рамках потенциала REBO, поэтому для исследования механических свойств углеродных молекулярных структур подбор параметров осуществлялся для классического потенциала Леннарда-Джонса.

Результат выбора физического потенциала, используемого в рамках молекулярно-механического метода, основанного на энергетическом потенциале AIREBO будет представлен на результатах исследований механических свойств углеродных структур с атомами калия.

### **Библиографический список**

1. *Stuart, S. J., Tutein, A. B.; Harrison, J. A // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 112. P. 6472.*
2. *Ni, B., Lee, K. H., Sinnott, S. B. // J. Phys.: Condens. Matter. 2004. Vol. 16. P. 7261.*
3. *Glukhova, O.E., Kolesnikova, A.S. // Physics of the Solid State. 2011. Vol. 53 (9). P. 1957.*
4. *Tomas, C., Suarez-Martinez, I., Marks, N. A. // Carbon. 2016. Vol. 109. P. 681.*
5. *Godonoga, M., Royall, C. P. //Mol. Phys. 2011. Vol. 109, P.1393.*
6. *O'Connor, T. C., Andzelm, J., Robbins, M. O. // The Journal of Chemical Physics. 2015. Vol. 142. P. 024903.*

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ СУБТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Е.Е. Колесниченко<sup>1,2</sup>, Р.А. Торгашов<sup>1,2</sup>, А.Б. Адилова<sup>1,2</sup>

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

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

E-mail: kolesnicenkovgenia19@gmail.com

Задача освоения субтерагерцевого диапазона (0.1-0.3 ТГц) в настоящее время является весьма актуальной [1]. Источники когерентного излучения суб-ТГц диапазона могут найти широкое применение в беспроводных системах передачи информации, космической связи, спектроскопии, в биофизических исследованиях. В суб-ТГц диапазоне уровни мощности в десятки и сотни Ватт могут обеспечить приборы вакуумной электроники. Среди них основной интерес представляют лампы бегущей волны (ЛБВ), которые имеют широкую полосу усиливаемых частот. Поскольку с укорочением длины волны уменьшаются поперечные размеры устройств, привлекли внимание приборы с пространственно-развитыми замедляющими системами (ЗС), в которых взаимодействие осуществляется с ленточными электронными пучками [2]. В данной работе рассматривается ЗС лестничного типа для ЛБВ диапазона 0.2 ТГц. Моделирование проводится с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics [3]. Структура представляет собой две параллельные металлические пластины толщиной 0.3 мм, помещенные в прямоугольный волновод сечением 0.8 мм × 1.0 мм. В пластинах вырезаны периодически расположенные прямоугольные щели сечением 0.6 мм × 0.05 мм, период равен 0.1 мм. Расстояние между пластинами 0.3 мм. Схематическое изображение одного периода ЗС приведено на рис. 1.

На рис. 2(а) приведены дисперсионные характеристики ЗС. Видно, что полоса пропускания лежит в области 190–247 ГГц. Также видно, что возможно распространение двух мод — синфазной и противофазной.

На рис. 2(б) приведены зависимости коэффициента замедления от частоты. Обратная –1-я гармоника обладает высоким замедлением. На прямой гармонике область замедления, при котором обеспечиваются приемлемые значения рабочих напряжений (10-20 кВ) лежат вблизи верхней границы полосы пропускания.

Также были проведены расчеты сопротивления связи (рис. 2(в)), которые показали, что для синфазной моды сопротивление связи принимает высокие значения (~100 Ом), тогда как для противофазной моды оно на несколько порядков меньше.

В данной работе изучены электродинамические характеристики замедляющей системы лампы бегущей волны субтерагерцевого диапазона с помощью численного моделирования в пакете COMSOL Multiphysics. В целом результаты показывают необходимость дальнейшей оптимизации параметров с целью снижения рабочих напряжений и обеспечения высокого сопротивления связи в центре полосы пропускания (около 0.22 ТГц).

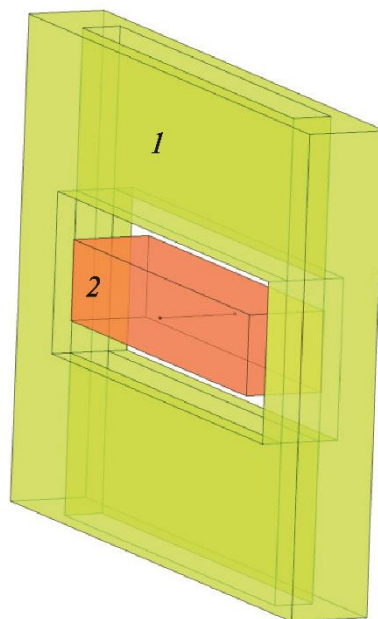


Рисунок 1. Схема лестничной замедляющей системы: 1 – металл; 2 – электронный пучок

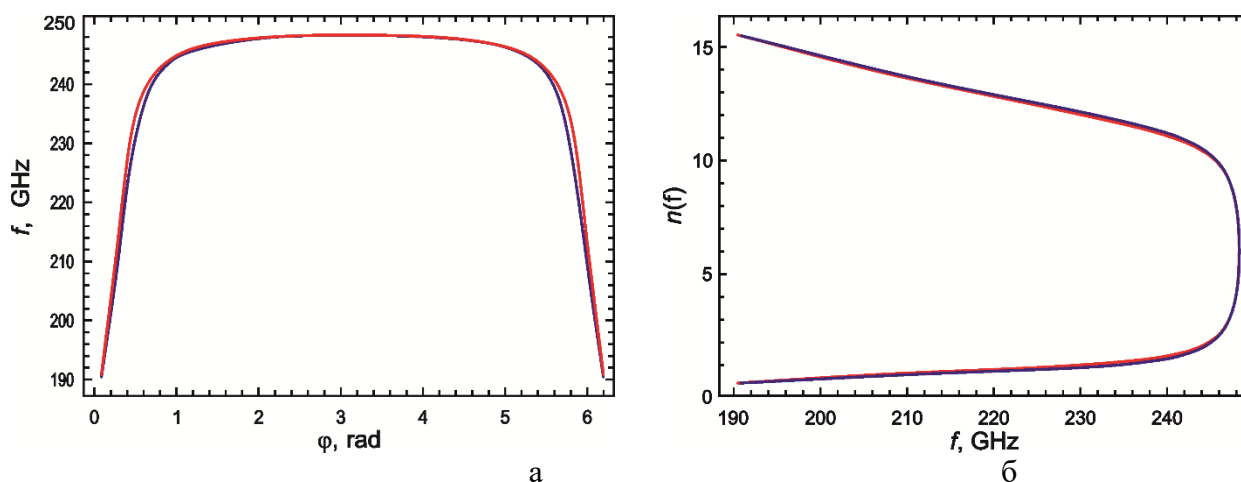


Рисунок 1. Дисперсионная характеристика (а) и зависимость коэффициента замедления от частоты (б)

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00181.*

#### Библиографический список

1. Siegel P. Terahertz technology // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2005. Vol. 50, No. 3. P. 910.
2. Бурцев А.А., Григорьев Ю.А., Данилушкин А.В. и др. Особенности разработки электронно-оптических систем для импульсных терагерцовых ламп бегущей волны (Обзор) // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 3. С. 464-471.
3. Comsol Multiphysics Engineering Simulation Software (COMSOL Inc., Burlington, MA, USA) [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://www.comsol.com/comsol-multiphysics>

## РАЗЛИЧЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ШУМОВОЙ И ХАОТИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ С ПОМОЩЬЮ ПОИСКА ЗАПРЕЩЕННЫХ ПАТТЕРНОВ ПЕРЕСТАНОВКИ

**М.Л. Корнеев<sup>1</sup>, А.В. Стародубов<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «СГУ им. Н. Г. Чернышевского», Саратов

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

E-mail: mr.maks.korneev@gmail.com

Создание методов для различения сигналов разной природы является актуальной проблемой для исследователей. Точный анализ временных рядов позволяет избегать неблагоприятных событий, таких как развитие болезней в организме, поломку механических устройств, а также обеспечение безопасности [1]. Проблема заключается в том, что ныне существующие методы анализа временных рядов [2,3] зачастую предоставляют не достоверную информацию. Альтернативный метод анализа временных рядов был предложен учеными С. Vandt и В. Pompe [4], основанный на расчете энтропии перестановок. После многочисленных экспериментов метод зарекомендовал себя во многих областях [5-7].

Целью данной работы является продолжение [8] анализа временных рядов разной природы. В данной работе исследовались временные ряды хаотической природы с дискретным и непрерывным временем в присутствии шума разной амплитуды, проводился анализ влияния величины порядка паттерна перестановки на количество запрещенных паттернов и формулировка оптимальных параметров паттернов перестановки для различения шумовой и хаотической компоненты в исследуемой временной реализации.

Для получения хаотической динамики с дискретным и непрерывным временем использовались логистическое отображение и система Лоренца, со значениями параметров, которые задают хаотический режим.

В результате анализа полученных временных рядов было выявлено, что временные ряды с дискретным и непрерывным временем отличаются лишь тем, что в случае непрерывного времени набор запрещенных паттернов идет медленнее, при этом качественные различия не обнаружены.

Далее в систему с непрерывным временем аддитивно добавлялся шум разной амплитуды: от шума в 2 раза больше амплитуды временного ряда, до шума в  $10^{-6}$  раз меньше амплитуды временного ряда. Соответствующие графики с граничными порядками амплитуды шума представлены на рисунке 1. В результате было выявлено, что более высокие порядки паттерна позволяют выявлять шум меньшей амплитуды.

Также было исследовано, сколько времени занимает анализ при разных порядках паттерна. Тестовая вычислительная станция была основана на процессоре Intel® Core™ i7-11800H и 16 Гб оперативной памяти. Установлено, что для длины временного в  $10^5$  точек увеличение порядка паттерна перестановки с 4 до 8 приводит к увеличению времени вычислений с 0.924 с. до 488.912 с. Таким образом, оптимальным по временным затратам порядком паттерна является порядок  $n=6$ , позволяющий за ~9 секунд выявлять шум с амплитудой вплоть до  $10^{-6}$  относительно амплитуды исследуемого временного ряда.

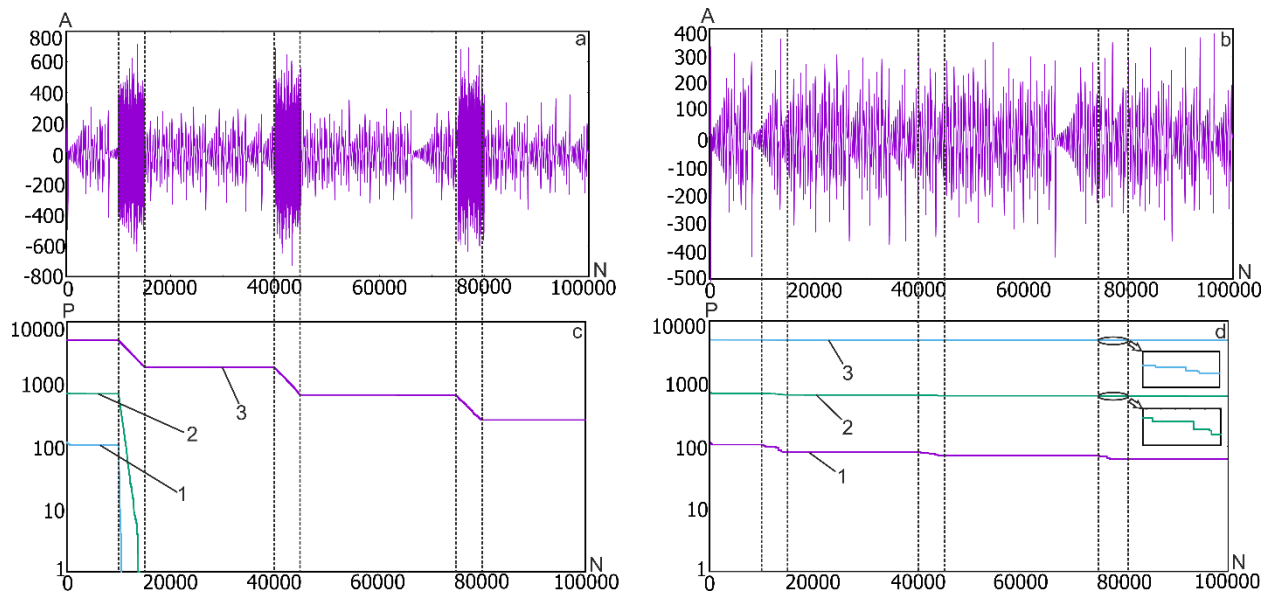


Рисунок 1. Хаотическая динамика (система Лоренца): а - исследуемый временной ряд с амплитудой шума в 2 раза большей амплитуды временного ряда; б - исследуемый временной ряд с амплитудой шума в  $10^{-4}$  раза меньше амплитуды временного ряда; ниже - графики с, d, это зависимости количества запрещенных паттернов перестановок  $P$  от длины соответствующего временного ряда (двойная логарифмическая шкала), где цифрами обозначены различные порядки паттернов  $n$ : 1 -  $n=5$ ; 2 -  $n=6$ ; 3 -  $n=7$ .

#### Библиографический список

1. Faust O., Bairy M.G. Nonlinear analysis of physiological signals: A review // Journal of Mechanics in Medicine and Biology. 2012. Vol. 12, № 4.
2. Richards W.G. Spectral analysis // Nature. 1970. Vol. 225, № 5232. P. 569.
3. Nagarajan P. et al. Autocorrelation analysis of financial botnet traffic // ICISPP 2018 - Proceedings of the 4th International Conference on Information Systems Security and Privacy. 2018. Vol. 2018-Janua, № November. P. 599–606.
4. Bandt C., Pompe B. Permutation Entropy: A Natural Complexity Measure for Time Series // Physical Review Letters. 2002. Vol. 88, № 17. P. 4.
5. Zunino L. et al. Forbidden patterns, permutation entropy and stock market inefficiency // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. Elsevier B.V., 2009. Vol. 388, № 14. P. 2854–2864.
6. Zanin M. et al. Permutation entropy and its main biomedical and econophysics applications: A review // Entropy. 2012. Vol. 14, № 8. P. 1553–1577.
7. Makarkin, S. A., Starodubov, A. V. and Kalinin, Y. A., “Application of permutation entropy method in the analysis of chaotic, noisy, and chaotic noisy series,” Tech. Phys. 2017, Vol. 62, № 11, pp. 1714–1719, doi: 10.1134/S1063784217110202
8. Korneevets M., Starodubov A., Pavlov A. On application of the forbidden permutations patterns methods for time series analysis. SPIE-Intl Soc Optical Eng, 2022. P. 45.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ УРАВНЕНИЙ НЕАВТОНОМНОЙ СИСТЕМЫ ФАЗОВОЙ АУТОПОДСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ ИНТЕГРИРОВАННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ПО СКАЛЯРНОМУ ВРЕМЕННОМУ РЯДУ

М.В. Сысоева<sup>1,2</sup>, М.В. Корнилов<sup>1,3,4</sup>, Л.В. Такашвили<sup>3</sup>,  
В.В. Матросов<sup>4</sup>, И.В. Сысоев<sup>1,3,4</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 национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского

<sup>4</sup>Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского  
E-mail: kornilovmv@gmail.com

Теоретические возможности методов, основанных на реконструкции уравнений по временным рядам, очень велики [1]. С развитием вычислительной техники данные методы стали активно применяться к задачам изучения биологических нейронов, так как эксперименты по прямому измерению большинства параметров носят травмирующий для клетки характер, а задача определить, к какому типу принадлежит та или иная клетка на основе снятого с неё сигнала, важна. Однако прогресс в данной области за последние годы не очень велик, что обусловлено целым рядом факторов, главные из которых несовершенство моделей и шумы, и помехи во время измерения. При этом, ни для одной из известных математических моделей нейронов: Ходжкина-Хаксли [2], Фитц Хью-Нагумо [3,4], Хиндмарш-Роуз [5], Моррис-Лекара [6] не удалось реконструировать уравнения по экспериментальным временным рядам клеточной активности реальных нейронов. Данная работа имеет целью расширить область применения методики реконструкции ФАПЧ с полосовым фильтром для целей её дальнейшего применения экспериментальным временным рядам реальных нейронов. Чтобы устранить приведённые выше недостатки, осуществлён переход от исходных уравнений, описанных в работах [7, 8], к уравнениям, интегрированным по времени, а внешнее воздействие будем аппроксимировать тригонометрическим полиномом степени  $P$ , как это было предложено для систем другого типа в работе [9].

Динамика рассматриваемого в работе фазоуправляемого генератора при наличии внешнего воздействия  $I_{ext}(t)$  описывается следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка, определенных в цилиндрическом фазовом пространстве ( $\phi \bmod 2\pi, y, z$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= y, \quad \frac{dy}{dt} = z \\ \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{dz}{dt} &= \gamma + I_{ext}(t) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)z - (1 + \varepsilon_1 \cos \phi)y. \end{aligned} \quad (1)$$

В терминах системы фазовой автоподстройки частоты  $\phi$  – текущая разность фаз подстраиваемого и опорного генератора,  $\gamma$  – начальная частотная расстройка,  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – параметры инерционности фильтров.

Результаты реконструкции для рассмотренных режимах представлены на рис. 1. Видно, что в колебательном режиме для всех трёх типов воздействия оценки  $\alpha_1$  оказываются довольно точными: их относительная погрешность не превышает 2%, причём для импульсных режимов такой точности удаётся добиться уже при

$K=3$  – дальнейшее увеличение числа гармоник не приводит к уточнению оценок. Для возбуждимого режима относительная ошибка оценок  $\alpha_1$  несколько больше и составляет порядка 4%, при этом лучшие результаты достигаются при использовании  $K=5$ .

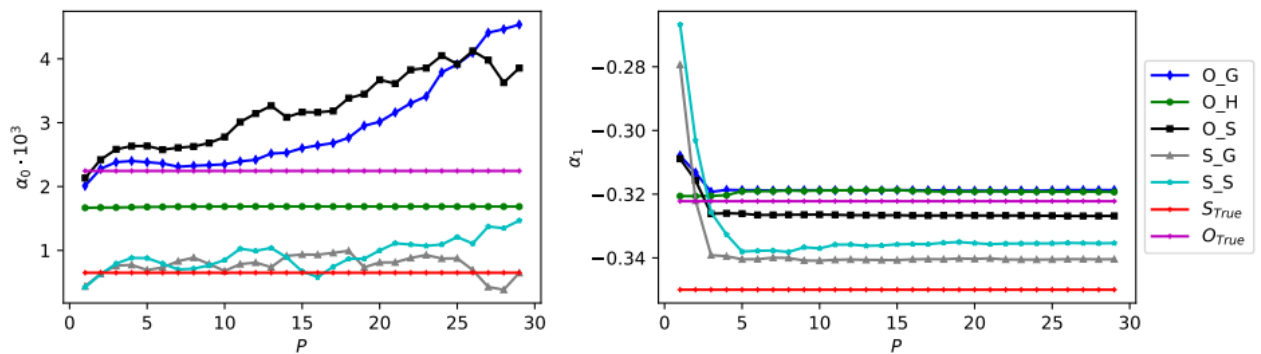


Рис. 1. Зависимости восстановленных значений коэффициентов  $\alpha_0 = \frac{\gamma}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$  и  $\alpha_1 = -\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$  от степени использованного тригонометрического полинома  $K$ . Три кривые, помеченные как O (O\_G для гауссовых импульсов, O\_H для гармонического воздействия и O\_S для прямоугольных импульсов), относятся к колебательному режиму, истинное значение для них обозначено горизонтальной линией  $O_{True}$ . Две кривые, помеченные как S (S\_G для гауссовых импульсов, S\_S для прямоугольных), относятся к возбуждимоу режиму, для них истинное значение обозначено как  $S_{True}$ . Величина  $\alpha_0$  для удобства дана умноженной на  $10^3$ .

*Работа выполнена при поддержке гранта Президента МД-3006.2021.1.2.*

#### Библиографический список

1. Безручко Б.П., Смирнов Д.А. Математическое моделирование и хаотические временные ряды. Саратов: ГосУНЦ "Колледж" 2005. 320 с.
2. Hodgkin A., Huxley A. A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve // J. Physiol. 1952. Vol. 117, No. 4. P. 500-544. DOI: 10.1113/jphysiol.1952.sp004764
3. FitzHugh R. Impulses and physiological states in theoretical models of nerve membranes // Biophysical Journal. 1961. Vol. 1, No. 6. P. 445-466. DOI: 10.1016/S0006-3495(61)86902-6
4. Nagumo J., Arimoto S., Yoshizawa S. An active pulse transmission line simulating nerve axon // Proc. IRE. 1962. Vol. 50, No. 10. P. 2061-2070. DOI: 10.1109/JRPROC.1962.288235
5. Hindmarsh J.L., Rose R.M. A model of neuronal bursting using three coupled first order differential equations // Proc. of the Royal Society London B. 1984. Vol. 221. P. 87-102. DOI: 10.1098/rspb.1984.0024
6. Morris C., Lecar H. Voltage oscillations in the barnacle giant muscle fiber // Biophysical Journal. 1981. Vol. 35, No. 1. P. 193-213. DOI: 10.1016/S0006-3495(81)84782-0
7. Мищенко М. А., Шалфеев В. Д., Матросов В. В. Нейроподобная динамика в системе фазовой синхронизации // Известия вузов. ПНД. 2012. Т. 20, No 4. С. 122–130. DOI: 10.18500/0869-6632-2012-20-4-122-130.
8. Matrosov V. V., Mishchenko M. A., Shalfeev V. D. Neuron-like dynamics of a phase-locked loop // European Physical Journal: Special Topics. 2013. Vol. 222, No. 10. P. 2399–2405. DOI: 10.1140/epjst/e2013-02024-9
9. Smirnov D. A., Sysoev I. V., Seleznev E. P., Bezruchko B. P. Reconstructing nonautonomous system models with discrete spectrum of external action // Technical Physics Letters. 2003. Vol. 29, No. 10. P. 824-827. DOI: 10.1134/1.1623857

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

**Н.В. Короневский, И.С. Великанов, А.А. Андреев, Б.В. Сергеева**

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

*E-mail: kaskad\_94@mail.ru*

Метаматериалы являются новым классом искусственных материалов и их исследование представляет фундаментальный интерес, а также открывает широкие прикладные возможности по созданию устройств для управления электромагнитным полем, включая малогабаритные антенны, новые типы электромагнитных сенсоров, линзы с субволновым разрешением, «невидимые» в определенном диапазоне частот объекты т.д. [1-2]. Благодаря искусственному созданию данные структуры приобретают уникальные электрофизические, оптические, радиофизические, и иные свойства, отсутствующие в природных материалах. Метаматериалы обладают необычными электромагнитными свойствами, отсутствующими у природных материалов, определяются они формой, периодичностью, а также размером структуры [3, 4].

В природе 2-мерных структур не существует. Однако, если длина волны излучения намного больше длины структуры только по одному направлению, то такую структуру можно считать 2-мерной. Чтобы структура была 2-мерной в СВЧ диапазоне  $8 \div 12$  ГГц, для ее создания достаточно использовать слой толщиной примерно 10-40 мкм.

В работе [5] теоретически и экспериментально исследована структура датчика на основе резонатора формы «омега» в 3-см диапазоне. Данная структура может быть использована для определения электрофизических параметров тонкопленочных образцов. В научной группе авторов разработана технология получения нового композитного материала на основе волокон поликапролактона и микрочастиц карбоната кальция со встроенными в их структуру наночастицами магнетита [6,7]. В данной работе сделана попытка получить подобную структуру двумя методами и исследовать ее свойства.

При помощи программы OpenSCAD создана модель формы «омега» и на фрезерно-гравировальном станке CNC 3018 Pro (модифицированный) изготовлена 2-мерная структура модели.

В программе Altium Designer создана модель формы «омега» с параметрами:  $w = 0,8$  мм,  $g = 0,6$  мм,  $r = 1,6$  мм,  $(Hline) = 12$  мм, размер подложки  $22,86 \times 10,16$  мм<sup>2</sup> (рис. 1). С помощью шелкографии модель перенесена на текстолит с медным слоем толщиной 18 мкм и протравлена водным раствором хлорного железа.

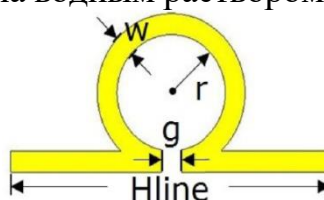


Рис. 1. Модель структуры [5]

На графиках частотных зависимостей коэффициентов отражения и пропускания для 2-мерных структур, изготовленных химическим (рис. 2а) и механическим



(рис. 2б) способами, наблюдаются переходы в диапазоне  $10 \div 11$  ГГц. Общий характер частотных зависимостей схож и аналогичен результату работы [5].

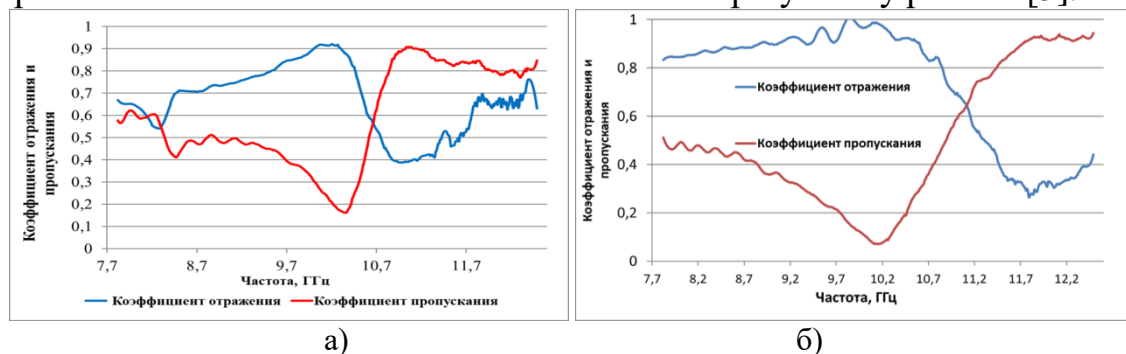


Рис. 2. Графики частотных зависимостей коэффициентов отражения и пропускания структур. Разработаны инструкция и программа для расчета параметров электродинамической структуры в OpenEMS. В программе построены изображения, идентичные 2-мерной структуре модели, изготовленной на фрезерно-гравировальном станке CNC 3018 Pro, а также рассчитаны коэффициенты отражения и пропускания в 3-см диапазоне.

Проведены экспериментальное исследование и теоретический расчет коэффициентов отражения и пропускания полученных структур в 3-см диапазоне. Показано, что при уменьшении диэлектрической проницаемости подложки минимумы коэффициентов отражения и пропускания смещаются в сторону более высоких частот. При добавлении к структуре дополнительного слоя диэлектрика происходит сдвиг минимумов коэффициентов отражения и пропускания в низкочастотную область; причем, минимум коэффициента отражения смещается сильнее. Данная работа используется в учебном процессе в Саратовском госуниверситете [8-12].

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (№ 20-07-00603 А).*

#### Библиографический список

1. Лагарьков А.Н., Кисель В.Н. // Энергия: экономика, техника, экология. 2018. № 1. С. 10-20.
2. Kumar N.S. et al. // Crystals. 2021. V. 11(5). P. 518.
3. Vendik I.B. et al. // Metamaterials. 2009. V. 3. P. 140-147.
4. Вендик. И.Б., Вендик О.Г. // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 1. С. 3-28.
5. Altintas O. et al. // Physica E: Low-dimensional Syst. and Nanostr. 2020. V. 116. P. 113734.
6. Короневский Н.В., Савельева М.С., Ломова М.В. и др. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2022. Т. 22. № 4. С. 62-71.
7. Короневский Н.В., Сергеев С.А., Ломова М.В. и др. Способ минерализации органических волокон поликапролактона микрочастицами карбоната кальция. Патент № 2761321 РФ, Оpubл. 07.12.2021.
8. Портнов С.А. и др. Физика и химия границ раздела фаз. Саратов: Сар. ист., 2015. 132 с.
9. Сергеев С.А. и др. Физика и химия коллоидных систем Саратов: Сар. ист., 2016. 168 с.
10. Сергеев С.А., Сысоев И.В., Горин Д.А. Основы программирования и анализа данных для задач материаловедения, биофизики и физической химии: учеб. пособие. – Саратов, 2016. – 304 с.
11. Сергеев С.А. Компьютер в физической лаборатории. Саратов: Пром. Поволжья, 2008. 368 с.
12. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Физические основы твердотельной электроники: Учеб. пособие. 2-е изд. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2020. 192 с.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА В КОМПЛЕКСНОЙ СИСТЕМЕ ШИМИЦУ-МОРИОКА

**В.П. Круглов, И.Р. Сатаев**

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

*E-mail: kruglovyacheslav@gmail.com*

Ранее мы предложили [1,2] модификацию автономного осциллятора с бифуркацией „влипания“ предельных циклов в петли сепаратрис седла. Переменные были заменены на комплексные, также было добавлено новое слагаемое. В модифицированной системе была обнаружена хаотическая динамика, связанная с гиперболическим аттрактором: траектория потоковой системы приближается и удаляется от седла, при этом в малой окрестности седла аргументы комплексных переменных растягиваются в целое число раз из-за дополнительного слагаемого. В специально сконструированном сечении Пуанкаре наблюдается действие отображения Бернулли, при сильном сжатии по остальным переменным это соответствует аттрактору типа Смейла-Вильямса.

Хорошо известны другие автоколебательные системы, в которых предельные циклы могут „влипать“ в петли сепаратрис — это модель Лоренца и её вариант с аналогичной динамикой, представляющий собой модель осциллятора — система Шимицу-Мориока. Известны также и комплексные модификации систем Лоренца и Шимицу-Мориока [3]. Мы предлагаем комплексную модификацию системы Шимицу-Мориока с дополнительным слагаемым, обеспечивающим трансформацию аргумента комплексных переменных:

$$\begin{aligned}\dot{z} &= w, \\ \dot{w} &= (1-q)z - \lambda w + \varepsilon w^3, \\ \dot{q} &= -\alpha q + |z|^2,\end{aligned}\tag{1}$$

где  $z = x + iy$  и  $w = u + iv$  — комплексные переменные,  $q$  — вещественная переменная,  $\alpha$  и  $\lambda$  — параметры из классической системы Шимицу-Мориока,  $\varepsilon$  — новый параметр. При приближении траектории к седловому положению равновесия в начале координат аргумент комплексной переменной  $z$  становится близок к утроенному аргументу  $w$  из-за слагаемого  $\varepsilon w^3$ . Мы строим численно отображение Пуанкаре с секущей поверхностью  $|z|^2 = 1$ , в котором аргумент переменных подвергается преобразованию, топологически схожему с отображением Бернулли, а из-за сильного сжатия по остальным переменным наблюдается аттрактор типа Смейла-Вильямса с фактором растяжения 3.

Гиперболичность аттрактора подтверждается численными исследованиями, в частности проверено свойство трансверсальности многообразий аттрактора. На рис. 1 представлены различные проекции аттрактора потоковой системы и отображения Пуанкаре при значениях параметров  $\alpha = 0.7$ ,  $\lambda = 0.98695$ ,  $\varepsilon = 0.1$ . Показатели Ляпунова аттрактора отображения Пуанкаре составили  $A = \{1.048 \approx \ln 3, -1.412, -11.995, -17.899\}$ .

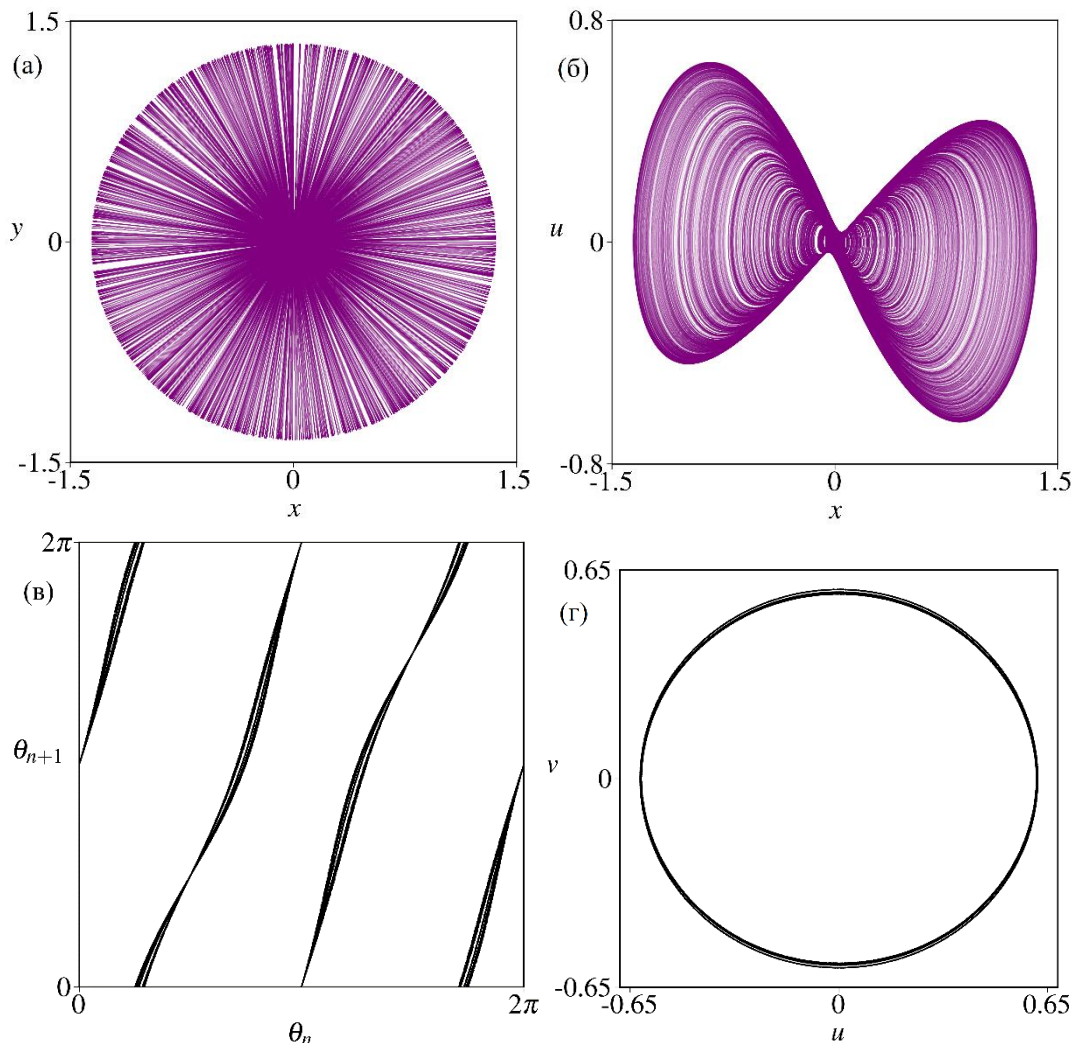


Рис. 1. (а) Проекция аттрактора потоковой системы в проекции на плоскость действительной и мнимой частей переменной  $z$ . (б) проекция аттрактора потоковой системы в проекции на плоскость действительных частей переменных  $z$  и  $w$ , (в) итерационная диаграмма для аргумента комплексной переменной  $z$ , (г) проекция аттрактора отображения Пуанкаре на плоскость действительной и мнимой частей  $w$ .  $\alpha = 0.7$ ,  $\lambda = 0.98695$ ,  $\varepsilon = 0.1$ .

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-12-00121, <https://rscf.ru/project/21-12-00121/>*

#### Библиографический список

1. *Круглов В.П., Хаджиева Л.М.-Б.* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2016, т. 24, №6, 54-64.
2. *Kuznetsov S.P., Kruglov V.P., Sataev I.R.* // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science, 2021, vol. 31, no. 1, pp. 013140.
3. *Vladimirov A.G., Toronov V.Y., Derbov V.L.* // International Journal of Bifurcation and Chaos, 1998, vol. 8, no. 04, pp. 723-729.

## ЭФФЕКТЫ СИНХРОНИЗАЦИИ В ТРЕХСЛОЙНЫХ СЕТЯХ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАДЕРЖКОЙ С АДАПТИВНЫМИ СВЯЗЯМИ

Д.Д. Кульминский<sup>1,2</sup>, В.И. Пономаренко<sup>1,3</sup>, М.Д. Прохоров<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Научно-технологический университет «Сириус»

<sup>3</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: kulminskydd@gmail.com

Помимо сетей с неизменной архитектурой и силой связей между элементами большое внимание исследователей привлекают сети с динамическими, изменяющимися во времени связями [1]. Такие адаптивные сети, топология связей в которых может перестраиваться, а интенсивности связей имеют собственную динамику, широко распространены в реальном мире. Для адаптивных сетей характерны такие нелинейные эффекты, как кластерная синхронизация, мультистабильность и переключаемая динамика [2]. Процессы синхронизации, в том числе химерных состояний, в двухслойных адаптивных сетях были исследованы недавно в работах [3–5].

В данной работе эффекты синхронизации различных колебательных режимов, включая химерные состояния, впервые экспериментально исследованы в трехслойных сетях осцилляторов с адаптивными связями. В качестве узловых элементов трехслойной сети использованы идентичные бистабильные электронные генераторы с запаздывающей обратной связью. Рассмотрены случаи однонаправленных и взаимных динамических связей между слоями сети. Синхронизация различных пространственно-временных режимов в сети достигалась за счет соответствующего выбора начальных условий для бистабильных генераторов и изменения топологии связей между слоями сети. Например, показано, что при сильной однонаправленной связи между слоями сети химерное состояние копируется из слоя в слой за счет явления вынужденной синхронизации. При двунаправленной связи между слоями сети можно наблюдать как явление синхронизации химерного состояния, так и разрушение химерных состояний в зависимости от выбора начальных условий бистабильных генераторов.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00150, <https://rscf.ru/project/22-22-00150/>.*

### Библиографический список

1. Масленников О.В., Некоркин В.И. // УФН. 2017. Т. 187, № 7. С. 745–756.
2. Касаткин Д.В., Емельянова А.А., Некоркин В.И. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2021. Т. 29, Вып. 4. С. 635–675.
3. Kasatkin D.V., Nekorkin V.I. // Chaos. 2018. Vol. 28. 093115.
4. Дмитричев А.С., Щапин Д.С., Некоркин В.И. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 574–579.
5. Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, Вып. 2. С. 32–35.

## ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КРОССРЕКУРРЕНТНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ МОМЕНТОВ ОТКРЫТИЯ ГЕМАТОЭНЦЕФАЛИЧЕСКОГО БАРЬЕРА

Д.Д. Кульминский<sup>1</sup>, Ю.М. Ишбулатов<sup>1,2</sup>, Е.И. Боровкова<sup>1,2</sup>,  
А.В. Курбако<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: kulminskydd@gmail.com

Гематоэнцефалический барьер (ГЭБ) - физиологический барьер между кровеносной системой и центральной нервной системой, выполняющий функцию высокоселективного фильтра, пропускающая из артериального русла в мозг питательные, биоактивные вещества и защищая нервную ткань от циркулирующих в крови микроорганизмов и токсинов [1]. Показана возможность управляемого открытия ГЭБ путем стимуляции звуком [2] и лазерным излучением [3]. Разработка методов выявления факта открытия ГЭБ является актуальной задачей, так как это открывает перспективы для экспресс-диагностики дисфункции ГЭБ как раннего биомаркера болезни Альцгеймера, деменции, нейродегенерации и атрофии мозга.

В данной работе с помощью кросс рекуррентного анализа [4, 5] разработаны методы определения моментов открытия ГЭБ на основе анализа сигналов электроэнцефалограмм (ЭЭГ). Рассмотрены случаи, как спонтанно открытия ГЭБ во сне, так и случаи управляемого открытия ГЭБ. Получены оценки вычислительной сложности разработанных методов для работы. Проведены исследования зависимостей мер кросс рекуррентного анализа сигналов ЭЭГ крыс в трех состояниях (сон, бодрствование и после аудиального воздействия) от длины исследуемого ряда, а также частотных диапазонов. Так как существуют характерные частотные диапазоны ЭЭГ сигналов, отвечающие за те и иные физиологические процессы, происходящие в мозге. Полученные результаты способны обеспечить значительный прогресс в области определения и безопасного управляемого формирования терапевтического временного окна, во время которого будет осуществляться персонализированная терапия патологий головного мозга.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-2723.2021.4).*

### Библиографический список

1. Stern L., Gautier R. Recherches sur le liquide cephalo-rachidien III: Arch Intern Physiol, 1923.
2. Semyachkina-Glushkovskaya O. et al. // Adv. Exp. Med. Biol. 2020. 1269.
3. Semyachkina-Glushkovskaya O. et al. // J. Biophotonics. 2018. Vol. 11. e201700287.
4. Kulminskiy et al. // Conference Proceedings - 5th Scientific School Dynamics of Complex Networks and their Applications, DCNA 2021. 2021. P. 122–123.
5. Marwan N. et. al. // Physical Review E. 2002. Vol. 66. 026702.

## ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ МОМЕНТОВ ОТКРЫТИЯ ГЕМАТОЭНЦЕФАЛИЧЕСКОГО БАРЬЕРА

Д.Д. Кульминский<sup>1</sup>, А.В. Курбако<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского  
E-mail: kulminskydd@gmail.com

В работе [1, 2] с помощью спектрального [3], когерентного [4] и кросс рекуррентного анализа [5] разработаны методы определения моментов открытия гематоэнцефалического барьера (ГЭБ) по временным рядам электроэнцефалограмм крыс. В данной работе разработан и создан аппаратно-программный комплекс для определения и безопасного управляемого формирования терапевтического временного окна, во время которого будет осуществляться персонифицированная терапия патологий головного мозга. Данное устройство на основе предложенного алгоритма оценки моментов открытия ГЭБ способно задать эффективное время терапевтического воздействия. Стоит отметить, что основной модуль алгоритма оценки моментов открытия ГЭБ работает на универсальном процессоре ПК (ноутбук, либо промышленный компьютер в зависимости от условий использования), логика аппаратной части – управление включением лазера или механическим приводом автоматического шприца для ввода препарата, или системы для оповещения, или механизма для быстрой выдачи лекарственного препарата. Разработан универсальный интерфейс с логическим управлением с возможностью выбора вышеупомянутых воздействий. В ходе регистрации и анализа экспериментальных данных продемонстрированы работоспособность, возможности и границы применимости созданного аппаратно-программного комплекса. При исследовании вычислительной сложности разработанного комплекса в реальном времени установлено время детектирования моментов открытия ГЭБ, среднее время не превышает десяти секунд, дисперсия на уровне 0.5 сек. Полученные результаты открывают новые возможности для терапии заболеваний головного мозга, вызывающих острые и хронические открытия ГЭБ.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-2723.2021.4).*

### Библиографический список

1. *Кульминский и др.* // Радиотехника и электроника. 2022. Том. 67, № 10. (в печати).
2. *Kulminskiy et al.* // Conference Proceedings - 5th Scientific School Dynamics of Complex Networks and their Applications, DCNA 2021. 2021. P. 122–123
3. *Welch P.* // IEEE Trans. Audio Electroacoust. 1967. Vol. 15. P.70–73.
4. *Ayvazyan S.A. et al.* The applied statistics. Fundamentals of simulation and data preprocessing. Moscow 1983, 384 p.
5. *Marwan N. et. al.* // Physical Review E. 2002. Vol. 66. 026702.

## ДЕСИНХРОНИЗАЦИЯ СВЯЗАННЫХ ИДЕНТИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ТИПА ФИТЦХЬЮ-НАГУМО

**А.В. Курбако, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров**

*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН*

*E-mail:kurbako.sasha@mail.ru*

Синхронизация играет важную роль в функционировании нервной системы и мозга человека, в частности при обработке визуальных сигналов [1] и при двигательной активности [2]. Однако патологическая чрезмерная синхронизация может стать причиной ряда неврологических заболеваний, таких как эссенциальный (идиопатический) тремор [3], эпилепсия [4] или болезнь Паркинсона [5]. Одним из способов терапии подобных заболеваний является десинхронизация нейронов головного мозга внешним воздействием.

В работе [6] был предложен метод десинхронизации сети, состоящей из идентичных нейроподобных осцилляторов со случайной топологией связей. Метод основан на использовании внешнего управляющего сигнала специального вида. Работоспособность метода была продемонстрирована при численном моделировании сетей из осцилляторов ФитцХью-Нагумо с аддитивной и диффузионной связями.

Нами метод десинхронизации идентичных связанных осцилляторов [6] впервые реализован в радиофизическом эксперименте. Это позволяет проверить грубость численных результатов в условиях реального эксперимента, в котором невозможно добиться полной идентичности аналоговых радиотехнических элементов, и неизбежно присутствуют шумы, не все из которых можно адекватно учесть при моделировании. Была построена оригинальная аналого-цифровая экспериментальная установка для исследования сетей, состоящих из 10 идентичных аналоговых генераторов типа ФитцХью-Нагумо, демонстрирующих нейроподобную динамику. Связи между генераторами сети были реализованы в цифровом виде с использованием языка программирования LabView, используя подход, предложенный в [7]. Матрица связей генераторов, а также максимальная сила связи были выбраны так, чтобы обеспечить синхронизацию всех 10 генераторов при отсутствии внешнего воздействия.

На первом этапе был проведен эксперимент с сетью электронных генераторов ФитцХью-Нагумо, связанных между собой аддитивной связью. Внешнее управляющее воздействие, вызывающее десинхронизацию генераторов, было реализовано в цифровом виде, также как и связи между генераторами. При этом десинхронизация сети проводилась одинаковым для каждого генератора управляющим сигналом, имеющим вид:  $u = -c_{ov} \rho n x_m$ , где  $c_{ov}$  — максимальная сила связи между двумя генераторами сети,  $\rho$  — плотность матрицы связи,  $n$  — количество элементов в сети,  $x_m$  — среднее значение динамической переменной всех генераторов сети. Такой подход позволил нам эффективно десинхронизовать все генераторы. При отключении внешнего управляющего сигнала генераторы вновь возвращались в режим полной синхронизации.

На втором этапе был проведен эксперимент с сетью электронных генераторов ФитцХью-Нагумо, связанных между собой диффузионной связью. В этом случае внешний управляющий сигнал, вызывающий десинхронизацию генераторов, был

также реализован в цифровом виде, но был разным для каждого генератора сети:  $u_i = c_{ov} \rho n(x_i - x_m)$ , где  $i$  — номер генератора, а  $x_i$  — значение напряжения  $i$ -го генератора, на которое подается управляющее воздействие  $u_i$ . Эксперимент показал, что таким внешним воздействием можно успешно десинхронизовать исследуемую сеть диффузионно связанных электронных генераторов типа ФитцХью-Нагумо.

В перспективе, описанные методы могут быть реализованы на носимых устройствах и использоваться для подавления последствий, вызванных патологическими неврологическими заболеваниями из-за чрезмерной синхронизации нейронов нервной системы.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00150, <https://rscf.ru/project/22-22-00150/>.*

#### Библиографический список

1. Engel A.K., Fries P., and Singer W. // Nat. Rev. Neurosci. 2001. V. 2(10). P. 704–716.
2. Andres F.G. and Gerloff C.J. // Clin. Neurophysiol. 1999. V. 16. P. 520–527.
3. Schnitzler A., Munks C., Butz M., Timmermann L., and Gross J. // Mov. Disorders. 2009. V. 24(11). P. 1629–1635.
4. Wong R.K., Traub R.D., and Miles R. // Adv. Neurol. 1986.V. 44. P. 583–592.
5. Hammond C., Bergman H., and Brown P. // Trends Neurosci. 2007. V. 30(7). P. 357–364.
6. Plotnikov S.A., Fradkov A.L. // IFAC PapersOnLine. 2019. V. 52–16. P. 640–645.
7. Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Сысоев И.В., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46, Вып. 4. С. 26–29.



## СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА КАРДИОИНТЕРВАЛОГРАММЫ ИЗ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАММЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ СУММАРНОГО ПРОЦЕНТА ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

А.В. Курбако<sup>1</sup>, В.В. Сказкина<sup>2</sup>, Е.И. Боровкова<sup>2</sup>, А.С. Караваяев<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail:kurbako.sasha@mail.ru

Сигналы фотоплетизмографии (ФПГ) и электрокардиографии (ЭКГ) являются простыми для регистрации неинвазивными сигналами и, в то же время, информативными для изучения сердечно-сосудистой системы (ССС). Анализ низкочастотных спектральных составляющих сигналов ФПГ и ЭКГ позволяет оценить особенности динамики подсистем нервной регуляции ССС, что в свою очередь дает информацию о состоянии системы кровообращения человека [1-2].

В [3] был предложен индекс степени синхронизации 0.1 Гц-колебаний в системах регуляции ССС — суммарный процент фазовой синхронизации  $S$ , который показал свою эффективность при изучении ССС и практическую значимость для диагностических целей [4-5]. Расчет  $S$  производится по сигналам ФПГ и кардиоинтервалограммы (КИГ), выделенной из ЭКГ. Однако, сигнал ФПГ несет в себе информацию о последовательности временных интервалов между соседними сердечными сокращениями, что может быть использовано для выделения сигнала КИГ из ФПГ. В [6] была показана возможность выделения сигнала КИГ из ФПГ в реальном времени, что позволяет оценивать  $S$  в реальном времени с использованием единственного сигнала ФПГ.

Нами предлагается 4 метода выделения сигнала КИГ из ФПГ в реальном времени. Методы 1 и 2 измеряют интервалы между соседними сердечными сокращениями, как время между максимумами и минимумами, соответственно, сигнала ФПГ после фильтрации в узкополосном диапазоне (0.8-1.8 Гц). Методы 3 и 4 определяют расстояние между сердечными сокращениями, как интервал между максимумами или минимумами, соответственно, сигнала ФПГ после широкополосной фильтрации (0.6-6.0 Гц) в соседних окнах, отвечающих за один кардиоцикл (цикл одного сердечного сокращения). Окно одного кардиоцикла определяется при помощи сигнала ФПГ после фильтрации в узкополосном диапазоне (0.8-1.8 Гц), как интервал между соседними минимумами для метод 3 и интервал между соседними максимумами для метода 4.

Оптимальные полосы фильтрации сигнала ФПГ для выделения КИГ определялись при переборе частот среза посредством максимизации вероятности того, что коэффициент фазовой когерентности (КФК) между мгновенными фазами в низкочастотном диапазоне 0.05-0.15 Гц сигналов КИГ, полученного эталонным методом из ЭКГ и полученного одним из предложенных методов из ФПГ, примет значения больше 0.95.

Работоспособность методов была протестирована посредством сравнения оценок  $S$ , полученных с использованием синхронно зарегистрированных сигналов

ФПГ и ЭКГ и по единственному сигналу ФПГ для здоровых добровольцев и пациентов с COVID-19, находящихся на стационарном лечении без кислородной поддержки и без выявленных патологий органов дыхания. Тестирование показало, что метод 4 является максимально чувствительным для здоровых людей, а метод 2 – для пациентов с COVID-19.

Разработанные методы позволяют перейти от использования двух сигналов ЭКГ и ФПГ при оценки суммарного процента фазовой синхронизации  $S$  к использованию единственного сигнала ФПГ, что упрощает процесс регистрации данных, а также уменьшает его стоимость. Возможность реализации предложенных методов в реальном времени на микроконтроллерах с низким энергопотреблением, используемых в суточных регистраторах, позволяет осуществить суточный мониторинг индекса  $S$ , что увеличит точность его оценки и позволит с большей чувствительностью и специфичностью проводить диагностику различных заболеваний ССС.

*Работа выполнена при финансовой поддержке проектов РФФИ, гранты № 20-02-00702 и №20-38-90067.*

#### **Библиографический список**

1. Баевский Р.М. и др. // Вестник аритмологии. 2001. Т. 24. С. 65-87.
2. Kiselev A.R. et al. // Physiological Measurement. 2016. V. 37. P. 580-595.
3. Karavaev A.S. et al. // Chaos. 2009. 19: 033112.
4. Караваяев А.С. и др. // Физиология человека. 2017. Т. 43. № 1. С. 70-80.
5. Киселев А.Р. и др. // Артериальная гипертензия. 2011. Т. 17. №. 4. С. 354-360.
6. Кульминский Д.Д. и др. // Тезисы докладов VIII Всероссийской конференции молодых ученых «Нанофотоника, наноэлектроника и нелинейная физика». 2013.С. 139–141.

## ВРЕМЕННАЯ КОМПРЕССИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

А.С. Абрамов<sup>1</sup>, И.О. Золотовский<sup>1</sup>, В.А. Камынин<sup>2</sup>, В.А. Лапин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ульяновский государственный университет Научно-технологический институт им. С.П. Капицы

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

E-mail: lva2013@yandex.ru

В работе рассматривается динамика частотно модулированных импульсов (ЧМИ) в волоконных световодах с последовательно записанными решетками показателя преломления (ПП) с плавно возрастающим периодом. Геометрия рассматриваемой волоконной структуры изображена на рис. 1. Зависимость ПП от длины в подобного рода световодах определяется выражением [1]:

$$n_i(z) = n_0 \left[ 1 - m \cos(2\pi z / \Lambda_i(z)) \right] \quad (3)$$

где  $n_0$  – средний ПП волокна при отсутствии решетки,  $m$  – глубина модуляции ПП решетки,  $\Lambda_i$  – период решетки.

На **рис. 1** представлена геометрия рассматриваемой структуры.

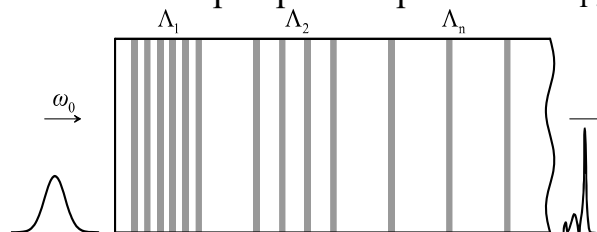


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой структуры.

Динамика временной огибающей ВП описывается уравнением для амплитуды огибающей вида НУШ [2, 3]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3(z)}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR \left( |A|^2 - \tau_R \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} \right) A = 0 \quad (4)$$

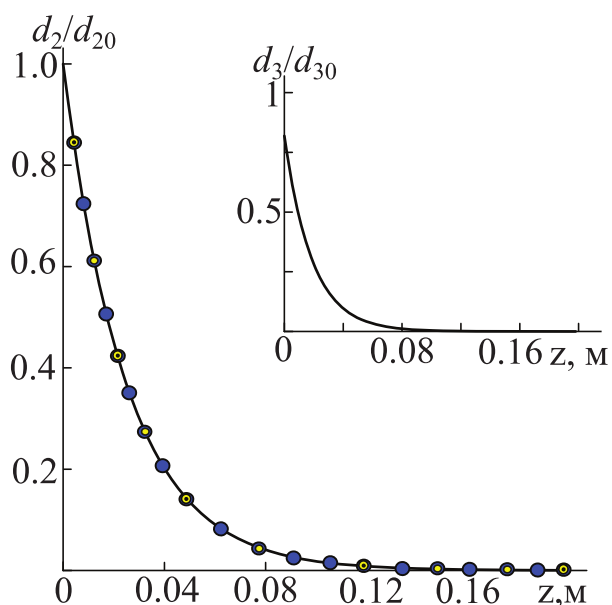
Рассматривались профиль дисперсии вида [4] и начальный импульс:

$$\beta_2(z) = -|\beta_{20}| \exp[-2\alpha_0 |\beta_{20}| z] \quad (5)$$

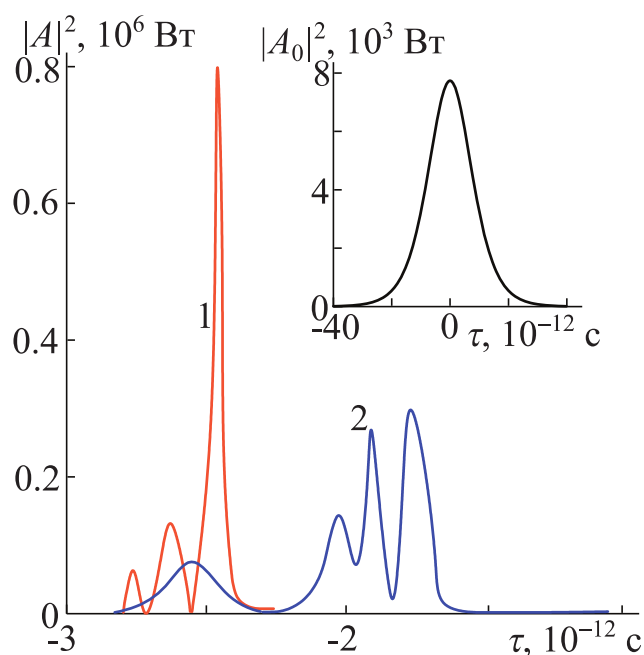
$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(\tau / \tau_0) \exp(i\alpha_0 \tau^2) \quad (6)$$

На **рис. 2** приведены профили дисперсии второго и третьего порядка (вставка) в световоде с изменяемыми параметрами. Сплошная линия соответствует непрерывному изменению дисперсии второго и третьего порядка за счет изменения периода решетки и параметра отстройки соответственно. Точками обозначены значения дисперсионных параметров каждого из сегментов световода, последовательно записываемых решеток ПП при разбиении световода на  $N$  элементов одинакового размера - 5, 10 и 20 решеток соответственно.

На **рис. 3** профили импульсов для: начальной длительности  $\tau_0 = 10^{-11}$  с, мощности  $P_0 = 7.7 \cdot 10^3$  Вт, чирпа  $\alpha_0 = 10^{23}$  с<sup>-2</sup>; ДГС  $\beta_2(0) \approx -5 \cdot 10^{-23}$  с<sup>2</sup>/м,  $\beta_3(0) \approx -3.6 \cdot 10^{-35}$  с<sup>3</sup>/м, параметра нелинейности  $R = 10^{-3}$  (Вт·м)<sup>-1</sup>,  $L = 0.19$  м,  $\tau_R \approx 5 \cdot 10^{-15}$  с – времени нелинейного отклика.



**Рис. 2.** Нормированная зависимость дисперсии второго и третьего порядка от длины  $z$  для волокна, содержащего (○) 5, (○) 10 и (●) 20 решеток.



**Рис. 3.** Временные профили импульсов после сжатия при  $m = (5;1) \cdot 10^{-4} - (1, 2)$ ; врезка – исходный импульс.

Из представленных на **рис. 3** зависимостей видно, что при выбранных значениях для экспоненциального профиля дисперсии оптимальная компрессия реализуется на длине волновода (оранжевая кривая) при глубине модуляции  $m \approx 5 \cdot 10^{-4}$ . Для больших значений глубин модуляции  $m$  субпикосекундный импульс с мегаваттной пиковой мощностью формируется на длине световода менее 20 см, при этом его пиковая мощность возрастает более чем в 100 раз по сравнению с первоначальной. С уменьшением глубины модуляции вклад третьей дисперсии становится большим. Это приводит к уменьшению пиковой мощности, и, как следствие, существенному искажению огибающей импульса. При определенных обстоятельствах становится возможным проявление многоимпульсного режима (синяя кривая).

*Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-42-730013 и министерства образования и науки РФ, стипендия президента РФ, проект СП-4058.2021.5.*

#### Библиографический список

1. Wolf A., Dostovalov A., Bronnikov K., Babin S. Opt. Express 27 (10), 13978 (2019).
2. Smirnov S. V., Kobtsev S.M., Kukarin S. V. Opt. Express 23 (4), 3914 (2015).
3. Agrawal G.P. Applications of Nonlinear Fiber Optics (Elsevier Science, 2010).
4. Абрамов А.С., Золотовский И.О., Камынин В.А., Лалин В.А. Квантовая электроника 51 (2), 153 (2021).

## УСИЛЕНИЕ И КОМПРЕССИЯ ЧАСТОТНО МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В АКТИВНОМ НЕОДНОРОДНОМ СВЕТОВОДЕ

И.О. Золотовский<sup>1</sup>, В.А. Лапин<sup>1</sup>, Д.И. Семенцов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ульяновский государственный университет Научно-технологический институт им. С.П. Капицы.

E-mail: lva2013@yandex.ru

В работе рассматривается методика усиления и временной компрессии частотно модулированных импульсов в активном световоде с профилем зависимости дисперсии от длины подобранном таким образом, что бы обеспечивать максимальные степени сжатия импульсов с заданным начальным чирпом при заданном усилении световода.

Динамика временной огибающей ВП описывается уравнением для амплитуды огибающей вида НУШ [1, 2]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = gA \quad (7)$$

где  $\tau = t - z/v_g$  – время в бегущей системе координат,  $d_2 = (d^2\beta/d\omega^2)$  – параметр дисперсии групповых скоростей,  $R$  – параметр нелинейности,  $g$  – коэффициент усиления (потерь) в волокне.

При этом в работе выбиралась зависимость дисперсии вида [3]:

$$d_2(z) = -|d_{20}| \exp \left[ -\frac{\alpha_0 |d_{20}|}{g_0} (\exp(2g_0 z) - 1) + 2g_0 z \right] \quad (8)$$

На **рис. 1** приведены: динамика ДГС(1, **a**) и пиковой мощности(2, **a**), профили импульса на входе (1, **b**), в точке максимума модуля дисперсии (2, **b**), на выходе из световода (3, **b**) длиной  $L = 1.5z_0$ , где  $z_0$  – точка максимума модуля дисперсии. В работе рассматривался частотно модулированный импульс вида:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(\tau / \tau_0) \exp(i\alpha_0 \tau^2) \quad (9)$$

Приведенные зависимости получены путем численного решения уравнения (1) методом SSF [1, 4]. При следующих значениях параметров импульса: начальная длительность  $\tau_0 = 10^{-11}$  с, мощность  $P_0 = 0.01$  Вт, чирп  $\alpha_0 = 10^{24}$  с<sup>-2</sup>; и световода: ДГС  $d_2 = -10^{-27}$  с<sup>2</sup>/м, параметр нелинейности  $R = 10^{-3}$  (Вт·м)<sup>-1</sup>, усиления:  $g_0 = 0.1$  м<sup>-1</sup>.

Видно, как по мере распространения импульса по участку волокна с возрастающей по модулю дисперсией и постоянным усилением наблюдается в начале его незначительное временное сжатие, при, значительном (более чем в 100 раз) усилении. Затем на участке с убывающей по модулю ДГС происходит резкое сжатие импульса. При выбранных параметрах достигается увеличение пиковой мощности более чем на 5 порядков.

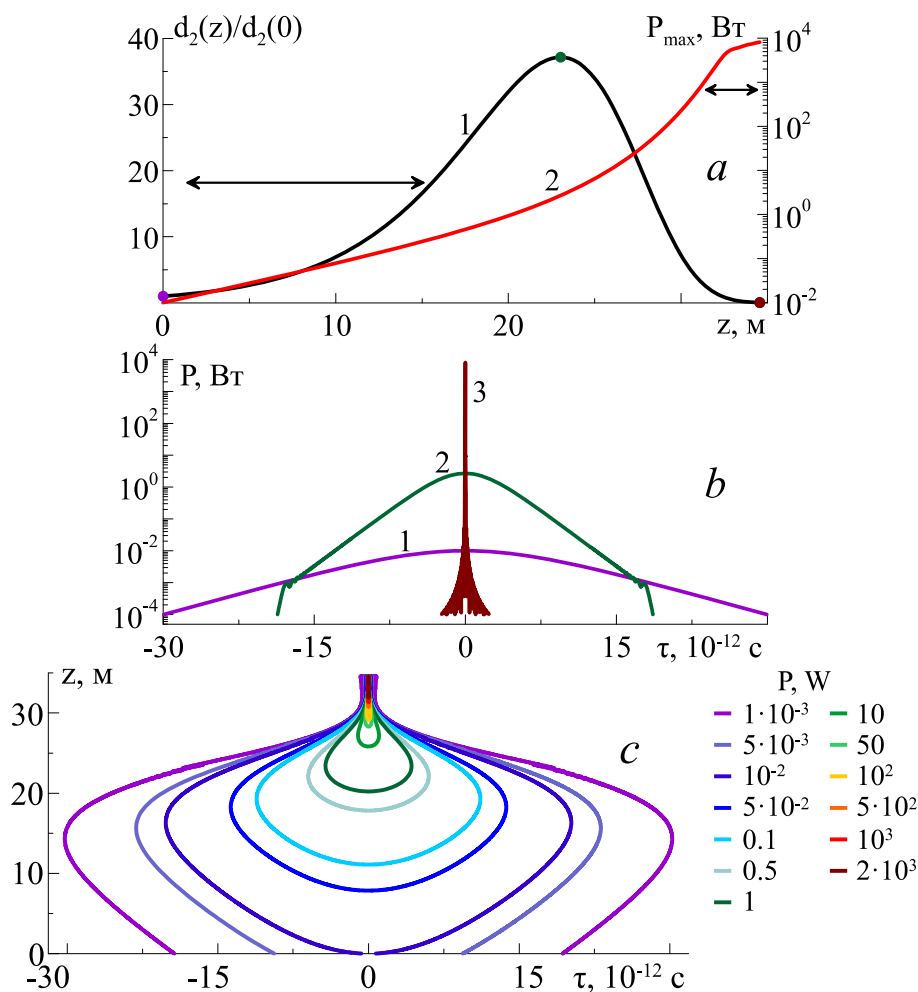


Рис. 1. (а) Динамика ДГС (1) и пиковой мощности(2).

(b) Временные профили импульса на входе (1), в точке максимума модуля дисперсии (2), на выходе из световода (3).

(c) Линии уровня временного профиля импульса, распространяющегося в световоде (3).

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-42-730013.

#### Библиографический список

1. Agrawal G.P. Applications of Nonlinear Fiber Optics (Elsevier Science, 2010).
2. Zolotovskii I.O., Lapin V.A., Sementsov D.I., Fotiadi A.A et al.// Opt. Commun. 426, 333 (2018).
3. Abramov A., Zolotovskii I., Lapin V., Mironov P. et al.// Photonics 9 (3), 160 (2022).
4. Mahboub M. // Appl. Math. Sci. 6 (117), 5841 (2012).

## ДЕЛИТЕЛЬ МОЩНОСТИ, УПРАВЛЯЕМЫЙ СПИНОВЫМ ТОКОМ

Н.Д. Лобанов<sup>1</sup>, О.В. Матвеев<sup>1</sup>, М.А. Морозова<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

E-mail: nl\_17@mail.ru

На данном этапе развития электроники актуальной задачей является переход от классической электроники к квантовой. Одним из востребованных разделов квантовой электроники является магноника [1,2], изучающая распространение спиновых волн в магнитных материалах. Также в последнее время набирает популярность спинтроника [3], в отличие от обычной электроники и магноники, в спинтронике перенос информации происходит при помощи спинового тока [4].

В настоящей работе рассмотрена слоистая структура, состоящая из магнетонных кристаллов (МК-1 и МК-2), разделенных слоем нормального металла (например, платины) (Рис.1). Магнетонные кристаллы являются ферромагнитными пленками с периодами  $L_{1,2}$  и толщинами  $a_{1,2}$ . Структура помещена во внешнее магнитное поле  $H_0$ , направленное касательно к плоскости структуры, при этом в МК-1 и МК-2 вдоль оси  $y$  распространяется спиновая волна. Сигнал подается на входной порт - порт 1, остальные три порта являются выходными.

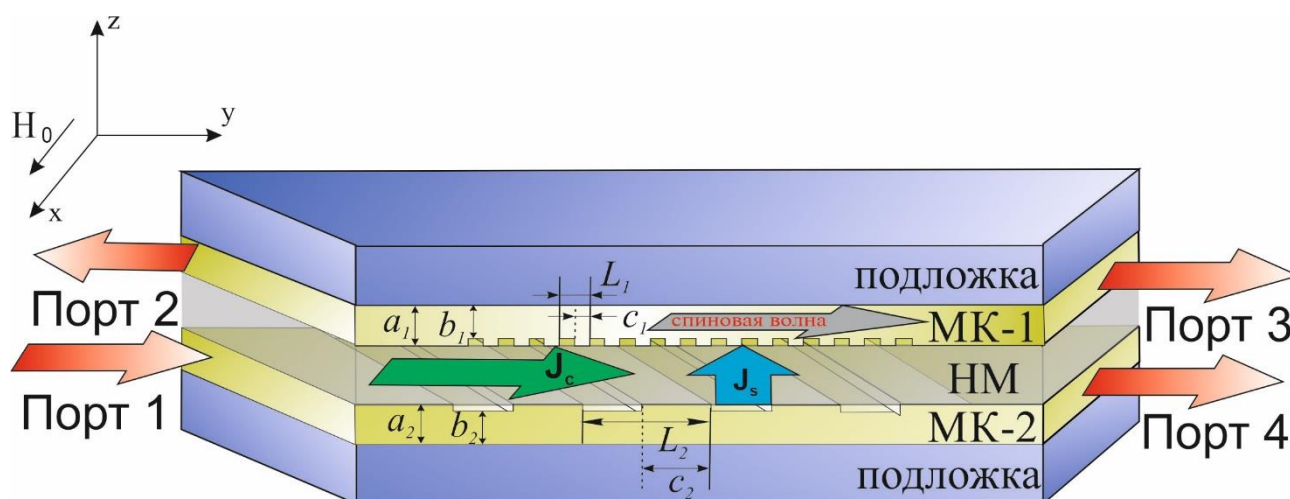


Рис. 1 Схема исследуемой структуры.

При приложении напряжения к слою нормального металла в нем течет электрический ток плотностью  $J_c$ . За счет спинового эффекта Холла электроны с противоположными направлениями спинов перераспределяются в двух направлениях: с одним направлением спинов переходят к границе НМ|МК-1, а с другим направлением спинов к границе НМ|МК-2, вследствие чего в направлении оси  $z$  течет спиновый ток плотностью  $J_s$ . В результате, за счёт передачи спинового крутящего момента на границах слоёв [5], имеет место усиление спиновой волны в одном МК (если спины в НМ противоположно направлены по отношению к магнитным моментам в МК) и ослабление спиновой волны в другом МК (спины в НМ сонаправлены с магнитными моментами в МК). Данная особенность позволяет управлять мощностью сигнала, поступающего на тот или иной порт связанной структуры, с

помощью спинового тока в активной прослойке. Целью работы является исследование влияния величины и полярности спинового тока в нормальном металле на перераспределение мощности между выходными портами.

Таким образом, использование активной прослойки расширяет функциональные возможности устройств на базе магнетонных кристаллов, которые могут использоваться в СВЧ-электронике в качестве делителей мощности.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121).*

#### **Библиографический список**

1. *Krawczyk M., Grundler D.* // J.Phys.: Condens.Matter. 2014, V. 26, P. 123202.
2. *Morozova M. A. et al.* // J. Appl. Phys. 2016, V. 120, P. 223901.
3. *Chumak A. V. et al.* // Nature Physics. 2015, V. 11, P. 453.
4. *Xiao J., Bauer G.E.W.* // Phys. Rep. Lett. 2012, V. 108, P. 217204.  
*Wang X. et al.* // Nat. Comm. 2020, V. 11, P. 5663.



## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ В УПРОЩЕННОЙ СИСТЕМЕ ТЕННИСОНА-ЛИБЕРМАНА-ЛИХТЕНБЕРГА С ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ ГРАНИЦЕЙ

Д.О. Любченко<sup>1,2</sup>, А.В. Савин<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: dima4398lub@mail.ru

Ускорение Ферми [1] является одним из наиболее известных эффектов в нелинейной науке. Данный эффект проявляется в хаотических бильярдах системах с осциллирующими границами. Бильярдная система состоит из бильярдного стола, который представляет собой произвольную кусочно-гладкую границу, и частицы, которая может упруго отскакивать от границ. Однако если бильярд обладает малой кривизной границ, которые имеют слабые колебания, то в таком бильярде частицы могут замедляться если их начальная скорость ниже некоторого критического значения. Данный эффект был обнаружен впервые в бильярде типа стадион [2], однако его обоснования так и не было найдено.

Ранее [3] мы исследовали систему Теннисона - Либермана – Лихтенберга с осциллирующими границами. Система описывается четырехмерным отображением и в нем был обнаружен данный эффект. В данной работе мы получили уравнения, путем приближения исходного отображения:

$$\begin{aligned} \alpha_{n+1} &= \alpha_n - 2C \sin \varphi_n; \\ \varphi_{n+1} &= \varphi_n + A \tan(\alpha_{n+1}); \\ \Omega_{n+1} &= \Omega_n + 2B \sin \psi_n \cos(\alpha_{n+1}); \\ \psi_{n+1} &= \psi_n + \frac{1}{\Omega_n \cos(\alpha_{n+1}) + 2B \sin \psi_n}. \end{aligned} \quad (1)$$

$\alpha_n$  – угол между направлением скорости и нормалью к поверхности в точке  $n$ -го соударения;  $\varphi_n$  – безразмерная координата соударения;  $\Omega_n$  – безразмерная скорость частицы;  $\psi_n$  – безразмерное время;  $A$  – безразмерное расстояние между стенками;  $B$  – безразмерная амплитуда колебаний стенки;  $C$  – безразмерная амплитуда гофрировки стенки;

Если построить зависимость средней по ансамблю начальных условий, выбранными в хаотической области, скорости от числа итераций при малой амплитуде колебаний (рис. 1), то наблюдается эффект бильярдного демона Максвелла. И он отличается от того, чтобы было в работе [3]. В данной системе есть две предельной скорости, на рис. 1 одна имеет значение 0.12, вторая нулевая. К ненулевой предельной скорости стремятся частицы, скорость которых меньше граничной, но совсем медленные ансамбли частиц стремятся к нулевой предельной скорости. Если начальная скорость выше граничной, то частицы ускоряются.

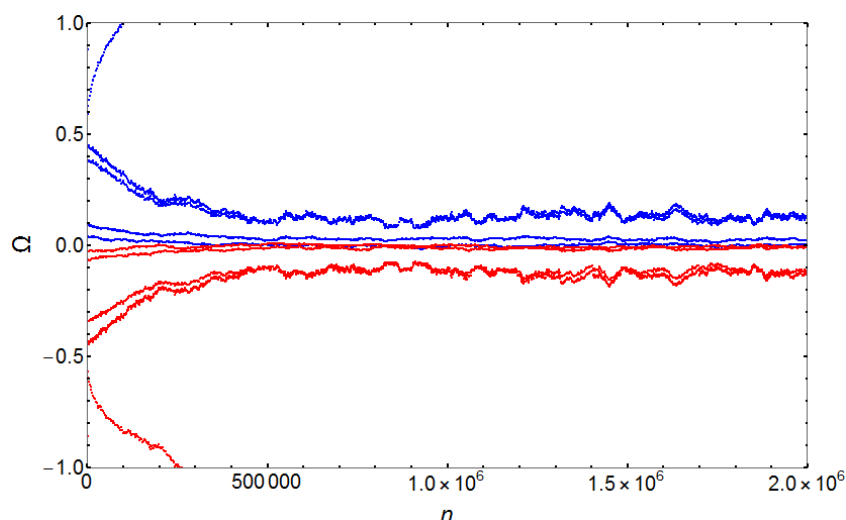


Рис. 1. Зависимость средней по ансамблю скорости от числа итераций отображения (1) с различными начальными  $\varphi_0, \psi_0, \alpha_0$ , выбранными в хаотической области. Параметры  $A = 2, C = 0.05, B = 0.02$ . Цвет кривой зависит от начальной скорости: красные – начальная скорость больше нуля, синие – меньше нуля.

Исследование якобиана и старшего показателя Ляпунова при фиксированных параметрах и различных начальных условиях демонстрирует различные режимы динамики. Обсуждения возможности такого поведения были в работах по смешенной динамике [4]. В некоторых областях начальных условий наблюдаются удивительно большие якобианы. Это связано с тем, что в хаотическом режиме могут появляться полёты Леви [5], когда в бильярде удар происходит почти по касательной и следующий удар происходит через большой промежуток времени. Из-за этого производные очень велики, что не позволяет корректно рассчитать якобиан. Также в приближенной системе присутствуют аттракторы с малой скоростью, из-за чего наблюдаются предельные скорости. При большой скорости в некоторых случаях появляются ускоряющиеся траектории. Если предположить, что исходная система из работы [3] является возмущением приближенной системы (1), то это может быть первопричиной появления в системе предельной скорости.

#### Библиографический список

1. *Fermi E.* On the origin of the cosmic radiation // *Phys. Rev.* 1949. Vol. 75. P. 1169.
2. *А.Ю. Лоскутов, А.Б. Рябов.* Системы бильярдного типа и ускорение Ферми. // *Изв. вузов «ПНД»*, т. 16, № 5, 2008.
3. *Любченко Д. О., Савин А. В.* Численное определение характеристик эффекта «бильярдного» демона Максвелла в системе "гофрированный волновод" с осциллирующей границей // «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» Доклады XVI Всероссийской конференции молодых ученых с. 144.
4. *С. В. Гонченко, Д. В. Тураев* О трех типах динамики и понятии аттрактора. // *Труды МИАН*, т. 297, с. 133–157, 2017
5. *Заславский Г. М.* Физика хаоса в гамильтоновых системах. // *Институт компьютерных исследований*, 2004

## СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА ГЕНЕРАТОРОВ СО СТРАННЫМИ ХАОТИЧЕСКИМИ И НЕХАОТИЧЕСКИМИ АТТРАКТОРАМИ И КОММУНИКАЦИОННЫЕ СХЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ

Д.О. Любченко<sup>1,2</sup>, О.Б. Исаева<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: dima4398lub@mail.ru

Вопросы, связанные с хаотической коммуникацией представляют глубокий интерес с прикладной точки зрения [1]. Хаотическая передача данных обладает рядом особенностей: 1. передача осуществляется в широком частотном диапазоне; 2. хаотический сигнал более устойчивый к шумам, по сравнению с периодическим сигналом; 3. защищенность передачи в том смысле, что для декодирования информации необходимо восстановить динамику хаотического передатчика.

Наиболее перспективным, кажется, коммуникация на основе гиперболического хаоса, так как Фурье образ такого сигнала не будет отличаться от шума [2]. Исследование передачи данных на базе Генератора Кузнецова показало устойчивость сигнала к шумам, однако, при введении в систему малых расстройек параметров и собственной частоты, качество расшифровки информации быстро падает.

Ещё одно интересное направление в коммуникации, является реализация передачи данных с помощью странного нехаотического аттрактора (СНА). Известно, что появление СНА происходит в системах с квазипериодическим воздействием на границе между регулярной и хаотической динамикой [3]. Он демонстрирует фрактальную структуру в фазовом пространстве, хотя является устойчивым в смысле Ляпунова. Некоторое время назад считалось, что данный аттрактор характерен для таких динамических систем, как отображение и может появляться только при вырожденных параметрах. Однако более подробные исследования показали, что в некоторых системах СНА наблюдается в большом диапазоне значений параметров и даже может появляться в потоковых системах, что позволило пронаблюдать СНА на практике.

В данной работе исследуется генератор, который представляет собой связанные неавтономные осцилляторы Ван-дер-Поля с внешним квазипериодическим воздействием [4]:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (A \sin 2\pi t/T - x^2)\dot{x} + (2\pi)^2 x &= \varepsilon y \sin[2\pi t + \theta], \\ \ddot{y} - (-A \sin 2\pi t/T - y^2)\dot{y} + (4\pi)^2 y &= \varepsilon x \sin 2\pi t, \\ \dot{\theta} &= 2\pi\omega/T, \end{aligned} \quad (1)$$

Данная система демонстрирует СНА на стробоскопическом сечении в широком диапазоне параметров (рис. 1а). Фурье образ такого аттрактора похож на шумовой, что является плюсом для скрытой передачи информации (рис. 1б). В системе

присутствуют четыре нетривиальных показателя Ляпунова, самый малый из которых некорректно считается, что осложняет анализ динамики. Однако в результате анализа остальных показателей Ляпунова было обнаружено, что в системе, помимо СНА, присутствуют как хаотические, так и регулярные режимы.

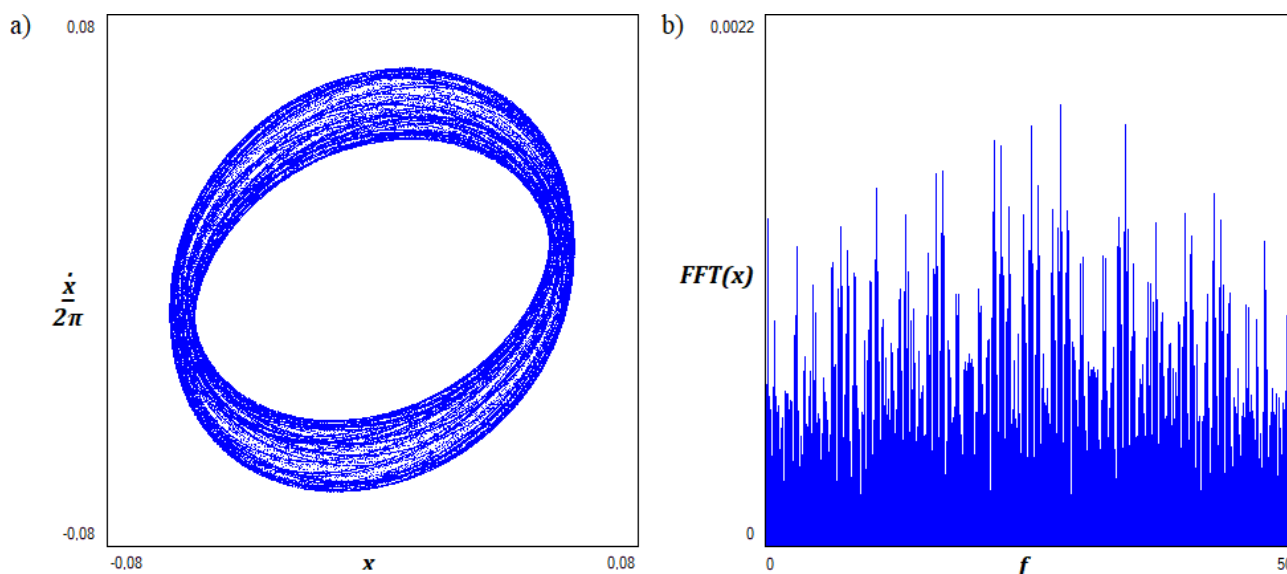


Рис. 1. (а) Стробоскопическое сечение системы (1) при параметрах  $A=13$ ,  $T=6$ ,  $\varepsilon=0.6$ ,  $w=(\sqrt{5}-1)/2$  – золотое сечение. (б) Фурье образ аттрактора.

*Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 21-12-00121, <https://rscf.ru/project/21-12-00121/>*

#### Библиографический список

1. *Koronovskii, A. A., O. I. Moskalenko, A. E. Hramov* On the use of chaotic synchronization for secure communication // *Physics Uspekhi*, Vol. 52, 1213-1238, 2009
2. *O. B. Isaeva, A. Yu. Jalnina, S. P. Kuznetsov* Chaotic Communication with Robust Hyperbolic Transmitter and Receiver // *Conference PIERS 2017 in St Petersburg, Russia, 22-25 May, 2017*
3. *Ulrike Feudel, Sergey Kuznetsov, Arkady Pikovsky* Strange Nonchaotic Attractors // *World Scientific Series on Nonlinear Science Series A: Volume 56, 2006*
4. *A. Yu. Jalnina, S. P. Kuznetsov* On the Realization of the Hunt–Ott Strange Nonchaotic Attractor in a Physical System // *Technical Physics* volume 52, pages401–408 (2007)

## ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ МЕЗОПОРИСТОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ В ПРИСУТСТВИИ АЦЕТАТОВ МЕДИ И ЦИНКА ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

Н.А. Малофеева<sup>1,2</sup>, И.Н. Михайлов<sup>1</sup>, О.Е. Геранчева<sup>3</sup>,  
И.Д. Кособудский<sup>1,2</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. Ю.А. Гагарина

<sup>3</sup>АО «Саратовский институт стекла»

E-mail: natkammalofeeva@yandex.ru

Эффективным способом улучшения физическо-химических свойств пленок на основе диоксида кремния является модифицирование примесями, за счет которого, например, можно создать полупроводниковый материал, обладающий, уникальными свойствами. Связанными с различным характером полупроводниковых оксидов: оксид меди (II) – узкозонный полупроводник (p-типа с узкой шириной запрещенной зоны 1,2 эВ), а оксид цинка – широкозонный полупроводник (n-типа, ширина запрещенной зоны 3.37 эВ)[1]. Синтезированные композиционные материалы могут обладать большими потенциальными возможностями применения в качестве материала для фотоприемников, светодиодов, прозрачных контактов, элементов солнечных ячеек и других элементов для тонкопленочной электроники и оптоэлектроники [2]. В данной работе рассматривается получение тонких пленок на основе тетраэтоксисилана в условиях кислотного катализа при введении ацетатов d-металлов, изучение свойств пленки и оценка возможности их использования в качестве просветляющих покрытий для стекла.

Исходным веществом является тетраэтоксилан (массовая доля основного вещества - 98.9%, ос.ч.). В качестве растворителя использовался 96% раствор этилового спирта, катализатор гидролиза - уксусная кислота (массовая доля основного вещества – 99.8%). В случае получения золь с цинком и медью перед добавлением ТЭОС добавляется водный раствор ацетатов меди и цинка. Полученные золи наносятся на стекла методом адсорбции из раствора (dip-coating) при комнатной температуре ( $23 \pm 1^{\circ}$  C). Скорость извлечения из раствора составляет 105 и 160 мм/мин. Полученные образцы стекла с покрытием (при  $T = 23 \pm 1^{\circ}$ ) и подвергали термообработке в муфельной печи при температуре  $500^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$ [3].

Был проведен анализ следующих образцов стекло без покрытия, стекло +  $\text{SiO}_2$ , стекло +  $\text{CuO}@\text{SiO}_2$ , стекло +  $\text{ZnO}@\text{SiO}_2$  для сравнения эффекта от нанесения покрытия. На графике (рисунок 1) видно, что нанесение пленок  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CuO}@\text{SiO}_2$  на стекло вызывает просветляющий эффект в области длин волн 480-600 нм по сравнению со стеклом без покрытия. Увеличение концентрации оксида меди с 6 до 10 % (масс.), степень оптического пропускания в области 500 - 780 нм увеличивается на 2,5%.

Из рисунка 2 видно, что нанесение пленок  $\text{SiO}_2$  и  $\text{ZnO}@\text{SiO}_2$  на стекло имеет просветляющий эффект в области длин волн 500-700 нм.

Относительный просветляющий эффект у образцов композитов с наночастицами цинка больше. Увеличением концентрации оксида цинка от 6 до 10 % (масс.),

коэффициент оптического пропускания в области 500 - 780 нм становится выше на 2 - 3 %.

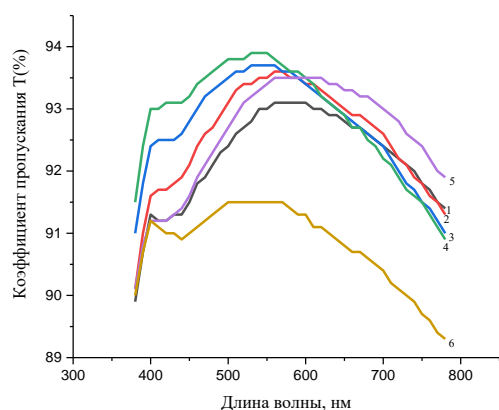


Рис. 1. - Изменение оптического пропускания для стекла системы  $\text{CuO@SiO}_2$ .  
1 – стекло с покрытием  $\text{CuO@SiO}_2$  ( $c(\text{Cu}) = 6\%$ , 105 мм/мин), 2 - стекло с покрытием  $\text{CuO@SiO}_2$  ( $c(\text{Cu}) = 6\%$ , 160 мм/мин), 3 - стекло с покрытием  $\text{CuO@SiO}_2$  ( $c(\text{Cu}) = 10\%$ , 105 мм/мин), 4 - стекло с покрытием  $\text{CuO@SiO}_2$  ( $c(\text{Cu}) = 10\%$ , 160 мм/мин), 5 – стекло с покрытием  $\text{SiO}_2$ , 6 – чистое стекло.

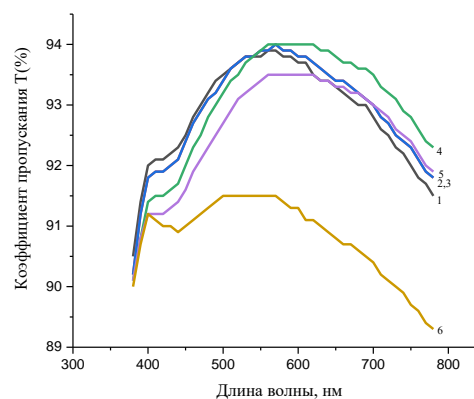


Рис. 2. - Изменение оптического пропускания для стекла системы  $\text{ZnO@SiO}_2$ .  
1 – стекло с покрытием  $\text{ZnO@SiO}_2$  ( $c(\text{Zn}) = 6\%$ , 105 мм/мин), 2 - стекло с покрытием  $\text{ZnO@SiO}_2$  ( $c(\text{Zn}) = 6\%$ , 160 мм/мин), 3 - стекло с покрытием  $\text{ZnO@SiO}_2$  ( $c(\text{Zn}) = 10\%$ , 105 мм/мин), 4 - стекло с покрытием  $\text{ZnO@SiO}_2$  ( $c(\text{Zn}) = 10\%$ , 160 мм/мин), 5 – стекло с покрытием  $\text{SiO}_2$ , 6 – чистое стекло.

#### Библиографический список

1. Подшибякина, Е.Ю. Получение пленкообразующего раствора на основе тетраэтоксисилана  $\text{Si}(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_4$  [Электронный ресурс] / Е.Ю. Подшибякина, [и др.] // Специальное инженерное образование – подготовка современных инженерных кадров: тезисы [первой] региональной научно-технической конференции магистрантов 19 ноября 2013 года. – 2013. - №36. – Режим доступа: <http://lib3.sfu-kras.ru/> (дата обращения 19.09.2013).
2. Лашкова Н.А., Максимов А.И., Рябко А.А., Бобков А.А., Мошников В.А., Теруков Е.И. Синтез наноструктур на основе оксида цинка для создания гетероструктурных фотовольтаических элементов. /ФТП. 2016. т. 50. № 9. С. 1276-1282.
3. Максимов А.И., Мошников В.А. и др. Основы золь-гель технологии нанокompозитов .2-е издание. / СПб.: Элмор, 2008. С. 225.

## СПЕКТРАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ ПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Д.А. Мальцев<sup>1</sup>, И.Н. Михайлов<sup>2,3</sup>, М.Ю. Васильков<sup>1,2</sup>, Н.М. Ушаков<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

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

E-mail: mal-log@mail.ru

Нанопористый анодный оксид алюминия (НПАОА) представляет большой интерес для нанотехнологий из-за его рентабельных и легко расширяемых технологий производства [1], а также из-за его широкой области применения [2,3]. Фотонные свойства НПАОА делают этот материал особенно интересным для оптических приложений, таких как биозондирование [4,5]. Известны работы, в которых авторы описывали существование фотонных стоп-зон для света, распространяющегося внутри материала в направлении, перпендикулярном осям пор [6], а также описан метод получения распределенных брэгговских отражателей (РБО) на основе НПАОА в направлении, перпендикулярном поверхности [7,8]. РБО представляют собой диэлектрические структуры с периодическим изменением показателя преломления. При этом периодические структуры в виде дифракционных решеток могут представлять собой поверхностные периодические структуры (поры постоянного диаметра) или внутрипоровые периодические структуры (поры с периодическим изменением диаметра). Это приводит к возникновению фотонных стопзон(полос) для света, падающего в направлении либо в перпендикулярном (первый случай), либо параллельном осям пор (второй случай).

В данной работе рассматривалось влияние напряжения анодирования мембран (с ростом напряжения происходило увеличение толщины) на пропускающие способности и дифракцию (представленную пиками Брэгговского отражения), а также влияние напыления слоя оксида цинка на отражение и дифракцию

В данной работе было установлено, что интерференция света наблюдается у образцов, созданных при напряжении анодирования 30В что являлось их отличительной особенностью от остальных образцов, также было установлено, что изменение напряжения анодирования оказывало влияние на длину волны, на которой наблюдался пик брэгговского отражения.

Так же для данных образцов были рассчитаны периоды решёток на основе условия Брегга-Вульфа:

$$P = \frac{\lambda_B}{2 \sin \theta} \quad (1)$$

где,  $\lambda_B$  – доминирующая длина волны брэгговского отражения,  $\theta$  - угол Брэгга.

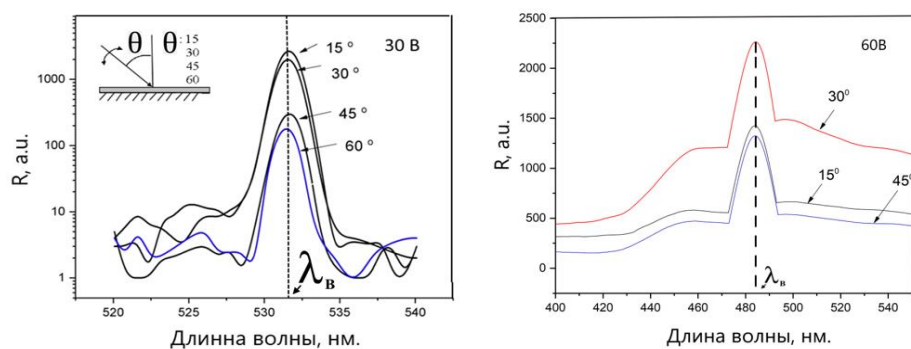


Рис.1. - Спектры отражение при различных углах падения света на поверхность образца образцов ПАОА, полученных при напряжениях анодирования 30 и 60 В.

Для образцов, полученных при напряжении 60В было проведено сравнение влияния на спектр отражения модификации оксидом цинка. В данной работе было рассмотрено влияние модификации оксида цинка при отклонении угла падения света от нормали. Было выявлено, увеличение отражения и так же оно наблюдается на пиках брэгговского отражения, при этом не изменяя длину волны, на которой он наблюдался на не модифицированной структуре.

Таким образом, в работе получены данные, которые в дальнейшем можно будет использовать для создания РБО на дифракционных решетках, пространственные векторы которых лежат на поверхности мембраны НПАОА перпендикулярно осям пор.

#### Библиографический список

1. Lee W. The anodization of aluminum for nanotechnology applications // JOM. 2010. V.62. P. 57–63.
2. Santos A, Kumeria T, Losic D. Nanoporous anodic aluminum oxide for chemical sensing and biosensors // TrAC Trends Anal Chem. 2013. V.44. P. 25–38.
3. Pallarès J, Marsal LF, Ferré-Borrull J, Santos A, Formentin P. Quasi-ordered P3HT nanopillar-nanocap structures with controlled size // Mater Lett. 2010. V.64. P. 371–374.
4. Macias G, Hernández-Eguía LP, Ferré-Borrull J, Pallares J, Marsal LF. Goldcoated ordered nanoporous anodic alumina bilayers for future label-free interferometric biosensors // ACS Appl Mater Interfaces. 2013. V.5. P. 8093–8098.
5. Kumeria T, Rahman MM, Santos A, Ferré-Borrull J, Marsal LF, Losic D. Structural and optical nanoengineering of nanoporous anodic alumina rugate filters for real-time and label-free biosensing applications // Anal Chem. 2014. V.86. P. 1837–1844.
6. Maksymov I, Ferré-Borrull J, Pallarès J, Marsal LF. Photonic stop bands in quasi-random nanoporous anodic alumina structures // Photonics Nanostructures - Fundam Appl. 2012. V.10. P. 459–462.
7. Rahman MM, Marsal LF, Pallarès J, Ferré-Borrull J. Tuning the photonic stop bands of nanoporous anodic alumina-based distributed Bragg reflectors by pore widening // ACS Appl Mater Interfaces. 2013. V.5. P. 13375–13381.
8. Sulka GD, Hnida K. Distributed Bragg reflector based on porous anodic alumina fabricated by pulse anodization // Nanotechnology. 2012. V.23. P.075303



## ПЕРЕСТРОЙКА РАДИАЦИОННОГО ЗАТУХАНИЯ СЛАБОЙ МОДЫ В ГРАФЕНОВОЙ СТРУКТУРЕ С АСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКОЙ

А.А. Мартышкин<sup>1</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>, Э.Г. Локк<sup>2</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Фрязинский филиал ИПЭ РАН.

E-mail: aamartyshkin@gmail.com

Новый концептуальный подход к передаче и обработке информации основанный на магнонных принципах является одной из наиболее перспективных технологий с высоким потенциалом масштабирования. Магноны – кванты спин-волнового возбуждения в магнитных материалах, которые в классическом представлении можно понимать, как коллективную прецессию спинов электронов. Передача единицы информации, закодированной в фазе или амплитуде может быть осуществлена посредством переноса угловых моментов спинов образующих спиновую волну. Энергия магнитостатических волн существенно зависит от относительного угла между направлением распространения и ориентацией намагниченности, параметров материала и конфигурации поля, что выражено в анизотропном виде дисперсии магнитостатических волн [1]. Анизотропная дисперсия приводит к формированию недифрагирующих каустических пучков магнитостатических волн, аномальному спиновому отражению, преломлению и дифракции [2].

В последние годы огромное количество исследований было посвящено развитию технологий, основанных на магнитостатических волнах, и многие цели уже выполнены в виде реализации логических вентилях, фильтров, линии задержки, и мультиплексоров [3]. В тоже время остается открытым вопрос о создании реконфигурируемых устройств, позволяющих изменять направление распространения спин-волнового сигнала в различном направлении. Такие устройства могли бы позволить выполнять более сложные вычислительные задачи без изменения конфигурации структуры волноводов. Строительным элементом реконфигурируемых магнонных схем может являться разветвитель на основе Т-образного волноведущего элемента в котором возможно осуществление направленной фокусировки спиновых волн.

Структура, схематически изображенная на рисунке 1а изготовлена из монокристаллической пленки ЖИГ  $[Y_3Fe_2(FeO_4)_3 (111)]$  толщиной  $d = 10$  мкм с намагниченностью  $4\pi M_s = 1750$  Г, выращенной эпитаксиально на подложках из галлий-гадолиниевого граната  $[GGG, Gd_3Ga_5O_{12} (111)]$ . Т-образная волноведущая структура может быть представлена в виде двух секций  $S_1$  и  $S_2$  с различной шириной. Входная секция  $S_1$  представляет собой поперечно ограниченный волноведущий канал шириной  $w_1 = 500$  мкм. Ширина секции  $S_2$  составляла  $w_2 = 3000$  мкм. На входе секции  $S_1$  установлена микрополосковая антенна для генерации сигнала (рис. 1а). На поверхность неограниченной магнитной пленки параллельно микрополосковой антенне на расстоянии 1000 мкм от перехода из секции  $S_1$  в секцию  $S_2$  нанесен металлизированный слой шириной 200 мкм.

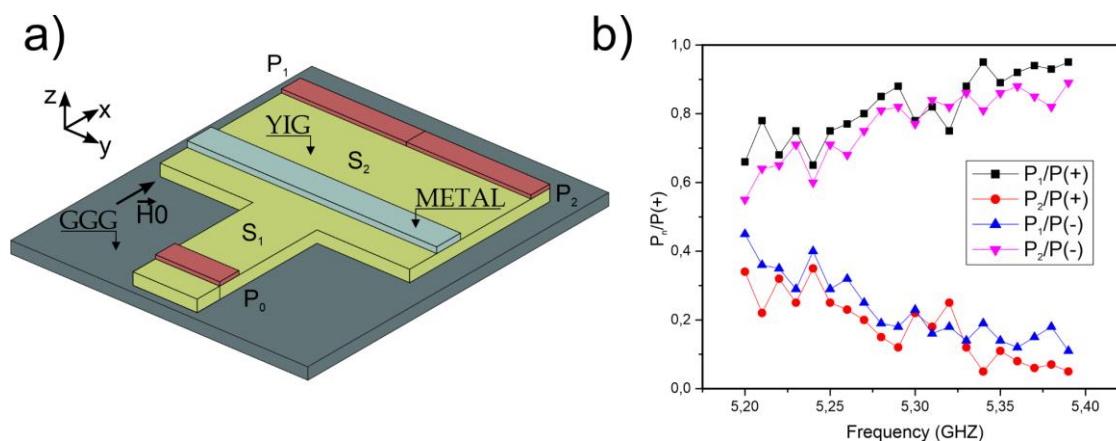


Рис. 1. (а) Схематическое изображение структуры (а). Относительная выходная мощность сигнала на выходах  $P_1$  и  $P_2$  при намагничивании структуры вдоль оси  $x$  (+) и против (-).

Спектроскопия бриллюэновского рассеяния света (БРС) магнитных материалов позволила выявить распространение спиновых волн через область в Т-образной структуре с металлизацией поверхности. Свет с длиной волны 532 нм, генерируемый одночастотным лазером (Spectra Physics Excelsior EXLSR-532-200-CDRH), фокусировался в пятно диаметром 25 мкм и мощностью 1 мВт на поверхности исследуемых структур. СВЧ-сигнал от генератора сигналов Anritsu MG3692C подавался на входную микрополосковую антенну шириной 30 мкм для возбуждения магнито-статических волн. В ходе проведения эксперимента структура намагничивалась в двух разных направлениях для обеспечения эффективных условий возбуждения обратно-объемных магнито-статических спиновых волн: положительном – по оси  $x$  и отрицательном – по оси  $-x$ . Величина магнитного поля составляла  $H_0 = 1200$  Э.

Спин-волновой сигнал возбужденный на антенне  $P_0$  достигая области соединения секций  $S_1$  и  $S_2$  дифрагирует формируя каустико-подобные пучки магнито-статических спиновых волн. Для выявления распределения сигнала в конструкции использовалась система точного позиционирования для получения интегрального значения БРС в областях  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 1а.) Эксперимент проводился в конфигурации квазиобратного рассеяния, при этом интенсивность отраженного оптического сигнала была пропорциональна квадрату динамической намагниченности  $IBLS(x,y)$  в оптически-зондируемой области. Далее было получено стационарное пространственное распределение  $IBLS$  при различных значениях входной частоты магнито-статических спиновых волн.

На рисунке 1b показана относительная выходная мощность сигнала в областях  $P_1$  и  $P_2$ . При увеличении частоты возбуждаемого сигнала и изменении направления намагничивания внешнем магнитным полем удаётся управлять направлением распространения и мощностью магнито-статических спиновых волн на выходе

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 20-79-10191.*

#### Библиографический список

1. Damon R.W., J. Eschbach // J. Phys. Chem. Solids, 1961.
2. Э. Г. Локк // УФН. 2008. Вып. 51. № 4. Стр. 375.
3. Barman A. et. al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 413001.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИН СЕКЦИЙ СТУПЕНЧАТОГО РЕЗОНАТОРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЯЗАННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ГИРОТРОНЕ

А.Г. Рожнев<sup>1,2</sup>, М.М. Мельникова<sup>1,3</sup>, Н.М. Рыскин<sup>1,2</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>Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН  
E-mail: mafachu@mail.ru

В настоящий момент создание мощных стабилизированных и перестраиваемых по частоте гиротронов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона является актуальной задачей. Традиционные способы решения проблемы перестройки частоты и стабильной генерации основаны на управлении рабочими параметрами гиротрона, такими, например, как магнитное поле, анодное и ускоряющее напряжение. В последние годы привлекли внимание альтернативные способы, основанные на внесении небольших изменений в конструкцию гиротронов: профилирование резонаторов и выходных волноведущих структур при помощи различных неоднородностей, диафрагм, скачков сечения и т.д. [1].

В частности, особый интерес представляет система связанных резонаторов с трансформацией мод [2,3]. Однако использование подобных систем на практике имеет серьезные ограничения: требуемый допуск на изготовление радиусов ( $\Delta R \sim 0.3 - 3$  мкм) превышает технические возможности [4-6]. Как было показано в [6], даже небольшое рассогласование радиусов волноводов может нарушить условие резонанса и препятствовать связи высокочастотных продольных мод.

Связанные моды в ступенчатом резонаторе исследовались ранее в случае, когда длины обеих частей резонатора предполагались равными [4-6]. В данной работе было предпринято исследование ступенчатого резонатора с близкими, но неравными длинами секций резонатора. Предполагается, что такой подход позволит существенно снизить требования на точность изготовления резонаторов и обеспечить возможность перестройки частоты в широких пределах.

В качестве примера был рассмотрен гиротрон на второй гармонике гирочастоты диапазона 0.4 ТГц с двухступенчатым резонатором с радиусами  $R_1 = 2.150$  мм и  $R_2 = 2.974$  мм, соответственно. При данном соотношении радиусов в системе реализуются связанные колебания мод  $TE_{83p}-TE_{85q}$  (где  $p$  и  $q$  – номера продольных мод). Исследовался случай, когда длина левого резонатора имела фиксированное значение  $L_1 = 16.0$  мм, а длина правого резонатора  $L_2$  варьировалась в пределах 14.0 – 21.0 мм

На рис. 1 представлены результаты расчёта частот (*a*) и добротностей (*b*) комплексных мод в зависимости от длины второго волновода  $L_2$  (графики Вина для связанных колебаний  $TE_{83p}-TE_{85q}$ ). Как видно из рис. 1(*a*), эффективная связь различных продольных мод  $q$  возникает при разных значениях длины резонатора  $L_2$ . Однако, можно подобрать значение  $L_2$  таким образом, чтобы обеспечить эффективную связь одновременно для нескольких продольных мод высшего порядка, что реализуется, например, при  $L_2 = 16.2$  мм. Перестройка частоты генерации в этом

случае достигает порядка 2 ГГц (рис. 1(а)). Отметим, что требования на точность изготовления при такой конструкции резонатора существенно снижаются  $\Delta L \sim 0.1$  мм. Таким образом, гиротрон со ступенчатым резонатором с секциями неравной длины представляет интерес для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

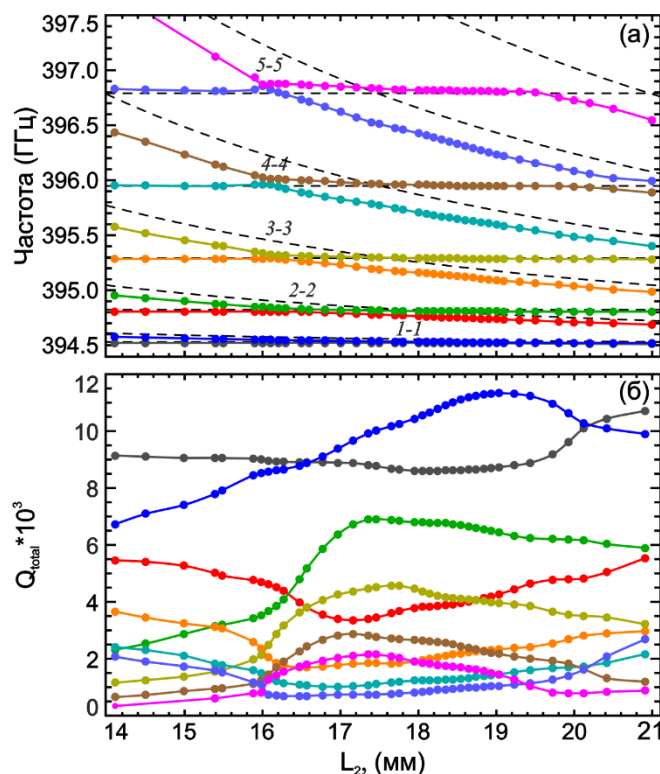


Рис. 1. Графики Вина: зависимости частоты (а) и добротности (б) различных продольных мод  $q$  от длины правой части резонатора  $L_2$ . Пунктирными линиями на рис. (а) обозначены теоретические кривые, соответствующие парциальным частотам каждого из резонаторов.

*Работа выполнена в рамках гранта РФФ № «22-22-00603».*

#### Библиографический список

1. Запевалов В.Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, No. 4. С. 305–314.
2. Zapevalov V.E., Malygin S.A., Pavel'ev V.G., Tsimring Sh.E. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1984. V. 27(9). Pp. 846–852.
3. Pavel'ev V.G., Tsimring S. E., Zapevalov V. E. // Int. J. of Electr. 1987. V. 63(3). Pp. 379–391.
4. Melnikova M.M., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., et. al. // IEEE Trans. On Elect. Dev. 2017. V. 64(12). Pp. 5141-5146. doi: 10.1109/TED.2017.27648742.
5. Tatematsu Y., Saito T., Fukunari M., Yamaguchi Y., et. al. // 44th Int. Conf. on Inf., Mill., and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 2019. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874544.
6. Wagner D. and Thumm M. // IEEE Trans. on Elect. Dev. 2021. V. 68(10). Pp. 5220-5226. doi: 10.1109/TED.2021.3105955.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СУБФАЗЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ МОНОСЛОЕВ АСИММЕТРИЧНО ЗАМЕЩЕННОГО ПОРФИРИНА

В.Н. Миронюк<sup>1</sup>, А.Ж.К. Аль Алвани<sup>1</sup>, М.В. Гавриков<sup>1</sup>,  
Т.Я. Каратышова, Г.В. Трушков, Е.Г. Глуховской<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Саратовский государственный университет*

*E-mail: bestblogger@yandex.ru*

За счет развитой электронной системы, порфириновые соединения могут проявлять  $\pi$ - $\pi$ -«стэкинг» взаимодействия, что приводит к неконтролируемой агрегации, как растворах, так и составе тонких пленок на твердых подложках [1,2]. При этом происходит неконтролируемое изменение оптических свойств, что изменяет положение полос в спектре порфирина.

В абсолютном большинстве случаев в качестве субфазы при формировании плавающих монослоев (МС) в технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ) используется вода. Известно, что изменение температуры субфазы может влиять на структуру плавающих МС, приводить к появлению новых фазовых состояний. В наших ранних работах (в частности в [3]) отмечалось, что увеличение температуры субфазы при формировании ленгмюровских монослоев, содержащих квантовые точки, приводит к повышению однородности пленки ЛБ на твердой подложке. Авторами [4] было показано, что изменение температуры водного раствора тетрасульфонатофенила в диапазоне температур от 20 до 80 °С приводит к формированию различных агрегированных форм порфирина. Нагрев субфазы с 23 до 43 °С приводит к увеличению удельной площади МС жидкого кристалла 4-*n*-октил-4'-цианобифенил, уменьшению эффективного дипольного момента молекул в 13 раз и появлению раннего перехода к формированию трехмерной структуры [5]. В настоящем исследовании определялось влияние температуры субфазы на формирование МС асимметрично замещенного производного порфирина – 5-(4 гидроксифенил)-10,15,20-трис (4-*n*-метилоксифенил) порфирина (ПП), на основе которого готовился раствор в хлороформе с концентрацией  $10^{-4}$  М.

МС ПП формировались на ванне KSV NIMA 2002 KN. Для формирования МС на поверхность субфазы вносили раствор порфирина в количестве 25, 50, 75, 100 мкл и после испарения хлороформа, сжимали со скоростью барьеров 15 мм/мин. Для исследования влияния температуры субфазы на формирование МС ПП в качестве аликвоты был выбран объем 75 мкл. Термостатирование субфазы осуществлялось при температуре 1; 10; 20; 30; 40 °С.

Методом вертикального переноса (Ленгмюра-Шеффера) осуществлялся перенос на твердые подложки кремния. Рельеф образцов исследовали методом атомно-силовой микроскопии на установке SOLVER NANO (AFM NT-MDT). Сканирование проводили в полуконтактном режиме, зондами серии HA-HRA/W2C с резонансной частотой 230 кГц и радиусом закругления 35 нм, при скорости записи скана 0,4 Гц.

Изотермы сжатия имели типичные общие черты: они не имели коллапса и сдвигались в сторону меньших площадей с увеличением объема вещества, осажденного на поверхности воды, что было связано с образованием наноагрегатов различного размера. При повышении температуры субфазы от 1 до 40 °С площадь

на одну молекулу увеличивалась на 14,5 %, а модуль сжатия МС уменьшался на 53,8 %.

На АСМ изображениях МС, полученных при температуре субфазы 1 и 10 °С, нанообъекты имели вытянутую форму. При 20 °С пленка имела наибольшую сплошность, а ее средняя толщина составляла 10 нм. При температуре субфазы 30 и 40 °С нанообъекты приобретали сферическую форму, а средняя толщина пленки увеличивалась на 14 % . Вполне вероятно, что изменение ориентации и плотности упаковки молекул ПП в МС является причиной изменения формы и средней толщины пленки.

Таким образом, исследования показали возможность управления самоорганизацией молекул порфирина на твердой подложке путем изменения температуры субфазы при формировании монослоев ПП на ее поверхности.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета*

#### Библиографический список

1. *Mironyuk V.N., Al-Alwani A.J.K., Begletsova N.N. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2086 012195*
2. *Harvey P.D. // In: The porphyrin handbook / Eds.: K.M. Kadish, K.M. Smith, R. Guilard. Elsevier Science, USA, 2003. V. 18. P. 63–250.*
3. *Gorbachev I.A., Goryacheva I.Yu., Brezesinski G., Gluhovskoy E.G. // Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proc. SPIE 9917, 99171J.*
4. *Ion R.M., Grigorescu K. et al. // Porphyrins aggregation induced by temperature, radiation field and light. Romanian Reports in Physics, 53(3-8), 281-292.*
5. *Begletsova N.N., Mironyuk V.N., Santer S. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020 1697 012112;*

## ОТДЕЛЕННЫЕ ОТ РОСТОВОЙ ПОДЛОЖКИ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ GaAs/AlGaAs С УЛУЧШЕННЫМИ МАССОГАБАРИТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

А.С. Голтаев<sup>1</sup>, А.А. Воробьев<sup>1</sup>, А.М. Можаров<sup>1</sup>, А.В. Павлов<sup>1</sup>,  
Д.М. Митин<sup>1,2</sup>, В.В. Федоров<sup>1,2</sup>, Ю.С. Бердников<sup>1</sup>, И.С. Мухин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
E-mail: mitindm@mail.ru

Развитие технологии возобновляемых источников энергии предъявляет новые требования к солнечным элементам (СЭ) в плане их эластичности. Известно, что тонкие слои полупроводниковых соединений АЗВ5 обладают механическими свойствами, необходимыми для их использования в гибких СЭ, интегрированных в носимую электронику, портативные устройства, беспилотные автомобили и автономные летательные устройства [1]. При этом гетероструктуры на основе прямозонного GaAs обладают одним из самых высоких показателей эффективности для однопереходных солнечных элементов [2]. Рекордные значения КПД были получены именно для отрывных гибких СЭ на основе GaAs, отделенных от ростовой подложки [3].

В рамках данной работы проведено моделирование конструкции, обеспечивающей максимальную эффективность, приводятся результаты синтеза и исследования фотовольтаических характеристик СЭ на основе отрывной гетероструктуры GaAs/AlGaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). В качестве материала жертвенного слоя для отделения гетероструктуры от ростовой подложки был использован InAlP. В качестве прозрачного гибкого носителя был использован полиметилметакрилат (ПММА).

На рисунке 1 (а) представлено оптическое изображение созданного гибкого отрывного СЭ с Cr/Au контактной сеткой на носителе из ПММА площадью 0,3 см<sup>2</sup>.

На рисунке 1 (б) и 3 (в) представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) СЭ до и после отделения от ростовой подложки, измеренные при облучении стандартным солнечном спектром AM1.5G и спектры внешней квантовой эффективности сформированных СЭ, соответственно. До отделения СЭ напряжение холостого хода, ток короткого замыкания и коэффициент заполнения составили 0.95 В, 17.7 мА/см<sup>2</sup> и 70%, соответственно. КПД данного элемента составил 11%. После отделения СЭ от ростовой подложки отмечается уменьшение тока короткого замыкания напряжения холостого хода и коэффициента заполнения до величин 9.5 мА/см<sup>2</sup>, 0.85 В и 40% соответственно. КПД элемента составил 3.5%. Причина ухудшения характеристик СЭ связана с деградацией слоя широкозонного окна, что демонстрирует спектр внешней квантовой эффективности данного СЭ: наблюдается завал характеристики в сине-зеленой области спектра.

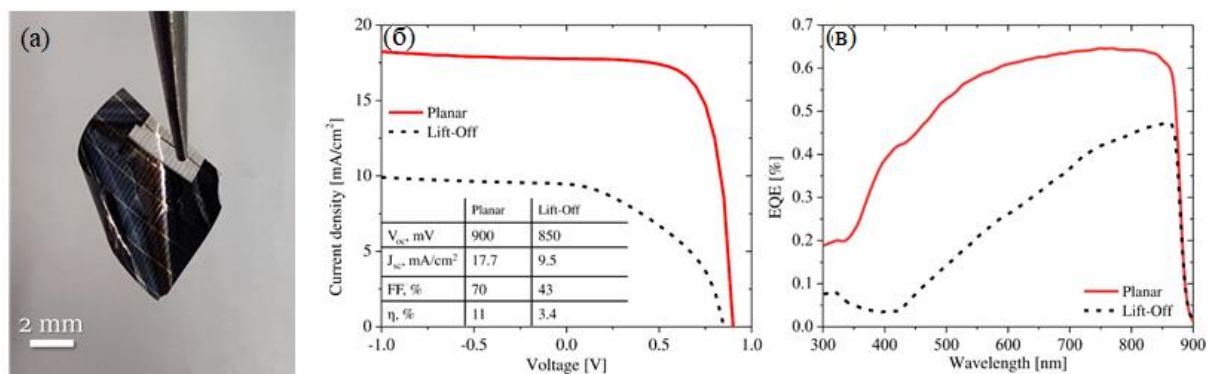


Рис. 1. (а) оптическое изображение гибкого отрывного СЭ на полимерном носителе, (б) вольт-амперные характеристики при спектре AM1.5G, (с) спектр внешней квантовой эффективности для планарного и отрывного СЭ.

Рассчитанная удельная мощность (приведенная к весу всего элемента) отрывного СЭ на подложке-носителе из ПММА толщиной 20 мкм составила 778 Вт/кг. Для сравнения, носитель, выполненный из алюминиевой фольги той же толщины, имеет значение данного показателя на уровне 461 Вт/кг [4]. Таким образом, используя органические полимерные носители, можно достичь существенного прироста удельной мощности, несмотря на относительно низкий КПД.

В результате проведенного численного моделирования определены оптимальные параметры слоев отрывного GaAs СЭ, обеспечивающие достижение максимального КПД. Методом МПЭ синтезированы гетероструктуры СЭ на основе GaAs и твердых растворов AlGaAs и InAlP. Показано, что применение органических полимерных носителей позволяет создавать СЭ с высокой удельной мощностью, приведенной к весу всего элемента.

*Митин Д.М. благодарит Совет по грантам Президента Российской Федерации за поддержку исследований в области отработки технологии эпитаксиального отрыва (МК-3031.2021.1.2).*

#### Библиографический список

1. Reese M. O. et al. // Nature Energy. 2018. V. 3(11). Pp. 1002-1012.
2. Ali N. et al. // Materials Science in Semiconductor Processing. 2020. V. 107. P. 104810.
3. Green M. et al. // Progress in photovoltaics: research and applications. 2021. V. 29(1). Pp. 3-15.
4. Путьято М. А. и др. // Журнал технической физики. 2019. Т. 89(7). С. 1071-1078.



## ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ, МОДИФИЦИРОВАННОГО НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

**И.Н. Михайлов<sup>1,2</sup>, М.Ю. Васильков<sup>1-3</sup>, Н.М. Ушаков<sup>1,3</sup>, Д.А. Мальцев<sup>1</sup>,  
Н.А. Малофеева<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>СФ ИРЭ РАН имени В.А. Котельникова,

<sup>2</sup>СГТУ имени Ю.А. Гагарина,

<sup>3</sup>НИУ СГУ имени Н.Г. Чернышевского,

Пористый оксид алюминия (ПОА) имеет наноразмерную гексагональную-плотнупакованную структуру взаимопараллельных высокоупорядоченных перпендикулярно расположенных по отношению к металлической подложке пор. Структура материала характеризуется малой дисперсией размеров пор по диаметру [1], высокими значениями геометрической анизотропии [2], сравнительно высокой термоустойчивостью, особенными диэлектрическими и оптическими свойствами [3], что объясняет факт их использования во многих областях науки и техники [4]. Отдельно следует отметить стабильный интерес к формированию композитов на основе мембран ПОА, а также к их применению в газовой сенсорике и при создании газоселективных мембран [5, 6].

Методом двухэтапного электрохимического анодирования был получен массив пленок ПОА. Впоследствии, методом магнетронного напыления на их поверхность был нанесен слой наноразмерного серебра. Установлены параметры синтеза, способствующие возникновению явления интерференции на поверхности образца.

Произведено измерение оптического пропускания полученных композитов в атмосфере паров  $\text{NH}_3$ . Установлено, что в ходе воздействия аммиака на композит ПОА+Ag наблюдается сдвиг интерференционных максимумов в коротковолновую область на величину до 14 нанометров по сравнению с аналогичным значением при воздействии воздуха. Величина сдвига практически не меняется после 10 минут выдержки образца ПОА+Ag в атмосфере с газом, что дает возможность оценивать это время, как время отклика оптического сенсора на основе данного композита (рис. 1).

Замена аммиака органическими летучими молекулярными соединениями не способствовало изменениям в интерференционной части спектра пропускания, что свидетельствует о селективности адсорбции газа на поверхности серебра. Данный факт открывает перспективы использования композита ПОА+Ag в устройствах контроля утечек и улавливания аммиака в химической и пищевой отраслях.

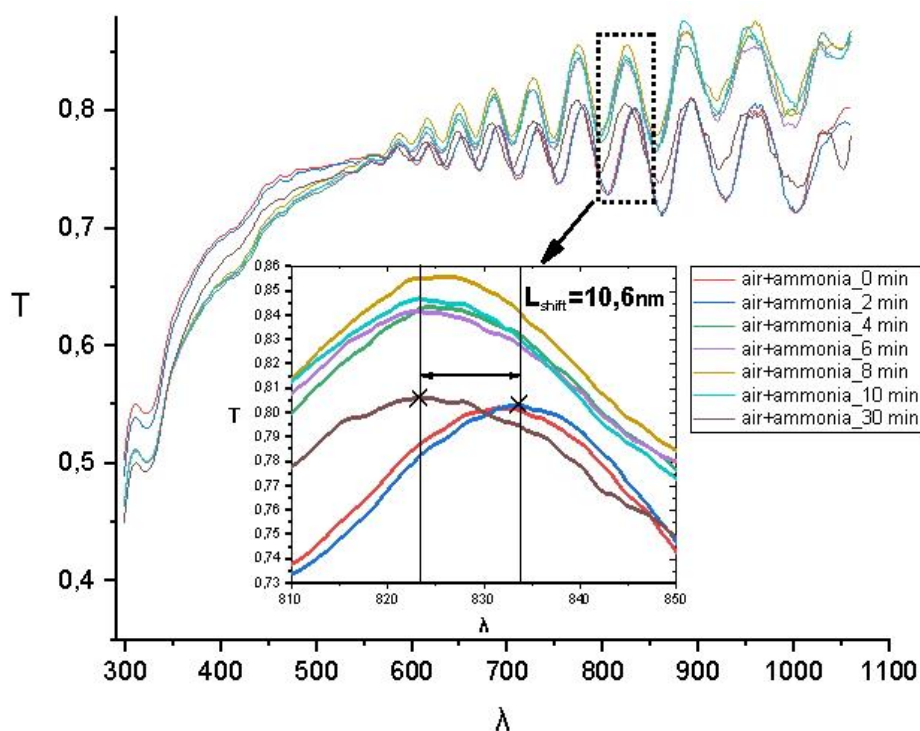


Рис. 1 - Зависимость коэффициента пропускания от длины волны для мембраны ПОА+Ag (3.6 нм) в атмосфере воздуха и при различном временном воздействии насыщенных паров аммиака

#### Библиографический список

1. Определение параметров пористой структуры в por-Si и por-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> путем компьютерной обработки данных растровой и атомно-силовой микроскопии / Ю.М. Спивак [и др.] // Молодой ученый. - 2012. - № 5. - С. 1–4.
2. Напольский, К.С. Синтез пространственно упорядоченных металл-оксидных нанокompозитов на основе пористого Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / К.С. Напольский // МГУ имени М.В. Ломоносова, 2013. - 31 с.
3. Самигуллин, Р.Ш. Формирование мембран на основе пористого оксида алюминия и основные области их применения / Р.Ш. Самигуллин, В.В. Шиманова // Молодой ученый. - 2014. - № 7. - С. 10–14.
4. Муратова, Е. Н. Искусственно и естественно упорядоченные микро- и наноразмерные капиллярные мембраны на основе анодного оксида алюминия : дис. ... канд. техн. наук : 05.27.06 / Муратова Екатерина Николаевна ; науч. рук. В.В. Лучинин. - Санкт-Петербург, 2014. - 118 с.
5. Аверин, И.А. Использование матрицы пористого оксида алюминия в качестве газового сенсора / И.А. Аверин, И.А. Губич, // Труды Международного симпозиума «Надежность и качество». - 2012. - № 2.
6. Santos, A. Nanoporous anodic aluminum oxide for chemical sensing and biosensors / A.. Santos, T. Kumeria, D. Losic // Trends in Analytical Chemistry. - 2013. - № 44. - P. 26–38.

## ТРЕХКОНТАКТНЫЙ МЕМРИСТОР НА ОСНОВЕ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

**В.А. Михалевский, А.А. Невзоров, А.А. Бурцев, А.В. Киселев,  
В.В. Ионин, Н.Н. Елисеев, А.А. Лотин**

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН  
E-mail: uhr@inbox.ru*

Основными пассивными элементами классической электроники являются резистор, конденсатор и катушка индуктивности. Однако в 1971 году Леон Чуа, исходя из аргументов симметрии, предсказал существование четвертого фундаментального элемента, который он назвал мемристором (резистором, обладающим памятью) [1]. В последнее время технология мемристоров привлекает значительное внимание благодаря широкому применению от устройств программируемой логики до элементов искусственных нейронных сетей. Типичный мемристор состоит из тонкой пленки оксида титана, зафиксированной между двумя электродами [2]. Однако данная технология обуславливает относительно низкую скорость переключения, что ограничивает её применение в ряде инженерных приложений [3]. Чтобы преодолеть недостатки уже известных подходов (например, низкая скорость переключения и низкая износостойкость) и оптимизировать их характеристики, всё большее внимание привлекает концепция мемристоров на основе фазоизменяемых материалов, которые широко используются для создания модулей энергонезависимой памяти [4].

Фазоизменяемые материалы (ФИМ) представляют собой соединения, обладающие несколькими стабильными фазовыми состояниями (аморфное и одно или несколько кристаллических), свойства которых различны. В устройствах на основе ФИМ используется контраст в оптических и электрофизических свойствах между аморфным и кристаллическим состоянием. Этот контраст возникает из-за различий в структурном порядке, концентрациях носителей заряда и механизме химической связи [5, 6]. Быстрый и обратимый фазовый переход между двумя состояниями при высоких температурах и одновременно хорошая термическая стабильность при комнатной температуре гарантируют скорость и время работы, минуя испарение в активном элементе. В устройствах ФИМ температура элемента регулируется продолжительностью и силой приложенного импульса напряжения посредством лазерного или электрического нагрева. Соединения на основе теллура могут достигать времени переключения в несколько наносекунд и даже субнаносекунды в ячейках субмикронных размеров, а размер может быть уменьшен до нескольких нанометров [7].

Наиболее часто используемая архитектура при построении мемристоров на основе сплава  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST) представляет собой слоистую структуру из электрода, фазоизменяемого материала и нагревателя [8]. Такая архитектура позволяет управлять сопротивлением мемристора с помощью изменения аморфной прослойки, толщина которой зависит от амплитуды и длительности электрических импульсов [9]. Основным недостатком этого стандартного подхода является то, что в результате многократного изменения состояния мемристора в нем может возникать слоистая

структура из тонких прослоек кристаллической и аморфной фазы. Это приводит к значительной погрешности управления. Кроме того, описанная архитектура не позволяет плавно уменьшать сопротивление мемристора, поскольку даже при малой мощности импульса изменение фазы аморфного участка происходит за единицы наносекунд. Для решения этих проблем можно использовать два нагревателя вместо одного. На рисунке 1 приведена предлагаемая нами новая структура мемристора на основе ФИМ.

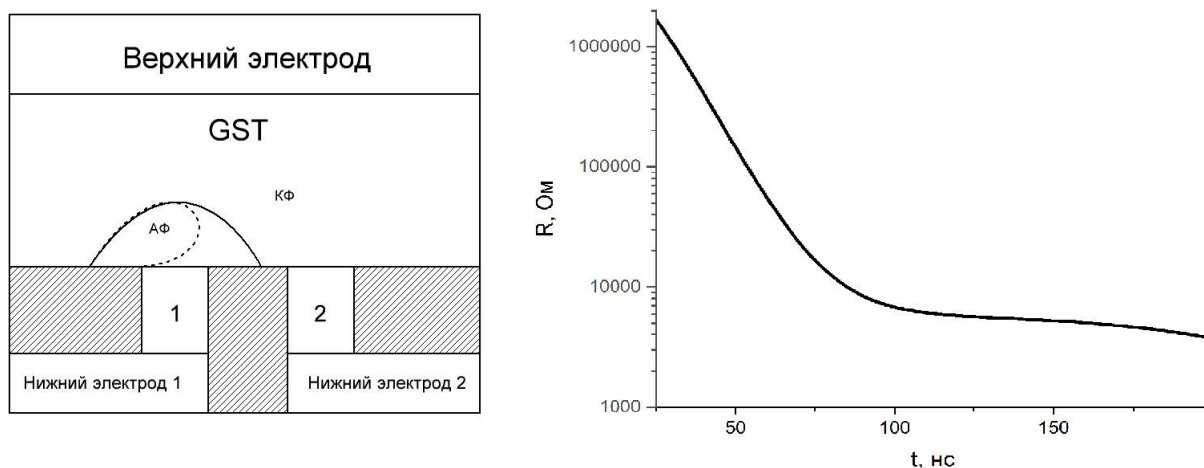


Рисунок 1 – Трехконтактный мемристор на основе GST

Для увеличения сопротивления мемристора приведенного на рисунке 1 необходимо подавать импульсы напряжения на первый нижний электрод. Это приводит к увеличению температуры вольфрамового нагревателя 1 и росту аморфной области. Для уменьшения сопротивления необходимо подавать импульсы тока на второй нижний электрод. Это приводит к увеличению температуры вольфрамового нагревателя 2 и уменьшению области аморфной фазы (это уменьшение показано на рисунке пунктиром). При этом сопротивление измеряется между первым нижним и верхним электродами. На графике, приведенном на рисунке 1 показана зависимость сопротивления от длительности электрического импульса кристаллизации. Уменьшение сопротивление происходит на несколько порядков дольше, чем при аналогичном импульсе кристаллизации в стандартной архитектуре [8, 9]. При этом амплитуда импульса тока составляла всего 1,5 мА, а требуемая мощность импульсного генератора не превышает нескольких милливольт. Эксперименты показали, что уменьшение амплитуды импульсов тока позволяет осуществлять еще более плавное уменьшение сопротивления мемристора. Все исследование осуществлялись в программном пакете имитационного моделирования COMSOL Multiphysics.

В настоящее время предложены новые подходы к описанию физических принципов резистивного переключения в тонкопленочных мемристорных структурах, а также методы математического моделирования нелинейного поведения проводимости при протекании тока, приводящего к гистерезису вольтамперной характеристики [10, 11]. На основе представленной схемы трехконтактного мемристора решаются сразу два направления задач, связанных с исследованием кинетических

свойств ФИМ и соответствующих мемристивных устройств. Разработанную модель можно включить в стандартные инструменты предсказания свойств электронной схемы. Это позволит упростить описание интегральных систем для реализации таких перспективных приложений, как модули энергонезависимой памяти сверхвысокой плотности и нейронные сети нового поколения [12-14].

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника».*

#### Библиографический список

1. Chua L.O. // IEEE Trans. Circuit Theory. 1971. Vol. 18. pp. 507–519.
2. Parshina L.S., Novodvorsky O.A., Khramova O.D., Gusev D.S., Polyakov A.S., Mikhalevsky V.A., Cherebilo E.A. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 142. 110460.
3. Secco J., Corinto F., Sebastian A. // IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. 2017. Vol. 65. №. 1. pp. 111-114.
4. Terao M., Morikawa T., Ohta T. // Jpn. J. Appl. Phys. 2009. Vol. 48. №. 8R. 080001.
5. Kolobov A.V., Tominaga J. Chalcogenides: Metastability and Phase Change Phenomena. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2012. 287 p.
6. Edwards A.H., Pineda A.C., Schultz P.A., Martin M.G., Thompson A.P., Hjalmarson H.P. // J. Phys. Condens. Matter. 2005. Vol. 17. №. 32. Pp. L329-L335.
7. Raoux S., Wuttig M. Phase Change Materials. Science and Applications. Springer Science+Business Media. 2009. 845 p.
8. Guo P., Sarangan A. M., Agha I. // Applied sciences. 2019. Vol. 9. №.3. 530.
9. Ielmini D., Sharma D., Lavizzari S., Lacaita, A.L. // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56. №.5. pp. 1070-1077.
10. Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature. 2008. Vol. 453. Pp.80-83.
11. Funck C., Menzel S., Aslam N., Zhang H., Hardtdegen A., Waser R., Hoffman-Eifert S. // Adv. Electron. Mater. 2016. Vol. 2. 1600169.
12. Zhang W., Mazzarello R., Wuttig M., Ma E. // Nat. Rev. Mater. 2019. Vol. 4. Pp. 150–168.
13. Sebastian A., Le Gallo M., Khaddam-Aljameh R., Eleftheriou E. // Nat. Nanotechnol. 2020. Vol.15. №. 7. pp. 529-544.
14. Shastri B.J., Tait A.N., Ferreira de Lima T., Pernice W.H., Bhaskaran H., Wright C.D., Prucnal, P.R. // Nat. Photonics. 2021. Vol. 15. №.2. Pp. 102-114.

## УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЖЕЛОБКОВОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С АКТИВНЫМ ГРАФЕНОМ

**М.Ю. Морозов, В.В. Попов**

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

*E-mail: mikkom@mail.ru*

Графен – двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны и линейным спектром носителей заряда [1]. Обоснование возможности создания инверсной населенности носителей заряда в графене на терагерцовых (ТГц) частотах [2] привело к появлению первых концепций ТГц лазеров [3] и усилителей плазменных волн (плазмонов) [4, 5] на основе графена. Распространение плазмонов в желобковых волноводах изучается достаточно активно [6, 7].

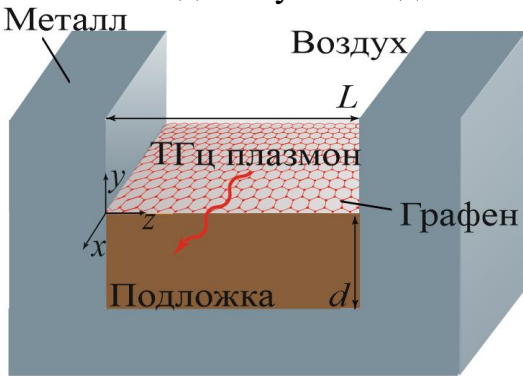


Рис.1 Схематическое изображение структуры

В настоящей работе теоретически исследовано усиление ТГц плазмонов в желобковом металлическом волноводе с активным графеном (с инверсным по энергии распределением носителей заряда), схематически представленном на Рис. 1. Графен нанесен на диэлектрическую подложку с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_s$  и толщиной  $d$ , помещенную в желобковый волновод прямоугольного сечения с шириной  $L$  и бесконечной глубиной. Фактически, выше графена

находится пустой ( $\epsilon_a = 1$ ) плоскопараллельный металлический волновод, расположенный вертикально.

В настоящей работе рассматриваются продольно магнитные (longitudinal magnetic, LM) моды, у которых присутствуют следующие компоненты электрического и магнитного поля  $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$ ,  $\vec{H}(H_x, 0, H_z)$ . Было получено дисперсионное уравнение для LM мод ТГц плазмонов в рассматриваемой структуре:

$$\frac{\epsilon_s}{\sqrt{\epsilon_s (\omega/c)^2 - k_x^2 - k_z^2}} \cdot \text{Ctg} \left( \sqrt{\epsilon_s (\omega/c)^2 - k_x^2 - k_z^2} \cdot d \right) - \frac{\epsilon_a}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2 - \epsilon_a (\omega/c)^2}} = -i \frac{\sigma_{gr}(\omega)}{\omega \epsilon_0}, \quad (1)$$

где  $k_x, k_z = \pi \cdot n/L$  ( $n$  – натуральное число, рассмотрены только фундаментальные моды по оси  $z$ ,  $n = 1$ ) и  $\omega$  – продольная (вдоль оси  $x$ ) и поперечная (вдоль оси  $z$ ) компоненты волнового вектора и частота плазмона,  $\sigma_{gr}(\omega)$  – динамическая проводимость графена [4].

Численные расчеты были выполнены для структуры со следующими параметрами:  $\epsilon_s = 5$  (hBN),  $T = 300$  К,  $\tau = 1$  ps [8],  $E_F = 50$  meV,  $d = 10$   $\mu\text{m}$ .

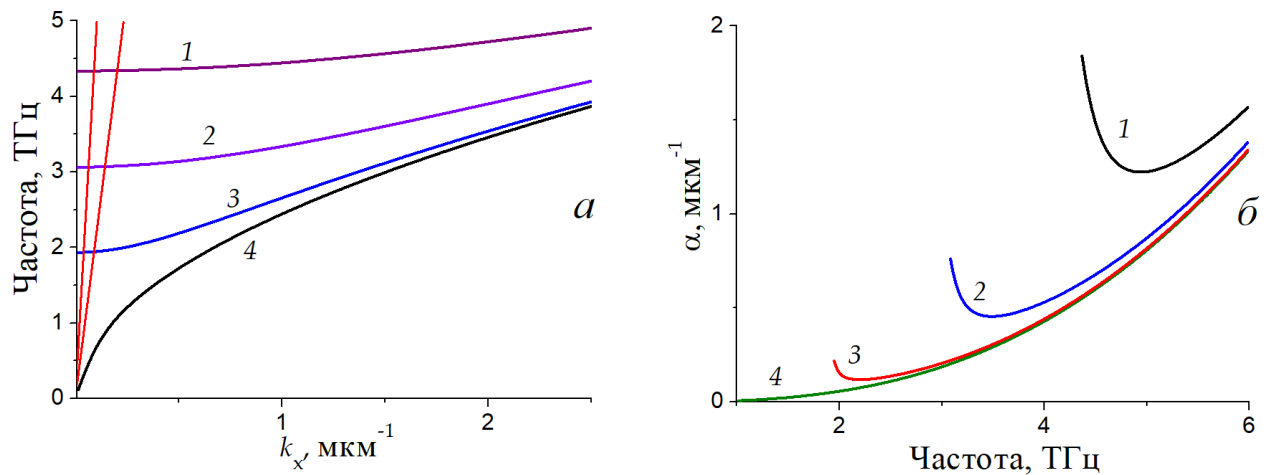


Рис. 2. а) Дисперсия LM моды плазмонов в желобковом металлическом волноводе с активным графеном для различных величин ширины волновода  $L = 1 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$ , and  $5 \mu\text{m}$ , соответственно кривые 1, 2, and 3; б) инкремент усиления LM мод плазмонов по мощности для тех же ширин желобкового волновода, что и на панели а. Кривой 4 на панелях а и б показаны дисперсия и инкремент усиления ТМ моды плазмонов в бесконечном листе графена с тыловым металлическим затвором.

Дисперсия LM плазмонов представлена на Рис. 2а для различных ширин желобкового волновода  $L = 1 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$ , и  $5 \mu\text{m}$  – кривые 1, 2, и 3, соответственно. Кривая 4 соответствует ТМ моде плазмонов в бесконечном листе графена с тыловым металлическим затвором с компонентами электрического и магнитного поля  $\vec{E}(E_x, E_y, 0)$  и  $\vec{H}(0, 0, H_z)$ . При малых ширине желобкового волновода можно видеть отсечку LM мод, а их групповая скорость (которую можно оценить из наклона дисперсионной кривой) уменьшается. На Рис. 2б показан инкремент усиления LM мод плазмонов по мощности  $\alpha = -2 \text{Im} k_x$  для тех же ширин желобкового волновода, что и на Рис. 2а. Можно видеть, что на низких ТГц частотах инкремент усиления LM мод возрастает вследствие замедления ТГц плазмонов вблизи частот отсечки LM мод, приводящего к усилению взаимодействия поля плазмона с активным графеном. Вблизи частоты отсечки LM мод величина инкремента усиления LM мод превосходит аналогичную величину для ТМ мод в несколько раз на одинаковых частотах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 22-19-00611.

#### Библиографический список

1. K. S. Novoselov, *et al.* // Nature. – Vol. 490. – 192 (2012).
2. V. Ryzhii, *et al.* // Journal of Applied Physics. – Vol. 101. – 083114 (2007).
3. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii // JETP Lett. – Vol. 89. – 63 (2009).
4. A. A. Dubinov, *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter. – Vol. 23. – 145302 (2011).
5. M. Yu. Morozov, *et al.* // Appl. Phys. Lett. – Vol. 106. – 061105 (2015).
6. K. C. Vernon, *et al.* // Journal of Applied Physics. – Vol 103. – 034304 (2008).
7. S. I. Bozhevolnyi // Optics Express. – Vol. 14. – 9467 (2006).
8. A Satou, *et al.* // J. Appl. Phys. – Vol. 115. – 104501(2014).

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГРАФЕНОПОДОБНОЙ ПЛЕНКИ В КАЧЕСТВЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЗОВОГО СЕНСОРА

Ю.В. Морозова<sup>1</sup>, В.С. Климин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Южный Федеральный университет Институт нанотехнологий, электроники  
и приборостроения  
E-mail: ulamrzv@gmail.com

Перспективы применения графена в области наноэлектроники обширны и включают в себя создание на его основе таких компонентов, как транзисторы, светодиоды, гибкие дисплеи, а также чувствительные области сенсорных устройств [1,2]. Газовые сенсоры на основе графена характеризуются энергоэффективностью, малыми массогабаритными параметрами и отсутствием необходимости подогрева устройства [3]. Отмечается также дешевизна прибора и возможность детекции большого количества газов [4].

В данной работе представлено исследование графеноподобной пленки в качестве чувствительной области ионизационного газового сенсора. Чувствительная область формируется комбинированным методом фокусированных ионных пучков и плазмохимического травления. В ходе экспериментальных исследований использовалась подложка из SiC, поверхность которой была улучшена стандартными методами отчистки, шлифовки и полировки. Направленным потоком ионов формировался торообразный шаблон, форма которого должна была обеспечить рост конусообразных острых структур. Затем образец помещался в камеру установки плазмохимического травления, где сначала удалялись ионы галлия, внедрившиеся в подложку при воздействии фокусированного ионного пучка, а затем во фторидной плазме удалялись атомы Si из решетки SiC. После формирования графеноподобной пленки создание газового сенсора завершалось установкой верхней крышки устройства из SiC, которая соединялась с основной структурой методом анодной сварки. Готовый сенсор подключался к системе обработки сигналов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-69-46076. Результаты получены с использованием оборудования научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета.*

### Библиографический список

1. Gleiter, H. Nanostructured materials: basic concepts and microstructure // Acta Materialia. – 2000. – V. 48. - №1. – P. 1-29.
2. Kots, I.N., Kolomiitsev, A.S, Lisitsyn, S.A., Polyakova, V.V, Klimin, V.S., Ageev, O.A. Studying the Regimes of Silicon Surface Profiling by Focused Ion Beams // Russian Microelectronics, 2019, Vol. 48, No. 2, pp. 72-79.
3. Nakamura S, Senoh M, Nagahama S, Iwase N, Yamada T, Matsushita T, Kiyoku H and Sugimoto Y 1996 Japan. J. Appl. Phys. 35 L74
4. V S Klimin, A A Rezvan, O A Ageev Research of using plasma methods for formation field emitters based on carbon nanoscale structures // J. of Phys: C.S,2018. V.1124. – P. 071020.



## МЕТОД ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕГО ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ С ПОМОЩЬЮ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Е.В. Навроцкая<sup>1,2</sup>, Д.Д. Кульминский<sup>1,3</sup>, В.И. Пономаренко<sup>1,2</sup>,  
М.Д. Прохоров<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>Научно-технологический университет «Сириус», Сочи  
E-mail: sidakev@gmail.com

Искусственные нейронные сети, состоящие из взаимодействующих между собой искусственных нейронов, широко используются в самых разных областях науки при решении задач идентификации, классификации, прогнозирования и адаптивного управления [1]. В качестве узловых элементов искусственных нейронных сетей сначала использовались формальные нейроны, представляющие собой пороговые элементы, осуществляющие преобразование вход-выход. Однако для моделирования сложных процессов требуются более реалистичные модели нейронов в виде нелинейных динамических систем [2]. Построенные из таких нейроподобных осцилляторов нейронные сети, называемые спайковыми или импульсными нейронными сетями, позволяют эффективно решать различные задачи обработки информации [3, 4].

Внешняя стимуляция нейронов может приводить к изменению амплитуды и частоты генерируемых ими спайков [5]. Поскольку спайки играют важную роль в передаче информации между нейронами, подаваемое на нейронную сеть внешнее воздействие способно повлиять на процесс обработки информации в сети [6]. Таким образом, задача оценки параметров внешнего воздействия представляет большой интерес. Спайковые нейронные сети применялись ранее для оценки амплитуды внешнего гармонического сигнала [7]. В данной работе рассмотрена задача оценки амплитуды и частоты импульсного воздействия, подаваемого на спайковую нейронную сеть,

Нами была рассмотрена спайковая нейронная сеть, состоящая из связанных между собой нейроподобных осцилляторов ФитцХью–Нагумо, динамика которых описывается модельными уравнениями следующего вида:

$$\varepsilon_i \dot{u}_i(t) = u_i(t) - \frac{u_i^3(t)}{3} - v_i(t) + \sum_{j=1(j \neq i)}^L k_{i,j} (u_j(t) - u_i(t)) + y(t),$$

$$\dot{v}_i(t) = u_i(t) + a_i,$$

где  $u_i(t)$  описывает динамику мембранного потенциала  $i$ -го нейрона,  $i = 1, \dots, L$  — номер осциллятора,  $L$  — количество осцилляторов,  $v_i(t)$  отвечает за восстановление потенциала покоя мембраны,  $\varepsilon_i$  — параметр соотношения временных масштабов, который обычно является малой величиной,  $a_i$  — пороговый параметр,  $k_{i,j}$  — коэффициент связи, действующей со стороны  $j$ -го осциллятора на  $i$ -й,  $y(t)$  — внешнее воздействие, представляющее собой прямоугольные импульсы. Все осцилляторы сети являлись неидентичными.

Решалась задача оценки амплитуды и частоты внешнего воздействия  $y(t)$  по количеству спайков, наблюдаемых в сети за выбранное время. В результате численных расчетов при  $L = 50$  было показано, что спайковая активность исследуемой нейронной сети сложным образом зависит от параметров внешнего периодического импульсного воздействия. Такая сеть может генерировать одинаковое количество спайков при отличающихся параметрах импульсного сигнала, поэтому в работе задачи оценки амплитуды и частоты импульсного воздействия решалась по отдельности.

Для оценки амплитуды внешнего импульсного воздействия мы расстраивали осцилляторы сети по параметру  $a_i$ , отвечающему за возбуждение осциллятора, а для оценки частоты возбуждающих импульсов расстраивали осцилляторы по параметру  $\varepsilon_i$ , от величины которого зависит собственная частота колебаний осциллятора. В результаты численных расчетов было показано, что, зная частоту импульсного воздействия, можно однозначно оценить амплитуду воздействия путем подсчета количества спайков в сети. Для оценки частоты воздействия, при условии, что известна амплитуда воздействия, такой подход не всегда применим, поскольку сеть может генерировать одинаковое количество спайков при разных значениях частоты импульсного сигнала. Для решения такой задачи в работе предложен и протестирован алгоритм, основанный на анализе количества спайков в двух отдельно взятых осцилляторах сети. Предложенные методы оценки амплитуды и частоты внешнего импульсного воздействия также были реализованы и протестированы в радиофизическом эксперименте. Продемонстрирована хорошая согласованность численных расчетов и радиофизического эксперимента.

Предложенные в работе методы оценки параметров внешнего импульсного воздействия могут быть востребованы в робототехнике при решении задач обработки информации, связанных с управлением движением роботов.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00150, <https://rscf.ru/project/22-22-00150/>.*

#### Библиографический список

1. *Haykin S.* Neural Networks and Learning Machines. New Jersey: Prentice Hall. 2009.
2. *Дмитричев А.С., Касаткин Д.В., Клиньшов В.В., Кириллов С.Ю., Масленников О.В., Щапин Д.С., Некоркин В.И.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, № 4. С. 5–58.
3. *Bing Z., Meschede C., Röhrbein F., Huang K., Knoll A.C.* // Frontiers in Neurorobotics. 2018. Vol. 12. 35.
4. *Lobov S.A., Chernyshov A.V., Krilova N.P., Shamshin M.O., Kazantsev V.B.* // Sensors. 2020. Vol. 20(2). 500.
5. *Феоктистов А.В., Анищенко В.С.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19, № 5. С. 35–44.
6. *Eidum D.M., Henriquez C.S.* // Chaos. 2020. Vol. 30. 033105.
7. *Пономаренко В.И., Кульминский Д.Д., Андреев А.В., Прохоров М.Д.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, № 4. С. 7–10.

## ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПОЛЕЙ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПАРАМЕТРОВ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ АЛМАЗОГРАФИТОВЫХ КАТОДОВ

Э.Р. Незиров<sup>1</sup>, Д.В. Нефедов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: nice.nezirov@mail.ru

Долговременная стабильность эмиссионного тока является одной из ключевых характеристик при функционировании электровакуумных приборов. Для случая термоэмиссионных катодов, широко применяемых в лампах бегущей волны специального назначения, стабильность тока определяется, в частности, скоростью испарения активного вещества с поверхности металло-пористого катода [1]. А для автоэмиссионных катодов (АЭК) стабильность тока зависит, в первую очередь, от геометрии исходного катода, которая может претерпевать изменения, в том числе, в ходе протекания процессов взрывной электронной эмиссии [2]. Это приводит к частичному или полному разрушению эмиссионных центров, и изменению геометрии катода. В связи с вышесказанным исследование эмиссионной стабильности АЭК является актуальной задачей, а целью данной работы стало исследование стабильности автоэмиссионных параметров углеродного тонкопленочного катода, функционирующего в условиях импульсных электрических полей.

Для исследования продолжительной стабильности АЭК на стеклянные подложки в СВЧ плазме газового разряда были осаждены углеродные пленки при использовании в качестве рабочего вещества паров этанола при давлениях 0.05-0.07 Па. Напряжение смещения на подложкодержателе в процессах плазмохимического осаждения составляло -300 В и +300 В. Исследования АЭК проводились высоковакуумной установке УСУ-4 при уровне вакуума порядка  $10^{-6}$  Па. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись с помощью характериографа «Эрбий-7176» в импульсных электрических полях с длительностью импульсов 10 мкс. Методика измерения заключалась в получении стабильной ВАХ в допробойном диапазоне напряжений. Далее при фиксированной величине напряженности электрического поля  $E$  в течение 5 мин. проводилось измерение автоэмиссионного тока, после чего измерялась ВАХ, и снова проводился цикл продолжительных измерений, но уже при более высоком значении фиксированного значения  $E$ .

На рис. 1 приведены продолжительные измерения эмиссионного тока при фиксированном  $E$ , приложенного к измеряемой структуре. При минимальном  $E$  наблюдается тенденция к увеличению тока в ходе измерений (фиг. 1 рис. 1), приложение большей напряженности не приводит к существенному изменению токовой зависимости (фиг. 2 рис. 1), а при максимальных величинах  $E$  наблюдается появление пробоев в измеряемой структуре с последующим существенным снижением эмиссионного тока (фиг. 3 рис. 1).

Далее после каждого продолжительного измерения эмиссионного тока при фиксированном  $E$  снимались ВАХ, из которых определялся порог начала эмиссии  $E_{\text{пор}}$  и величина тока  $I$ , полученная при  $E=112$  В/мкм (рис. 2).

Из рис. 2 видно, что по мере увеличения  $E$ , приложенного в ходе продолжительных измерений, наблюдается снижение тока, выходящее в стабильную область, и продолжающееся существенно снижаться после нестабильностей в продолжительных измерениях при высоких  $E$ . При этом  $E_{\text{пор}}$  также демонстрирует существенное увеличение после наблюдаемых нестабильностей.

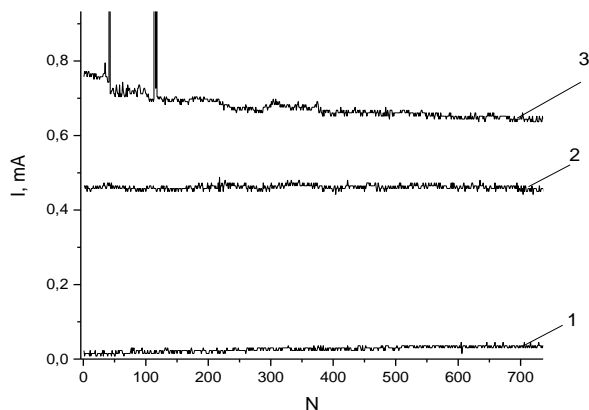


Рис. 1. Зависимость эмиссионного тока от числа импульсов  $N$  при фиксированной величине электрического поля  $E$ : 1 – 88 В/мкм, 2 – 108 В/мкм, 3 – 118 В/мкм

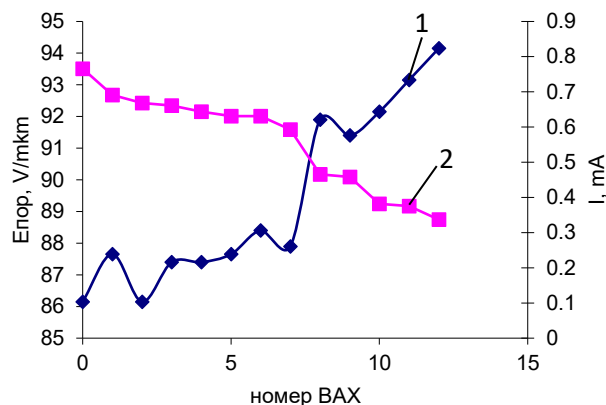


Рис. 2. Пороговое поле начала эмиссии ( $E_{\text{пор}}$ ) и автоэмиссионный ток ( $I$ ), зафиксированный при  $E=112$  В/мкм, определенные из ВАХ, измеренных после продолжительных измерений в диапазоне полей 88-133 В/мкм

Из приведенных результатов можно сделать следующие выводы:

1. в ходе продолжительного воздействия импульсными полями фиксированной величины происходит формовка эмиссионной структуры, обеспечивающая стабильность ее эмиссионных характеристик;

2. при воздействии электрических полей близких к критическим имеет место возникновение взрывной электронной эмиссии с последующим изменением эмиссионных центров, что приводит к нестабильному функционированию катода и ухудшению его эмиссионных характеристик.

*Авторы выражают благодарность Шабунину Н.О. за помощь в подготовке образцов, и измерениях автоэмиссионных ВАХ.*

#### Библиографический список

1. Дюбуа Б.Ч. Современные эффективные катоды // Радиотехника, 1999, №4, с.55-60.
2. Фурсей Г.Н. Автоэлектронная эмиссия / Г.Н. Фурсей. — СПб.: Издательство «Лань», 2012. — 320 с.

## РЕЗОНАНСНЫЕ МАСС-ДЕТЕКТОРЫ С УВЕЛИЧЕННОЙ ТОЧНОСТЬЮ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОВИСКЕРОВ, РАБОТАЮЩИХ НА ВТОРОМ РЕЗОНАНСЕ

К.Н. Новикова<sup>1,2</sup>, Н.А. Соломонов<sup>1,2</sup>, И.В. Надоян<sup>1-3</sup>, В.А. Школдин<sup>1-3</sup>,  
Ю.С. Бердников<sup>1</sup>, А.М. Можаров<sup>1</sup>, И.С. Мухин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого

<sup>3</sup>Университет ИТМО

E-mail: novikova\_k@spbau.ru

Основные направления фундаментальных исследований в области нанометрологии и нанобиотехнологии включают в себя измерения сверхмалых масс с помощью резонансных масс-детекторов. Для создания нанорезонаторов на основе кремния или нитрида кремния [1-2], углеродных нанотрубок [3] необходимо проведение трудоемких процедур фотолитографии, напыления металлов и плазменного травления и др., что существенно ограничивает использования таких систем в условиях экспресс-диагностики [4]. С другой стороны, одиночные углеродные нановискеры можно выращивать непосредственно в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) под электронным пучком, что делает их удобными для проведения экспресс анализа массы. Наномеханические резонаторы на основе аморфных углеродных нановискеров обладают малой собственной массой, относительно высокими значениями добротности и собственных резонансных частот (1–10 МГц), что в сочетании с возможностью изготовления вискеров заданной формы и размеров прекрасно подходит для создания высокочувствительных детекторов масс [5-7]. Стандартный метод взвешивания нанообъектов с помощью подобных резонаторов заключается в отслеживании смещения первой резонансной частоты вискера при локализации исследуемой массы на его свободном конце [8-9], амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) системы при этом исследуется с помощью визуализации колебаний также в СЭМ. Описанный метод взвешивания характеризуется дополнительной погрешностью, связанной с неконтролируемым увеличением массы вискера при экспонировании под электронным пучком при относительно длительном процессе записи АЧХ.

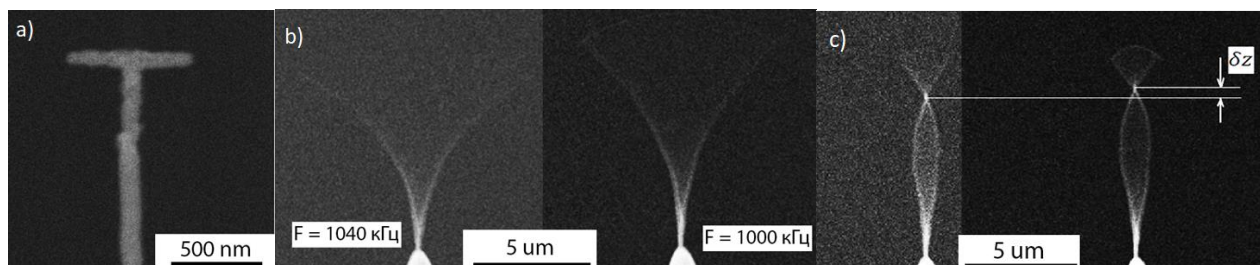


Рис. 1. СЭМ-изображения (а) углеродного наносикера и наращенной наноструктуры, а также формы колебаний вискера на второй (b) и первой (а) резонансных частотах до и после добавления локализованной наноструктуры.

В данной работе предложен и реализован метод взвешивания нанообъектов, заключающийся в определении изменения положения точки перетяжки второго резонанса при закреплении исследуемой массы на вершине нановискера. Положение

точки перетяжки не зависит от массы вискера и погрешностей в определении его диаметра и резонансной частоты, что позволяет увеличить точность и уменьшить время измерения (достаточно получить пару СЭМ изображений до и после локализации взвешиваемой массы вместо записи серии сканов при определении АЧХ).

Для сравнения точности определения массы по сдвигу первой резонансной частоты и смещению точки перетяжки ( $\delta z$ ) на втором резонансе была измерена масса Т-образной наноструктуры, наращенной на вершине вискера под пучком СЭМ (Рис.1.а). Это решение обусловлено возможностью создания на свободном конце вискера структуры с заданной геометрии и с известной плотностью материала. Объем, а следовательно, и масса наноструктуры, может быть легко определены по СЭМ изображениям, и в данном случае масса составила 6,6 фг. Формы колебаний вискера на первой и второй резонансных частотах до и после наращивания массы представлены на Рис. 1.б,с. Масса, определенная по сдвигу точки перетяжки, составила 5,4 фг, а по сдвигу резонансной частоты - 1,2 фг.

В данной работе экспериментально показана возможность создания высокочувствительных датчиков массы на основе одиночных углеродных нановискером, позволяющих измерять массу порядка единиц фг. Исследованы и приведены в сравнения два альтернативных метода взвешивания: по сдвигу первой резонансной частоты и по сдвигу точки перетяжки второго резонанса. Показано, что второй метод не требует длительных исследований и исключает погрешности по определению геометрии вискера и влияние неконтролируемого дрейфа частоты на точность взвешивания. Метод измерения массы по сдвигу точки перетяжки показал большую точность в определении массы, а также позволил сократить время проведения эксперимента.

*Работа выполнена в рамках Президентского гранта МД-1862.2022.1.2.*

#### **Библиографический список**

1. Ромашко Р. В., Ефимов Т. А. // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2012. №. 2-2 (26).
2. Feng X. L. et al. // Nano Letters. 2007. Т. 7. №. 7. С. 1953-1959.
3. K. Jensen, K. Kwanpyo, A. Zettl Nature nanotechnology 3 533-537 (2008).
4. Cleland A. N., Roukes M. L. // Applied Physics Letters. 1996. Т. 69. №. 18. С. 2653-2655.
5. Yamaguchi H 2017 Semicond Sci. Technol. 32 103003
6. Chaste J, Eichler A, Moser J, Ceballos G, Rurali R and Bachtold A Nat. Nanotechnol. 7 301–4
7. Malvar O, Ruz J J, Kosaka P M, Domínguez C M, Gil-Santos E, Calleja M and Tamayo J 2016 Nat. Commun. 7 1–8
8. Lukashenko S. Y. et al. //physica status solidi (a). 2018. Т. 215. №. 21. С. 1800046.

## СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ МИКРОСТРУКТУР ИЗ МЕДНО-МОЛИБДЕНОВЫХ ПОКРЫТИЙ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Д.А. Ножкин<sup>1</sup>, А.А. Сердобинцев<sup>1</sup>, И.О. Кожевников<sup>1</sup>, В.В. Галушка<sup>1,2</sup>,  
А.М. Захаревич<sup>1</sup>, А.В. Стародубов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО "СГУ им. Н. Г. Чернышевского", Саратов

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

E-mail: dmitrynozhkin14@gmail.com

В настоящее время наблюдается значительный рост исследований, направленных на изучение и разработку радиоэлектронных устройств и их базовых элементов для работы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, таких как антенны, волноводы, линии передачи и т.д. [1], [2]. Однако, при продвижении рабочей длины волны в миллиметровую область, размеры ключевых элементов радиоэлектронных устройств уменьшаются пропорционально. Одновременно с этим возникает проблема в методе изготовления подобных микроразмерных структур. На данный момент, существует несколько методов изготовления проводящих структур на твердой диэлектрической подложке [3]. В данной работе используется метод, который основан на наносекундной лазерной абляции [4].

Целью работы является разработка технологического подхода к формированию микроразмерных планарных проводящих структур из медно-молибденовых сплавов на твердых диэлектрических подложках с использованием наносекундной лазерной абляции. Преимуществом медно-молибденовых сплавов является сочетание низкого коэффициента термического расширения и высокой тепло- и электропроводности [5], [6].

В качестве тестовых диэлектрических подложек были использованы подложки из стекла и из кварца. Покрытие из медно-молибденового сплава наносилось путем одновременного магнетронного распыления медной и молибденовой мишеней [6], при этом состав наносимого покрытия контролировался мощностью соответствующих магнетронов.

Ранее методом лазерной микрообработки были получены структуры из медно-молибденовых сплавов без дополнительного адгезионного подслоя. Исследование адгезии показало, что в процессе лазерной микрообработки она недостаточна, для того, чтобы формируемая структура не отслоилась от подложки [5].

Для повышения адгезии был использован подход с введением адгезионного подслоя из титана толщиной порядка 50 нм между тонкопленочным покрытием из медно-молибденового сплава и диэлектрической подложкой. Далее с помощью лазерной микрообработки из полученных медно-молибденовых покрытий с адгезионным подслоем были созданы и исследованы два типа структур. В качестве паттернов данных структур были полосы шириной 10, 20, 30, 40 и 50 мкм, длина которых составляла 1 мм и меандровая структура с шириной полоска – 50 мкм, расстоянием между полосками - 50 мкм, периодом структуры – 200 мкм, шириной – 650 мкм. Было найдено 2 оптимальных режима микрообработки. Первый режим - длительность импульса – 4 нс, энергия в импульсе - 40 мкДж, количество проходов – 4, второй режим - длительность импульса - 14 нс, энергия в импульсе - 160 мкДж,

количество проходов - 2. Анализ полученных результатов микрообработки показал, что при создании структуры из полосок разной ширины, адгезия непосредственно самого покрытия к подложке достаточна из-за дополнительного адгезионного подслоя из титана при разных режимах микрообработки (Рис. 1). Для структуры типа меандр установлено, что при уменьшении частоты следования лазерных импульсов адгезия заметно улучшалась.

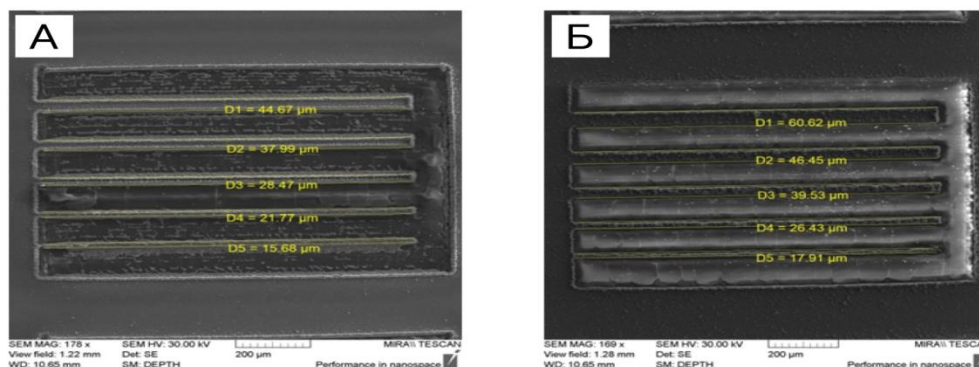


Рис. 1 Фотографии образцов, со сканирующего электронного микроскопа, поверхности обработки наносекундными лазерными импульсами. А – первый режим микрообработки, Б – второй режим микрообработки.

*Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-57-12001.*

#### Библиографический список

1. *T. S. Rappaport, Y. Xing, G. R. MacCartney, A. F. Molisch, E. Mellios, and J. Zhang* Overview of Millimeter Wave Communications for Fifth-Generation (5G) Wireless Networks-With a Focus on Propagation Models // *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 65, no. 12, pp. 6213–6230, 2017, doi: 10.1109/TAP.2017.2734243.
2. *T. S. Rappaport et al.* Wireless communications and applications above 100 GHz: Opportunities and challenges for 6g and beyond // *IEEE Access*, vol. 7, pp. 78729–78757, 2019, doi: 10.1109/ACCESS.2019.2921522.
3. *A. Starodubov et al.* Technological Approaches to the Microfabrication of Planar Slow-Wave Structures for Millimeter- and THz-Band Vacuum Electron Devices // in 2020 International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE), Sep. 2020, pp. 256–261, doi: 10.1109/APEDE48864.2020.9255610.
4. *N. M. Ryskin et al.* Development of microfabricated planar slow-wave structures on dielectric substrates for miniaturized millimeter-band traveling-wave tubes // *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 39, no. 1, p. 013204, Jan. 2021, doi: 10.1116/6.0000716.
5. *D. A. Nozhkin et al.* On the laser micromachining of thin copper-molybdenum alloy films // in *Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*, Apr. 2022, p. 38, doi: 10.1117/12.2634207.
6. *A. V. Starodubov et al.* Magnetron co-sputtered  $\mu$  m-thick Mo–Cu films as structural material with low heat extension for key parts of high-power millimeter-band vacuum microelectronic devices // *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 40, no. 1, p. 014201, Jan. 2022, doi: 10.1116/6.0001552.



## НЕВЗАИМНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ ЛАТЕРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ

С.А. Одинцов<sup>1</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>, Э.Г. Локк<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: odinoff@gmail.com

Тонкие магнитные плёнки являются базой для создания на их основе систем, которые являются перспективными ввиду широкого практического применения при обработке информационных сигналов при магнитной записи или хранения информации, а также для создания новых метаматериалов [1]. Такие системы включают в себя разнообразные вариации систем одиночных магнитных пленок, двойных магнитных пленок и многослойных магнитных пленок, состоящих из пленок различной толщины и расположения слоев. Исследования динамики спиновых волн (СВ) в ферромагнитных (ФМ) пленках являются значимыми в магنونике. Так как длина СВ короче, чем у электромагнитной волны в гигагерцовом диапазоне частот, то это открывает лучшие перспективы для миниатюризации магنونных устройств [2].

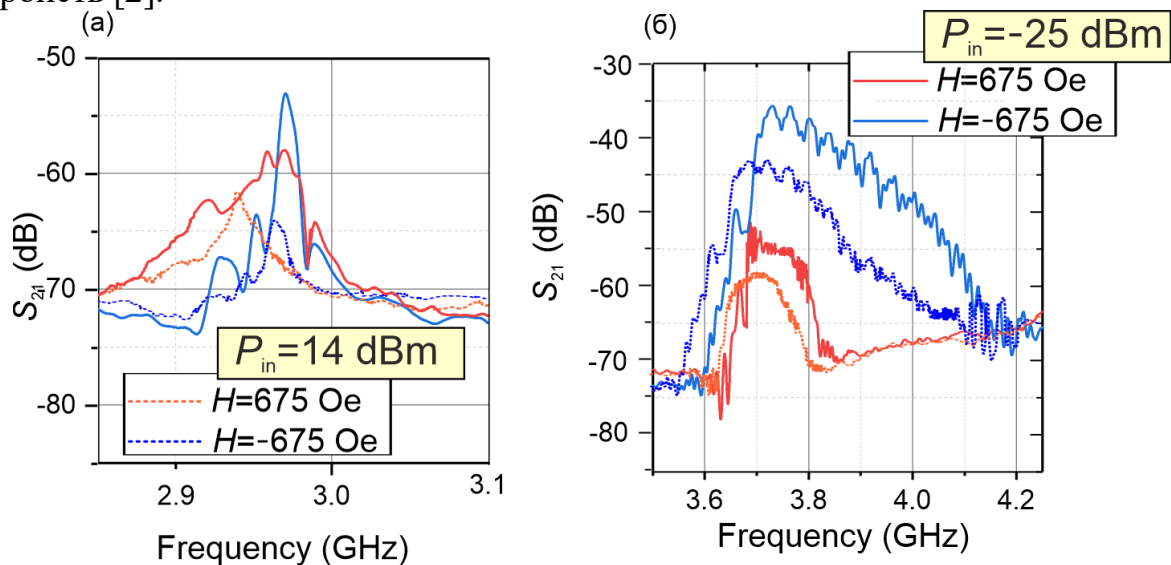


Рис. 1. Зависимость модуля комплексного коэффициента передачи  $S_{21}$  от частоты в низкочастотном диапазоне (а) и в высокочастотном диапазоне (б)

В случаях обработки данных невзаимность спиновых волн, которая также может проявляться в виде фазовой, амплитудной или частотной зависимости направления распространения СВ, представляет собой мощный инструмент для возможных приложений в коммуникациях и логических устройствах [3,4]. Стоит отметить, что двуслойные структуры поддерживают отдельные многочастотные полосы распространения спиновых волн, что открывает альтернативные пути для изготовления невзаимных магنونных устройств [5]. Учитывая выше сказанное, большой интерес представляет исследование невзаимности СВ в латеральных структурах: которые имеют множество вариантов управления режимами распространения СВ.

Исследуемая система представляла собой ферритмагнитную двухслойную ферритовую пленку ЖИГ. При создании пленки на подложке из ГГГ сначала был выращен слой чистого ЖИГ толщиной 7 мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_1 = 1738$  Гс (ЖИГ1), а на нем — слой ЖИГ, легированный галлием и лантаном, толщиной 9 мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_2 = 904$  Гс (ЖИГ2). Волновод помещался в однородное внешнее магнитное поле  $H_0 = 670$  Э, ориентированное вдоль оси  $y$ , причём имелась возможность менять направление поля на 180 градусов. Ширина исследуемого образца составляла  $w = 200$  мкм. Длина волновода  $L = 7$  мм. На рис. 1 показана частотная зависимость модуля комплексного коэффициента передачи  $S_{21}$ , измеренного с помощью векторного анализатора цепей E8362C. Приведенная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) показывает наличие двух зон прохождения для двуслойного магнетонного волновода в низкочастотном (LF) (2.92–3.01 ГГц) и высокочастотном (HF) (3.61–4.0 ГГц) диапазонах. Видно, что при изменении направления внешнего магнитного поля видно, как меняется ширина полос пропускания как в LF, так и в HF областях. Выявлена трансформация дисперсионных кривых, распространяющихся в двух противоположных направлениях. Показано, что двуслойные структуры поддерживают две полосы частот распространения спиновых волн. Численные результаты подтверждаются экспериментальным исследованием, которое подтверждает возможность распространения спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах, а также частотные сдвиги в этих областях при изменении мощности сигнала. Эти результаты открывают новые пути изготовления невзаимных магнетонных устройств, которые также используют нелинейные свойства спиновых волн.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-79-10191).*

#### Библиографический список

1. Camley R., Celinski Z., Fal T., Glushchenko A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 2048-2054.
2. Sadovnikov A.V., Talmelli G., Gubbiotti G., Begenin E.N. et al. // JMMM. 2022. V. 544.
3. Одинцов С.А., Амиров А.А., Грачев А.А., Родионова В.В., Садовников А.В. // ФТТ 2021. Т. 63. вып.9 С. 1317.
4. Odintsov S.A., Sheshukova S.E., Nikitov S.A., Lock E.H. et al. // JMMM 2021. V. 546. P. 168736.
5. Odintsov S.A., Begenin E.N., Sheshukova S.E., Sadovnikov A.V. // JETP Letters 2019. V. 110 P. 430-435.

## РАЗРАБОТКА И СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ МЕТОДОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ БАЗОВЫХ КОМПОНЕНТОВ ГИБКОЙ СВЧ ЭЛЕКТРОНИКИ (ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ, АНТЕННЫ)

И.С. Ожогин<sup>1</sup>, И.А. Чистяков<sup>1,2,3</sup>, В.В. Галушка<sup>1</sup>, А.А. Сердобинцев<sup>1</sup>,  
И.О. Кожевников<sup>1</sup>, А.В. Стародубов<sup>1,2</sup>

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

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

<sup>3</sup>АО "НПП" АЛМАЗ"

E-mail: ozshoginis@gmail.com

Развитие гибкой электроники за последние десятилетия обусловлено широким спектром возможности применения технологий в телекоммуникационных системах, медицине, разнообразных датчиках и носимых устройства и др. [1]–[3]. К настоящему моменту предложено несколько способов [1] формирования токопроводящих структур на гибких диэлектрических подложках. Наличие схожих недостатков, таких как многостадийность, необходимость подготовки трафаретов и использование активной химии побудило рассмотреть альтернативный подход, основанный на использовании наносекундной лазерной абляции [2]–[4].

Целью данной работы является усовершенствование метода формирования с помощью лазерной абляции сверхвысокочастотных электродинамических структур на гибких диэлектрических подложках с толщиной металлизации порядка 5–7  $\mu\text{m}$  (линии передачи, антенны). Лазерная абляция производилась при помощи коммерчески доступного лазерного станка МиниМаркера 2-20A4 на основе иттербиевого волоконного лазерного источника. Длиной волны лазерного излучения 1.064  $\mu\text{m}$ ; длительностью импульсов 8 ns; частотой следования импульсов от 100 kHz; максимальной (100%) энергии в импульсе лазера – 96  $\mu\text{J}$ , скоростью перемещения лазерного луча 1000 mm/s [2]–[4]. Ранее, были представлены приемлемые результаты экспериментального исследования копланарных линий передачи на полиимидной подложке с толщиной металлизации порядка 3  $\mu\text{m}$  [5], но с целью улучшения характеристик устройств, в частности, уменьшения потерь на передачу необходимо толщины металлизации до 5–7  $\mu\text{m}$ .

Для быстрого поиска нового режима лазерной абляции с помощью программного обеспечения для управления лазерным станком были построены матрицы режимов (рис.1, а). Матрица режимов – это сформированная таблица характеристик режимов лазерной микрообработки, изменяющихся по одному или двум параметрам. Изменялись такие параметры, как скорость перемещения лазерного луча (от 600 mm/s до 1000 mm/s), плотность заполнения (от 100 до 140 линий/мм) и длительность лазерного импульса (4 ns, 8 ns и 14 ns). Режим абляции считается эффективным, если обработанная поверхность не проводит электричество, при этом гибкая диэлектрическая подложка не имеет термических повреждений.

Таким образом, было найдено несколько режимов лазерной абляции с длительностью лазерного импульса 4 ns, 8 ns и 14 ns. Наиболее подходящим

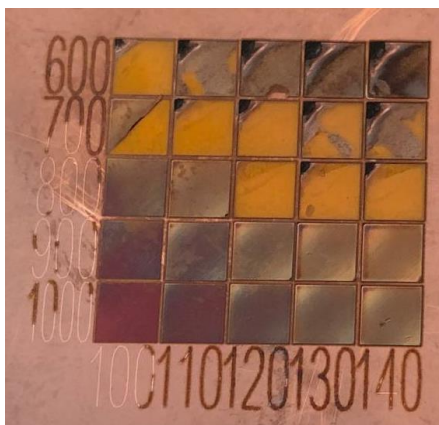


Рис. 1. Пример построения матрицы режимов. Длительность импульса 8 ns, 600-1000 mm/s (сверху-вниз), 100-140 линий/mm (слева-направо), 33  $\mu$ J (55% от макс. мощ.), 2 прохода.

оказался режим с длительностью лазерного импульса 8 ns, скоростью перемещения лазерного луча 800 mm/s, плотностью заполнения 120 lines/mm, и энергией в импульсе 55% от максимальной, при этом для полного удаления слоя металлизации потребовалось 2 повторения указанного режима. В дальнейшем планируется использовать разработанный подход к формированию линии передачи и антенны на гибкой диэлектрической подложке для работы в ISM диапазоне. Следующим шагом станет использование отработанного подхода с целью создания макетов гибких линий передачи и антенн для работы в диапазонах частот стандартов 5G и 6G.

*Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 17-79-20243.*

#### Библиографический список

1. D. Godlinski, R. Zichner, V. Zöllmer, and R. R. Baumann Printing technologies for the manufacturing of passive microwave components: antennas // *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 11, no. 14, pp. 2010–2015, 2017, doi: 10.1049/iet-map.2017.0042.
2. A. V. Starodubov *et al.* A Novel Approach for Fabrication of Flexible Antennas for Biomedical Applications // in *2018 18th Mediterranean Microwave Symposium (MMS)*, Oct. 2018, pp. 303–306. doi: 10.1109/MMS.2018.8612092.
3. A. V. Starodubov, A. A. Serdobintsev, V. V. Galushka, P. V. Ryabukho, I. O. Kozhevnikov, and A. M. Pavlov Study of flexible monopole antenna with coplanar feeding structure fabricated by magnetron sputtering and laser ablation technologies // in *2019 Antennas Design and Measurement International Conference (ADMInC)*, Oct. 2019, pp. 138–140. doi: 10.1109/ADMInC47948.2019.8969323.
4. A. V. Starodubov, A. A. Serdobintsev, I. O. Kozhevnikov, V. V. Galushka, and A. M. Pavlov Laser ablation and other manufacturing approaches for flexible antenna fabrication // in *Saratov Fall Meeting 2019: Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*, Apr. 2020, vol. 1145804, no. April, p. 40. doi: 10.1117/12.2564421.
5. I. Ozhogin *et al.* On the optimal operational mode of a CNC-controlled laser machine for ablation of thin metal layers on flexible dielectric substrates // in *Saratov Fall Meeting 2020: Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*, May 2021, vol. 1184607, no. May, p. 48. doi: 10.1117/12.2591939.

## ПОВЕРХНОСТНАЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКАЯ ВОЛНА В ПЛЕНКЕ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ ИЗ ПЕРМАЛЛОВЫХ МИКРОПОЛОСОК НА ПОВЕРХНОСТИ

Е.С. Павлов<sup>1</sup>, В.К. Сахаров<sup>1</sup>, А.С. Джумалиев<sup>1,2</sup>, Ю.В. Хивинцев<sup>1,2</sup>

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

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

E-mail: gekapavlov@gmail.com

Одним из активно исследуемых объектов в области магноники являются магنونные кристаллы (МК) – волноведущие структуры с периодически меняющимися параметрами, для которых характерно формирование брэгговских резонансов [1]. В экспериментах с МК на основе пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) прева-лирует подход, при котором периодически меняется толщина [2] или ширина [3] ферритового волновода за счет использования технологий травления. Известно также о возможности формирования МК на основе ЖИГ за счет периодической металлизации поверхности феррита [4,5]. Этот способ изучен гораздо слабее, хотя может обладать преимуществами с точки зрения технологических возможностей. Цель данной работы – экспериментально исследовать подобные структуры с периодом в десятки микрометров с точки зрения возможности формирования в них брэгговских резонансов.

Эксперимент проводился с пленкой ЖИГ толщиной 3.9 мкм. В качестве металла использовался пермаллой, который способен влиять на магнитную систему ЖИГ, как через проводимость, так и через магнитные свойства. На поверхности ЖИГ с помощью магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления были сформированы периодические решетки из пермалловых (NiFe) микрополосок толщиной 0.5 мкм и шириной 5 мкм, а также микроантенны для возбуждения и приема поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). Решетки формировались с различным периодом  $\Lambda$  (10, 20, 30 и 40 мкм) и с различным числом полосок на периоде (одиночные, вдвоенные, строенные) – см. рис. 1. Помимо образцов с периодическими решетками были изготовлены тестовые образцы без NiFe между антеннами и со сплошной пленкой NiFe между ними. Исследование струк-

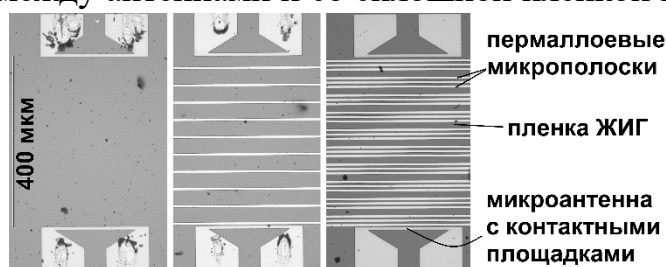


Рис. 1. Фотографии исследуемых структур.

тур проводилось с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции. Измерялись частотные зависимости характеристик передачи и отражения при различной величине поля подмагничивания  $H$ .

Эксперимент показал существенное влияние пленки NiFe на затухание ПМСВ в ЖИГ, в результате чего полоса прохождения ПМСВ сужалась по сравнению со свободной пленкой ЖИГ за счет подавления коротковолновой (высокочастотной) части спектра ПМСВ тем сильнее, чем выше  $H$  (рис. 2а). Из фазочастотных характеристик коэффициента передачи для тестовых образцов были получены дисперсионные характеристики ПМСВ (рис. 2б),

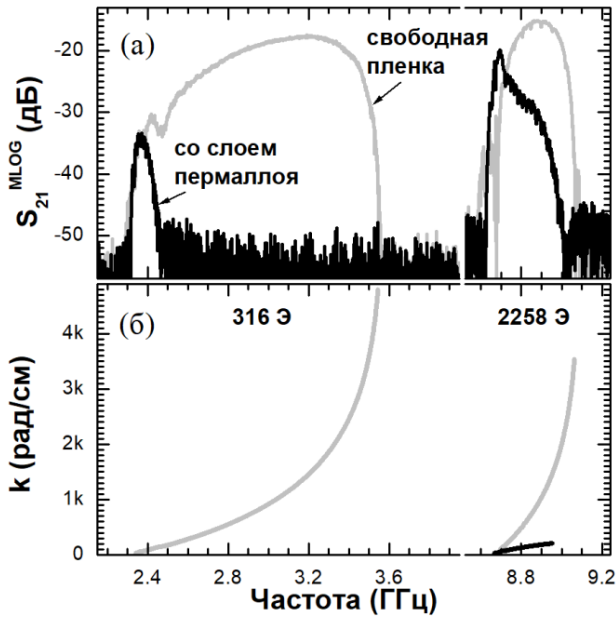


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента передачи (а) и дисперсионные зависимости (б) для свободной пленки ЖИГ и со слоем NiFe на поверхности между антеннами при  $H = 316$  и  $2258$  Э.

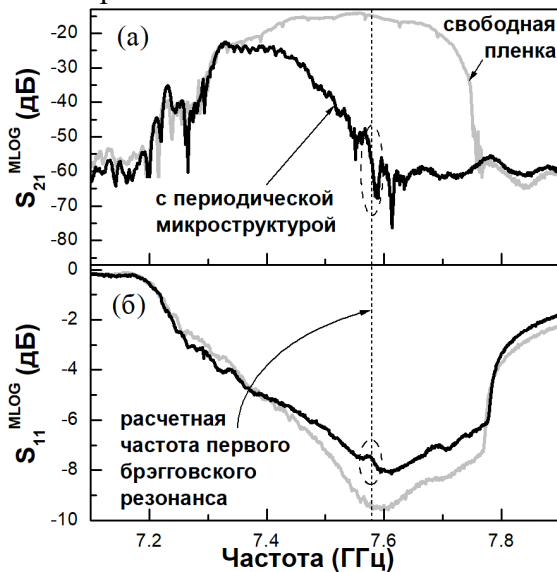


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента передачи (а) и отражения (б) для пленки ЖИГ с микроструктурой на поверхности ( $\Lambda = 30$  мкм, одиночные полосы) и без нее при  $H = 1804$  Э.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-22-00563.

#### Библиографический список

1. Никитов С.А., и др. // УФН. Т.185. №10, 2015. С.1099-1128.
2. Chumak A. V., Serga A.A., Wolff S., Hillebrands B. et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 172511.
3. Nikitin A., Ustinov A.B., Semenov A.A. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 102405.
4. Bessonov V.D., Mruczkiewicz M., Gieniusz R. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 104421.
5. Owens J.M., Smith C.V., Lee S.N. // IEEE Trans. On Magn. 1978. V. Mag-14. №5. P. 820–825.

которые позволили определить ожидаемые частоты брэгговских резонансов для образцов с решетками.

Для образцов с решетками эффект дополнительного затухания был тем сильнее, чем больше площадь между антеннами была покрыта NiFe. При этом характерные для брэгговских резонансов особенности в коэффициентах передачи и отражения удалось выявить лишь для некоторых из исследуемых образцов при высоких  $H$  (см. выделение пунктиром на рис. 3а и б). Для выбранного периода решеток  $\Lambda \leq 40$  мкм брэгговские резонансы попадали в область сильного подавления ПМСВ NiFe, с чем, очевидно, и связано их слабое проявление.

Отметим также, что для ряда структур наблюдался эффект «просветления» для ПМСВ вблизи коротковолновой границы спектра (см. выделение пунктиром на рис. 4). Этот эффект был более ярко выражен в слабых полях.

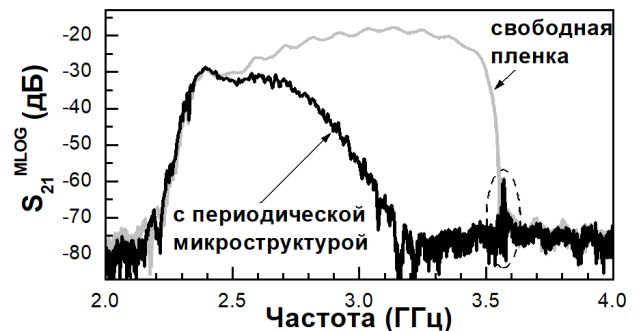


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента передачи для пленки ЖИГ с микроструктурой на поверхности ( $\Lambda = 20$  мкм, одиночные полосы) и без нее при  $H = 316$  Э.

## СТРОЕНИЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ПИРИДО[1,2-а]ПИРИМИДИНОВЫХ СИСТЕМ

И.В. Ивлиева(Перетокина), А.А. Мещерякова, Л.М. Бабков,  
В.В. Сорокин

Саратовский государственный университетим. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: Irine09@yandex.ru

Пиридо[1,2-а]пиримидиновые системы обладают широким спектром биологической и фармакологической активности. Исследуемые образцы пиридо[1,2-а]пиримидиновых систем получены нами методом синтеза пиридо[1,2-а]пиримидинкарбонитрилов путём одностадийной трехкомпонентной реакции аминопиридина, малонитрила и ароматических альдегидов. Полученные таким образом продукты реализовывались в виде смеси изомерных 4-амино-2-арил-6Н-пиридо[1,2-а]пиримидин-3-карбонитрилов (1а, 2а) и их незациклизированных форм 2-(арил(пиридин-2-иламино)метил)малонитрилов (1б, 2б) [1].

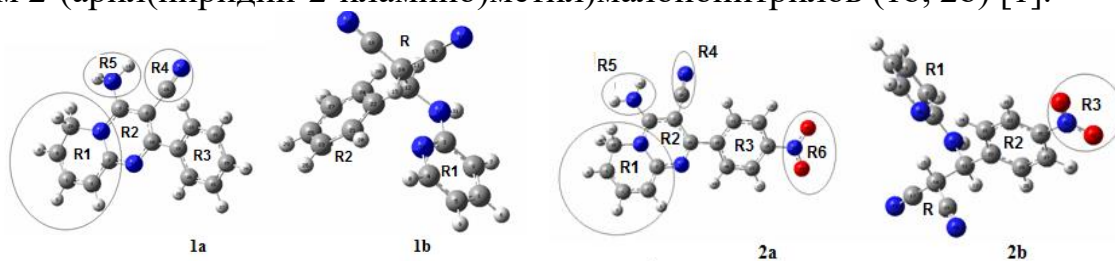


Рис. 1. Геометрическое строение молекул **1а, 1б, 2а, 2б**

Методом теории функционала плотности B3LYP/6-31g(d) [2,3], реализованным в программном пакете GAUSSIAN'03 [4] проведено моделирование геометрической структуры и ИК спектров соединений в гармоническом приближении. Масштабирование частот не проводилось. Рассчитаны геометрические параметры молекул 2-(фенил(пиридин-2-иламино)метил)-малонитрила(1а), 4-амино-2-фенил-6Н-пиридо[1,2-а]пиримидин-3-карбонитрила (1б), 2-(4-нитрофенил(пиридин-2-иламино)метил)-малонитрила (2а) и 4-амино-2-(4-нитрофенил)-6Н-пиридин-3-карбонитрила (2б). Их строение дано на рис.1 (атомы N выделены фиолетовым, O - красным, C - серым цветом). Интерпретированы ИК спектры смесей соединений 1а, 2а и 1б, 2б и установлено наличие этих соединений в смеси. В частности, интенсивным полосам 2222 и 1543  $\text{cm}^{-1}$  измеренного спектра (рис.2а) соответствуют колебания связи  $Q_{R4}(C\equiv N)$  и кольца:  $\beta_{R3}(CCH)$ ,  $Q_{R3}(CC)$  - с рассчитанными частотами 2995 и 1558  $\text{cm}^{-1}$  соединения 1а, а полосам 959 и 754  $\text{cm}^{-1}$  – колебания колец R1 и R3 с рассчитанными частотами 955 и 780  $\text{cm}^{-1}$  соединения 1б. Интенсивным полосам 2208 и 1605  $\text{cm}^{-1}$  измеренного спектра (рис.2б) соответствуют колебания  $Q_{R4}(C\equiv N)$ ,  $Q_{R2R4}(CC)$  и  $Q_{R3}(NO)$ ,  $Q_{R2}(CC)$ ,  $\beta_{R2}(CCH)$ ,  $\beta_{R2R}(CCH)$  с рассчитанными частотами 2295 и 1621  $\text{cm}^{-1}$  соединения 2а, а полосам 1348 и 856  $\text{cm}^{-1}$  - колебания колец R1 с рассчитанными частотами 1361 и 851  $\text{cm}^{-1}$  соединения 2б. Перечисленные полосы измеренных ИКС являются спектрально-структурными признаками соединений смеси.

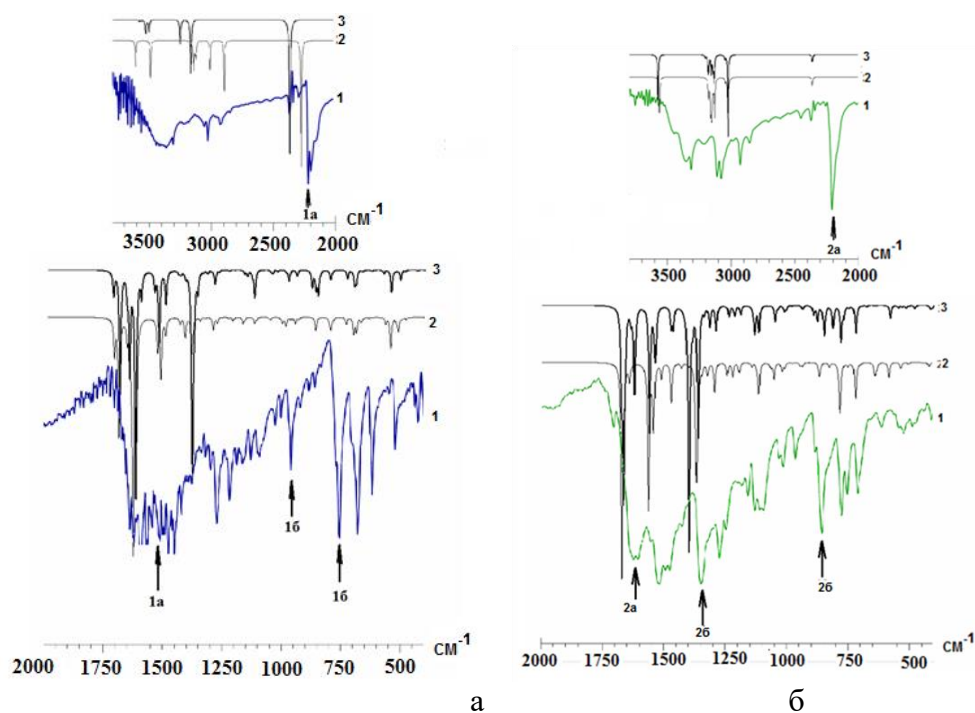


Рис.2. ИК спектры: экспериментальный (1, смесь соединений 1а, 1б) и теоретические (2, молекула 1а) и (3, молекула 1б) (а) и экспериментальный (1, смесь соединений 2а, 2б) и теоретические (2, молекула 2а) и (3, молекула 2б) (б)

Таким образом, установлена структура соединений, составляющих смеси исследуемых веществ и рассчитаны их ИК спектры. Подтверждено их наличие в смеси, установлена их идентификация по спектрально-структурными признаками. Дана интерпретация измеренных ИК спектров.

#### Библиографический список

1. Ивонин М. А., Тюлькина И. Р., Мещерякова А. А., Бурыгин Г. Л., Сорокин В. В. Трехкомпонентный синтез новых аминоцианов ряда пиридопиримидина Химия биологически активных веществ. 2019. Р. 134-135.
2. Кон В. Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности// УФН. 2002, Т.172, №3. С. 336–348.
3. Полл Дж. А. Квантово – химические модели// УФН. 2002, Т.172, №3. С. 349–356.
4. Frisch J., Trucks G.W., Schlegel H.B. Gaussian03, Revision B.03; Gaussian, Inc., Pittsburgh PA. 2003. 302 p.



## ОПЕРАТОРНЫЙ ПОДХОД К УРАВНЕНИЯМ ЭЛЕКТРОННОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

А.С. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет).

E-mail: [aleksandr.petrov@phystech.edu](mailto:aleksandr.petrov@phystech.edu)

Во многих прикладных задачах требуется описание электронного транспорта в твёрдых телах. Мощным, но весьма абстрактным подходом является многочастичный формализм [1,2]. Более наглядной, пусть и менее строгой, является гидродинамическая модель, уже почти век применяющаяся для описания различных эффектов в электронном газе [3-7]. Хотя формально для её применения частота электрон-электронных столкновений должна быть доминирующей в системе, на практике применимость модели гораздо шире. Так, с её помощью успешно описываются терагерцовые плазменные волны [4,5].

Несмотря на богатую историю, применение гидродинамической модели транспорта как правило фокусируется на конкретных конфигурациях физических устройств, оставляя в стороне общие свойства электронного транспорта. Эти свойства кардинально отличаются от свойств классической жидкости, т.к. электронная ‘жидкость’ является сжимаемой и заряженной.

В данной работе мы развиваем операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики на примере двумерного электронного газа. Оказывается, линеаризованные уравнения непрерывности, Навье-Стокса и Пуассона могут быть записаны в операторной форме, и при должном определении вектора и скалярного произведения в получившемся гильбертовом пространстве мы получим удобный формализм, во многом аналогичный квантовой механике.

Данный формализм оказывается удобным при описании магнитодисперсии плазменных волн в различных геометриях, а также служит основой для построения теории возмущений. Построенная теория [8] позволяет установить ряд общих свойств плазменных волн в двумерном электронном газе: условия их самовозбуждения под действием постоянного электрического поля, оптимальные конфигурации устройств для максимизации инкремента нарастания и влияние вязкости [9], а также значительно упрощает математические выкладки, что позволяет описать неустойчивость межкраевого магнитоплазмона в строгой электростатической модели [10].

*Работа поддержана Стипендией Президента РФ СП-429.2021.5 и грантом фонда Базис 18-1-5-66-1.*

### Библиографический список

1. F. Stern // Phys. Rev. Lett. 1967 V. 18, P. 546-548.
2. P. Visscher & L. Falicov // Phys. Rev. B 1971 V. 3, P. 2541-2547.
3. Bloch, F. // Zeitschrift fur Physik 1933 V. 81, P. 363—376.
4. A. Fetter // Ann. Phys. 1973 V. 81 P. 367-393.
5. M. Dyakonov & M. Shur // Phys. Rev. Lett. 1993 V. 71 P. 2465-2468.
6. R. Gurzhi, A. Kalinenko, A. Kopeliovich // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. Pp. 3872-3876.
7. D. Svintsov et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 083715.
8. A. Petrov & D. Svintsov // Phys. Rev. B 2019. V. 99. P. 195437.
9. A. Petrov & D. Svintsov // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. 054026.
10. A. Petrov & D. Svintsov // Phys. Rev. B 2020. V. 102. P. 121402(R).

## ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НУТАЦИОННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

О.С. Поликарпова<sup>1,\*</sup>, М. Черкасский<sup>2,\*\*</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Университет Дуйсбург-Эссен, Дуйсбург, 47057, Германия

E-mail: \* polikarpovaol.s@gmail.com, \*\* macherkasskii@hotmail.com

В последнее время большой интерес вызывает исследование возможности использования спиновых волн (СВ) для создания устройств на основе магнонных микро- и наноразмерных структур, выполняющих функцию обработки информационного сигнала [1]. Традиционно считается, что СВ возникают из-за прецессии намагниченности в магнитно-упорядоченных материалах, например, в тонких магнитных пленках. Одной из наиболее важных с фундаментальной и прикладной точек зрения является проблема повышения частот работы магнонных устройств. Однако, в недавних работах было теоретически и экспериментально продемонстрировано, что эффекты инерции намагниченности должны учитываться при полном описании спиновой динамики на пико- и фемтосекундных временных масштабах, при этом приводя к возникновению в спектре субтерагерцевых частот колебаний намагниченности [2-4]. Нутационное движение намагниченности является проявлением инерции магнитных моментов – оно может приводить к возникновению нутационных волн.

В данном докладе рассмотрен вывод дисперсионного соотношения для распространяющихся нутационных поверхностных спиновых волн (НПСВ) в пределе диполь-дипольной связи. Выведено дисперсионное соотношение НПСВ и вычислен спектральный сдвиг прецессионно-нутационных спиновых волн по отношению к прецессионным спиновым волнам (рис.1).

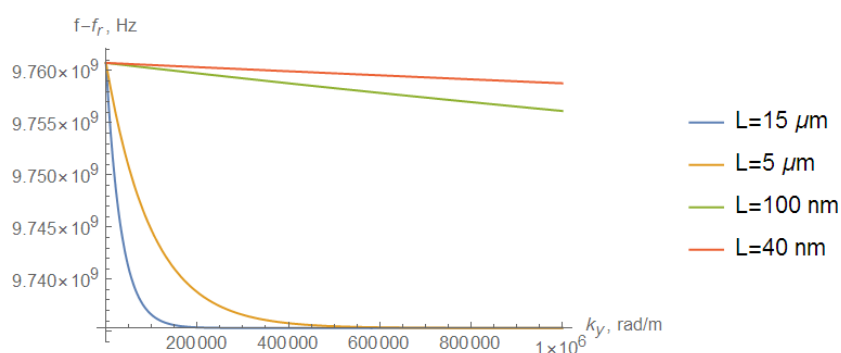


Рис. 1. Дисперсионная характеристика нутационных спиновых волн в пленках различной толщины  $L$  (значение толщины указано на графике).

*Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №20-79-10191).*

### Библиографический список

1. Никитов С. А. и др. // УФН. 2020. Т.190. С. 1009-1040.
2. M. Cherkasskii, M. Farle, and A. Semisalova // Phys. Rev. B 102, 184432 (2020).
3. M. Cherkasskii, M. Farle, and A. Semisalova // Phys. Rev. B 103, 174435 (2021).
4. K. Neeraj et al // Nature Physics 17, 245 (2021).

## **ФОРМИРОВАНИЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КОМПАКТНЫХ ВАКУУМНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН**

**И.И. Расулов<sup>1</sup>, В.В. Галушка<sup>1,2</sup>, И.О. Кожевников<sup>1</sup>, А.А. Сердобинцев<sup>1</sup>,  
А.В. Стародубов<sup>1,2</sup>**

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

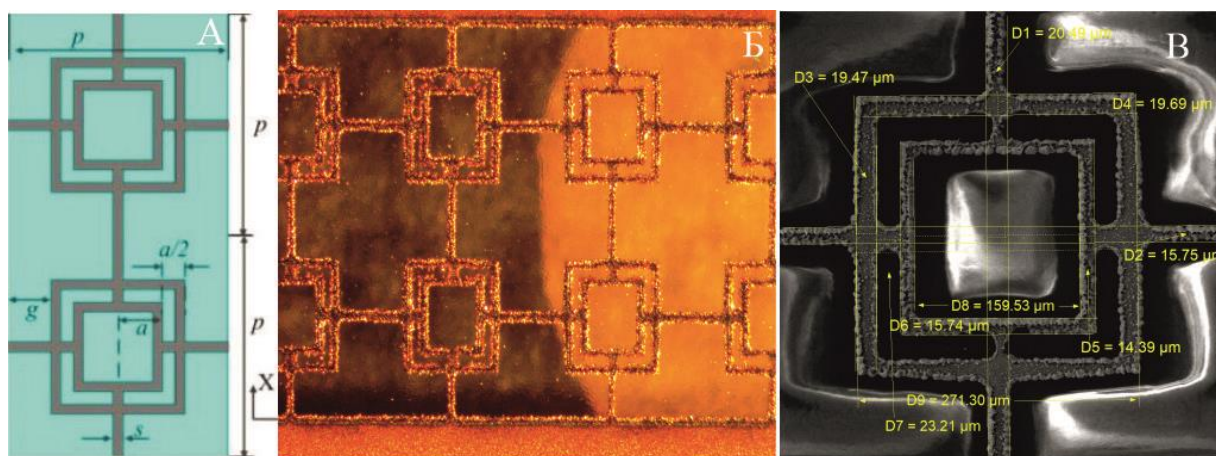
<sup>2</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: rasulov.ilya@mail.ru*

В рамках данного доклада представлены результаты формирования и исследования периодической структуры на диэлектрической подложке, которая была предложена в работе [1]. Геометрия и параметры исследуемой структуры представлены на рис. 1 (А).

Ранее с помощью подхода на основе лазерной абляции [2] были отработаны режимы лазерной микрообработки, позволяющие успешно формировать единственный период данной структуры [3]. Целью данной работы является формирование и исследование полноразмерной периодической структуры на диэлектрической подложке с использованием лазерной абляции наносекундными импульсами. В работе используется коммерчески доступный лазерный станок "Минимаркер-2" (ООО "Лазерный центр", Россия).

При формировании данной структуры были выбраны несколько режимов работы лазера. На первом этапе структуры формировались на подложке из стекла, на которую было нанесено тонкопленочное покрытие из бескислородной меди толщиной 1 мкм. В ходе эксперимента такие параметры как частота следования импульсов, длительность лазерного импульса, скорость следования пучка лазера и мощность фиксировались и были равны 100 кГц, 4 нс, 150 мм/с и 16 Вт соответственно. Регулируемым параметром были количество повторений одного полного цикла. Было установлено, что самое оптимальное количество проходов 8. С целью снижения тепловой нагрузки при проведении лазерной микрообработки был использован режим работы лазера с частотой 20 кГц и скоростью 30 мм/с, при этом число проходов было увеличено с 8 до 10. Следующим шагом в исследовании и оптимизации режима работы лазера был проведен эксперимент по формированию данной структуры на кварцевой подложке. Результаты данной работы представлены также на рисунках 1Б и рис. 1В, средняя мощность излучения была при этом еще снижена до 15 Вт. Анализ полученных результатов показал возможность формирования структуры с количеством периодов не менее 30. Исследования морфологии изготовленной структуры с использованием сканирующей электронной микроскопии показало отсутствие отслоений структуры от подложки, обрывов и разрывов проводящих дорожек.



**Рис. 1.** На рисунке (А) – Схема периодической структуры.  $a = 90$  мкм,  $g = 87$  мкм,  $p = 444$  мкм,  $s = 20$  мкм. Рисунок (Б) – Фотография с оптического микроскопа на финальном этапе исследования. Подложка – кварц. Рисунок (В) – Фотография с электронного микроскопа с указанными размерами полученных структур.

Таким образом, в результате выполнения данной работы предложен и успешно опробован технологический подход к формированию полноразмерной периодической структуры, который основан на использовании наносекундной импульсной лазерной абляции. Использование подобных периодических структур на диэлектрической подложке может выступать одним из перспективных путей повышения эффективности и улучшения рабочих характеристик компактных и малогабаритных планарных замедляющих систем на диэлектрической подложке [1]. Таким образом, полученные результаты позволяют говорить о формировании устойчивого задела для дальнейшего развития практико-ориентированных подходов к дизайну, разработке и быстрому прототипированию перспективных конструкций планарных замедляющих систем на диэлектрической подложке для компактных, малогабаритных и низковольтных ЛБВ миллиметрового и, в перспективе, терагерцового диапазонов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-00929).*

#### Библиографический список

1. N. Bai, W. Xiang, J. Shen, C. Shen, and X. Sun A Ka-Band Folded Waveguide Traveling Wave Tube with Lumped Resistance Metamaterial Absorber // IEEE Trans. Electron Devices, vol. 67, no. 3, pp. 1248–1253, 2020, doi: 10.1109/TED.2020.2967421.
2. N. M. Ryskin et al. Development of microfabricated planar slow-wave structures on dielectric substrates for miniaturized millimeter-band traveling-wave tubes // J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 39, no. 1, p. 013204, Jan. 2021, doi: 10.1116/6.0000716.
3. I. A. Chistyakov et al. Microfabrication of the electromagnetic bandgap structure for incorporating into the dielectric substrate of the millimeter-band planar slow-wave structure in Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling, Apr. 2022, p. 37, doi: 10.1117/12.2630865.

### 3D PIC МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО ВСТРЕЧНЫМ ПРЯМОЛИНЕЙНЫМ ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

А.А. Ростунцова<sup>1,2</sup>, Р.А. Торгашов<sup>1,2</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: rostuncova@mail.ru

Модуляционная неустойчивость (МН) – это неустойчивость электромагнитной (ЭМ) волны с несущей частотой  $\omega$  относительно медленных модуляций на боковых частотах  $\omega \pm \Omega$ . МН наблюдается в различных областях физики и может приводить к формированию солитонов огибающей [1], что интересно с практической точки зрения. В частности, наши исследования, представленные в [2,3], показали, что указанный в работе [4] эффект преобразования непрерывного СВЧ-излучения в последовательность микроволновых импульсов, наблюдаемый при резонансном циклотронном взаимодействии ЭМ волны со встречным прямолинейным потоком электронов, обусловлен развитием МН абсолютного характера. Теоретический анализ уравнений электронно-волнового взаимодействия также продемонстрировал [2,3], что в зависимости от параметров падающей волны возможны и другие динамические режимы: непроникание, связанное с циклотронным поглощением, и стационарное прохождение сигнала, когда МН конвективная или отсутствует. Данная работа посвящена проверке аналитических выводов о возможных режимах распространения волны в указанной системе прямым 3D PIC моделированием.

В рассматриваемой модели изначально прямолинейный кольцевой электронный пучок, направляемый однородным продольным магнитным полем  $B_0$ , взаимодействует с обратной  $TE_{11}$  волной в цилиндрическом волноводе в условиях циклотронного резонанса

$$\omega_r + h_r V_z \approx \omega_H, \quad (10)$$

где  $\omega_r$  и  $h_r = h_r(\omega_r)$  — это частота и постоянная распространения волны соответственно,  $V_z$  — продольная скорость электронов,  $\omega_H = eB_0/(m_e\gamma)$  — циклотронная частота,  $e$  и  $m$  — заряд и масса покоя электрона,  $\gamma$  — фактор Лоренца. Пучок электронов, у которых отсутствует начальная вращательная скорость, формирует пассивную среду из невозмущенных неизохронных циклотронных осцилляторов. При выполнении условия (1) ЭМ волна, распространяющаяся навстречу такому пучку, начинает поглощаться, возбуждая поперечные осцилляции электронов. С ростом амплитуды осцилляций, поскольку  $\omega_H = \omega_H(\gamma)$ , условие (1) нарушается и циклотронное поглощение насыщается.

На Рис. 1(а) представлено изображение траекторий электронов в пространстве взаимодействия, полученное в 3D PIC моделировании для некоторого фиксированного момента времени. 3D PIC моделирование проводилось для цилиндрического волновода с радиусом  $r_b = 0.4$  мм и длиной  $l = 20$  мм при продольном магнитном поле  $B_0 = 8.9$  Тл. Вдоль системы распространялся изначально прямолинейный пучок электронов с энергией  $W_0 = 1.828$  кэВ и током  $I_0 = 100$  мА. С коллекторного конца в

систему подавался гармонический сигнал постоянной мощности  $P_0 = 1$  кВт с частотой, меняющейся в различных экспериментах в диапазоне  $\omega_r = 240 - 243$  ГГц, что соответствует относительно небольшим отстройкам от точного циклотронного резонанса (1), который при данных параметрах соответствует  $\omega_r^0 \approx 240.3$  ГГц.

При точном циклотронном резонансе  $\omega_r \approx \omega_r^0$  наблюдалось поглощение волны, когда входной сигнал, проходя через систему, практически полностью затухает и мощность сигнала на пушечном конце волновода после переходного процесса стремится к нулю. Такой режим наблюдался и при более высоких частотах падающей волны вплоть до значения  $\omega_r^1 \approx 240.8$  ГГц. Когда  $\omega_r \approx \omega_r^1$ , стационарное поглощение сменяется нестационарной автомодуляцией, и в 3D PIC моделировании наблюдается генерация последовательности солитоноподобных импульсов с длительностью порядка  $T \sim 1 - 2$  нс и пиковой мощностью, превышающей входное значение  $P_0$ . Такой режим распространения волны обусловлен развитием абсолютной МН, и его возникновение при увеличении частоты входного сигнала было предсказано в теоретическом анализе [2,3]. С дальнейшим ростом  $\omega_r$  форма выходного сигнала усложняется, поскольку автомодуляция становится неперiodической [см., например, Рис. 1(б)], пока при значении  $\omega_r^2 \approx 241$  ГГц не происходит переход к стационарному прохождению волны. В этом режиме после переходного процесса сигнал на пушечном конце волновода выходит на постоянный уровень, соответствующий  $P_0$ . Такое поведение системы при увеличении отстройки частоты волны от циклотронного резонанса также полностью соответствует теоретическим исследованиям [2,3] и обусловлено изменением характера МН с абсолютного на конвективный.

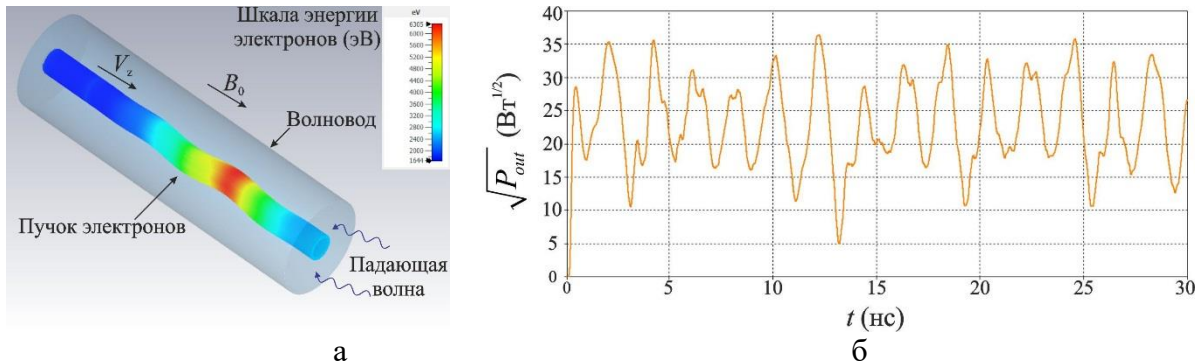


Рис. 1. Результаты 3D PIC моделирования: а — траектории электронов в пространстве взаимодействия, б — пример выходного сигнала при неперiodической автомодуляции.

#### Библиографический список

1. Zakharov V. E. and Ostrovsky L.A. // *Physica D*. 2009. Vol. 238 (5). PP. 540-548.
2. Ростунцова А.А., Рыскин Н.М. // Материалы XXIX Всероссийской научной конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых», 26–29 апреля 2021, Саратов. С. 86-87.
3. Ростунцова А.А., Рыскин Н.М. // Сборник трудов XVI Всероссийской конференции молодых учёных, 7-9 сентября 2021, Саратов. С. 155-156.
4. Зотова И.В., Гинзбург Н.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 12. С. 1.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЕЙ 3D-ПЕЧАТИ, В X-ДИАПАЗОНЕ

**Е.А. Рябов, И.В. Хайрушев, И.С. Великанов, В.Н. Гусятников**

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

*E-mail: k1u2r3ka@mail.ru*

В настоящее время фотонные кристаллы широко используются в оптике, лазерной физике и фотонике, антенной технике, технике СВЧ и КВЧ в качестве фильтров, поверхностей и экранов с селективными свойствами, подложек для планарных линий передачи, в планарных фазированных антенных решётках для преодоления их «ослепления» и для ряда других целей [1]. Дефект дополнительно добавленный в периодическую структуру, влияет на электромагнитные свойства фотонного кристалла. Изменяя его форму, появляется возможность управления электромагнитными свойствами.

Развитие технологии 3D-печати дает новые конструктивные возможности, в частности, для создания фотонных кристаллов благодаря низкой стоимости, доступности и простоте печати. Ведутся исследования структур с использованием технологии 3D-печати, например, в создании метаматериалов и других структур в микроволновом диапазоне [2–5].

В работе проведено экспериментальное исследование и численное моделирование фотонных кристаллов для прямоугольного волновода WR-90, изготовленных технологией 3D-печати в X-диапазоне.

В пакете OpenSCAD спроектированы фотонные кристаллы, характерные особенности и наиболее важные размеры элементов представлены в таблице 1. На рисунке 1 представлены фотонные кристаллы, изготовленные из пластика полиэтилентерефталат-гликоль (PETG) с использованием FDM-технологии 3D-печати и представлены обозначения размеров элементов.

**Таблица 1.** Характерные особенности и наиболее важные размеры элементов фотонного кристалла

Форма отверстий	Размер отверстия вдоль волновода (w), мм	Размер отверстия вдоль шириной стенки волновода (g), мм	Период следования отверстий (T), мм	Количество отверстий (i)	Длина (L), мм	Форма отверстия в середине структуры	Размер отверстия (d), мм
прямоугольная	9	18	31	2	84	без	×
						ромб	диагональ
						круг	диаметр
						квадрат	сторона
							20

Также проведено численное моделирование характеристик спроектированных фотонных кристаллов с использованием программного пакета OpenEMS [6], в котором используется метод конечных разностей во временной области (FDTD), а для взаимодействия с OpenEMS используется скриптовый язык Matlab/Octave. Граничные условия эквивалентны прямоугольному волноводу WR-90 сечением

$22,86 \times 10,16$  мм<sup>2</sup> в диапазоне частот  $8 \div 12$  ГГц, имеющему форму прямоугольного параллелепипеда, в центре волновода расположен фотонный кристалл с  $\epsilon = 2,5$ , соответствующей пластику PETG [7]. Экспериментальные исследования характеристик отражения изготовленных фотонных кристаллов проводились с использованием установки [8-11]. На рисунке 2 представлены экспериментальные и рассчитанные зависимости коэффициентов отражений различных фотонных кристаллов. Видно хорошее совпадение положения пиков и полос пропускания во всех исследованных вариантах конструкций.

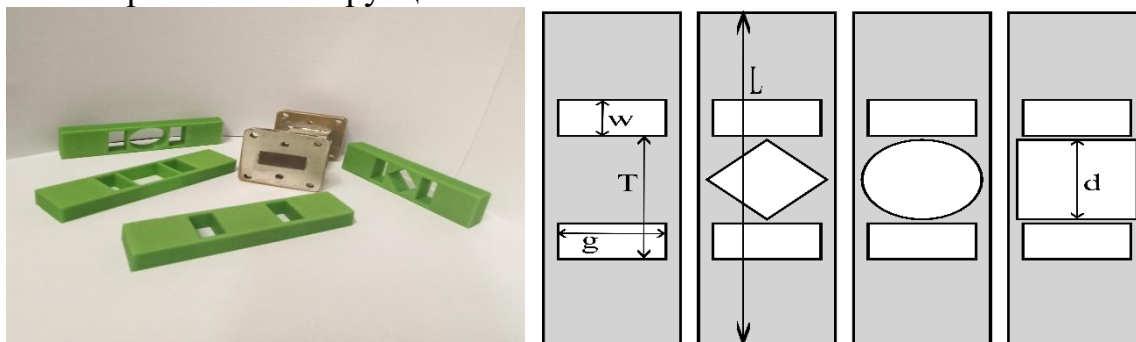


Рис. 1. Фотонные кристаллы: справа – обозначения основных размеров элементов, слева – изготовленные с использованием FDM-технологии 3D-печати.

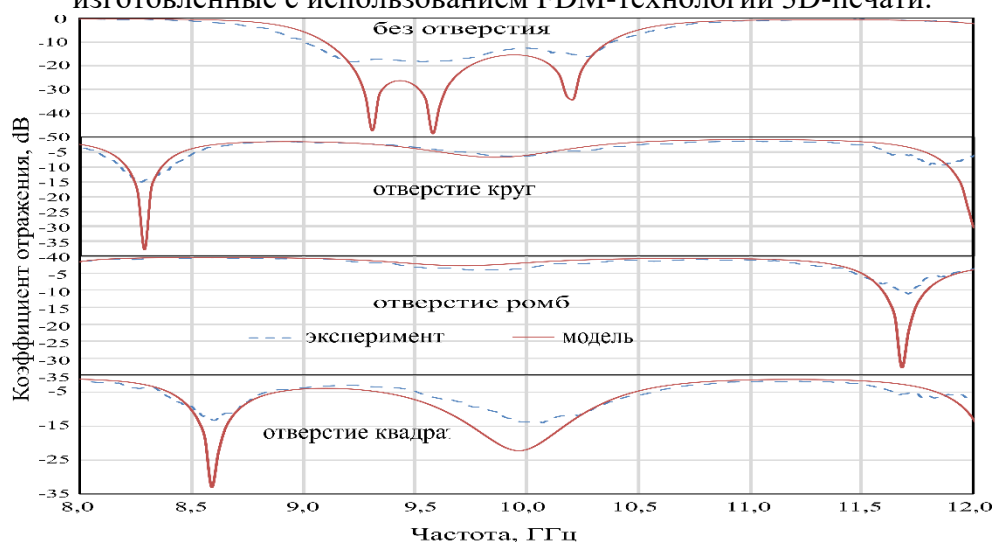


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента отражения фотонных кристаллов без дефекта и с дефектами: круг, ромб, квадрат.

#### Библиографический список

1. Давидович М.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 2. С. 150-163.
2. Garcia C.R., Correa J., Espalin D. et al. // Progress In EM Res. Lett. 2012. V. 34. Pp. 75-82.
3. Михайлов А.И., Рябов Е.А., Соколов С.Н. и др. // III НФ ТТТ-2019. 2019. С. 222-224.
4. Рябов Е.А., Михайлов А.И., Соколов С.Н., Сергеев С.А. // НННФ. 2020. С. 223-224.
5. Sadeqi A. Nejad H.R., Ouyeeung R.E., Sonkusale S. // MS&NE. 2019. V. 5 (1). P. 1-10.
6. Liebig T. et al. // Intern. J. of Numer. Modelling. 2013. V. 26(6). Pp. 680-696.
7. Zechmeister J., Lacik J. // COMITE. 2019. Pp. 1-4
8. Сергеев С. А. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2019. Т. 1, № 1. С. 439-444.
9. Рябов Е. А. и др. // НННФ. 2019. С. 214-216.
10. Рябов Е. А. и др. // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами: сб. ст. Саратов, 2019. С. 188-191.
11. Н.В. Короневский К.А. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2021. Т. 1. № 1. С. 586-589.



## ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНЫХ И МЕАНДРОВЫХ МАГНОННЫХ СТРУКТУР

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

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

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

E-mail: sadovnikovav@gmail.com

Переход от двухмерной архитектуры магнонных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах квантовой, резонансной и топологической магноники [1]. В традиционных полупроводниковых электронных трехмерных схемах требуется обеспечение эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Концепция диэлектрической магноники позволяет разработать классы структур и объединить их в сети для реализации алгоритмов генерации, передачи и обработки информационных сигналов, закодированных в амплитуду и фазу спиновых волн (СВ), что не сопровождается нагревом ввиду использования диэлектрических ферромагнитных пленок при этом использование антиферромагнитных слоев позволяет увеличить частоты магнонных элементов до субтерагерцевых диапазонов.

Стоит отметить два важных преимущества при использовании СВ в качестве носителей информационного сигнала для устройств магнонной логики: отсутствие омических потерь при распространении СВ и миниатюризация до нанометровых размеров структур, поддерживающих передачу спин-волнового сигнала. При этом для СВ реализуется как режим дипольных волн, так и режим обменных волн, наиболее часто наблюдаемых в виде спин-волновых резонансов. Одним из вариантов создания элементов межсоединений на основе магнитных квазидвумерных и трехмерных (3D) структур в латеральных и вертикальных топологиях с микро- и нанометровыми размерами волноведущих элементов является базовый элемент, выполненный в виде ферритовых микроволноводов, расположенных на одной подложке и связанных через боковую стенку (рис. 1а), либо связанных в вертикальном направлении (рис. 1б). При этом межсоединения будут выполнять не только передачу информационного сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ, а также и функциональную обработку, осуществляя режимы параллельного и многопоточного (де)мультиплексирования спин-волнового сигнала в частотной, временной и пространственной области. Ферромагнитные пленки и многослойные пленки меандрового типа, выращенные на поверхности периодически структурированных подложек, можно рассматривать как трехмерную магнонно-кристаллическую структуру (см. рис. 2). Недавние исследования трехмерных пленок в форме меандра на основе диэлектрических (YIG) [2-4] и металлических (CoFeB, NiFe) [5-7] материалов продемонстрировали способность управлять спектрами СВ. Магнонная зонная структура однослойных CoFeB и двухслойных пленок CoFeB/Ta/NiFe в форме меандра, получена с помощью метода Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии. Более узкая ширина магнонной запрещенной зоны наблюдалась для структуры CoFeB/Ta/NiFe по сравнению с образцом CoFeB. Это

может быть связано с межслойной дипольной связью, которая изменяет дисперсионную характеристику спиновых волн.

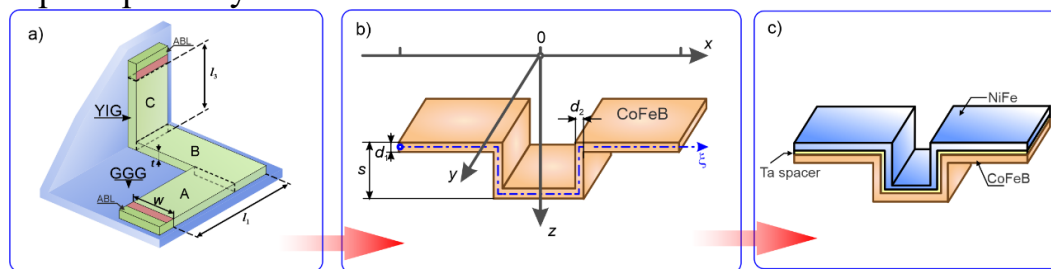


Рис. 1. (а) Структуры с нарушением трансляционной симметрии для передачи и обработки спин-волнового сигнала в виде сочленений магнонных микроволноводов (а) меандровых магнонных структур, выполненных в виде одного слоя ферромагнетика (б) или в виде двухслойной структуры (с).

Свойства отдельных мод дополнительно характеризовались фазовым соотношением (синфазным или не синфазным) между колебаниями намагниченности в двух слоях и их локализацией в горизонтальном и вертикальном сегментах. Методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии оказывается возможным провести построения карт динамической намагниченности по всей поверхности пленки. С помощью методов микромагнитного моделирования и экспериментального метода широкополосного ферромагнитного резонанса (ФМР) показана трансформация спектров СВ при варьировании угла подмагничивания (см. рис.3). При этом помимо анизотропии типа «легкая ось» в меандровых структурах наблюдается формирование локализованных спин-волновых мод. Также показана связь ферромагнитных мод с антиферромагнитными модами слоя NiO, напыленного на поверхность меандровых структур. Рассматриваемый класс 3D структур может найти применение в качестве элементов межсоединений для многослойных топологий магнонных сетей, выполняющих функции обработки информационных сигналов [8].

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №20-79-10191).*

#### Библиографический список

1. Никитов С. А. и др. // УФН. 2020. Т.190. С. 1009-1040.
2. Beginin E. N. et. al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P.122404.
3. Sakharov V. K. et. al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. P.022403.
4. Sakharov V. et. al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 545. P.168786.
5. Gubbiotti G. et. al. // Phys. Rev. Applied. 2021.V. 15. P.014061.
6. Gubbiotti G. et. al. // Appl. Phys. Lett. 2021.V. 118. P.162405.
7. Sadovnikov A.V. et. al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 544. P.168670.
8. Beginin E.N. et. al. Three-Dimensional Magnonics. – CRC Press, 2019.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В 4-ПОРТОВЫХ МИКРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЁНОК ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА, ДЕКОРИРОВАННЫХ ПЕРМАЛЛОЕМ

В.К. Сахаров<sup>1</sup>, А.С. Джумалиев<sup>1,2</sup>, Ю.В. Хивинцев<sup>1,2</sup>

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

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

E-mail: valentin@sakharov.info

Формирование отдельных потоков спиновых волн (СВ), управление ими и обеспечение их взаимодействия являются важными задачами для создания устройств магноники и СВЧ техники, таких как: магنونные логические ключи, голографическая память, СВЧ-фильтры и др. [1-3]. Недавно для перечисленных целей было предложено использовать декорирование поверхности плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) ферромагнитными металлами, и была показана возможность задания каналов для распространения СВ таким способом [4]. В данной работе рассматриваются особенности распространения СВ в 4-портовых микроструктурах, полученных декорацией плёнки ЖИГ областями из пермаллоя (Рy).

Декорирующие элементы из Рy толщиной 500 нм, а также медные антенны были нанесены на поверхность плёнки ЖИГ с толщиной 3.9 мкм и намагниченностью 1940 Гс с использованием методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления. Исследуемые типы структур с нумерацией антенн показаны на рис. 1(а). Прохождение СВ измерялось для различных пар антенн при двух углах  $\varphi$  между внешним приложенным полем  $H$  и «каналом» в структуре II (рис. 1(а)).

Наилучшее прохождение показывали направления распространения, соответствующие максимуму амплитуды поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) у верхней границы плёнки ЖИГ.

При  $\varphi=0$  амплитудно-частотные характеристики коэффициентов передачи  $S_{ki}(f)$  слабо зависели от типа структур (рис. 1(b, d, f, h)) и достигали максимальных значений для  $S_{13}(f)$ . При этом прохождение преимущественно наблюдалось вблизи длинноволновой границы ( $f_0$ ) спектра СВ, указывая на то, что, в этой области, возбуждаемые СВ слабо «реагируют» на наличие декорации из Рy.

Ситуация существенно изменялась при  $\varphi=45^\circ$  в особенности для случая прохождения между антеннами 1 и 3, а также 2 и 4 (рис. 1(с, е)): для структур с каналами между данными антеннами наблюдалось формирование области прохождения в коротковолновой части спектра. Одновременно с этим для  $S_{13}(f)$  длинноволновая часть спектра затухала до уровня шумов, а для  $S_{24}(f)$  прохождение вблизи  $f_0$ , наоборот, улучшалось на  $\approx 20$  дБ для всех типов структур. Отметим, что кривые  $S_{13}(f)$  для структуры I и кривые  $S_{24}(f)$  для структуры II не совпадали при  $\varphi=45^\circ$ , хотя данные структуры оказывались симметричными относительно поля.

Наличие канала для распространения под углом в  $90^\circ$  (например, между антеннами 1 и 4) в структуре IV сказывалось только для случая  $\varphi=45^\circ$  (рис. 1(g, i)), улучшая прохождение в коротковолновой области. При этом с ростом  $H$  данный эффект усиливался на  $\approx 10$  дБ.

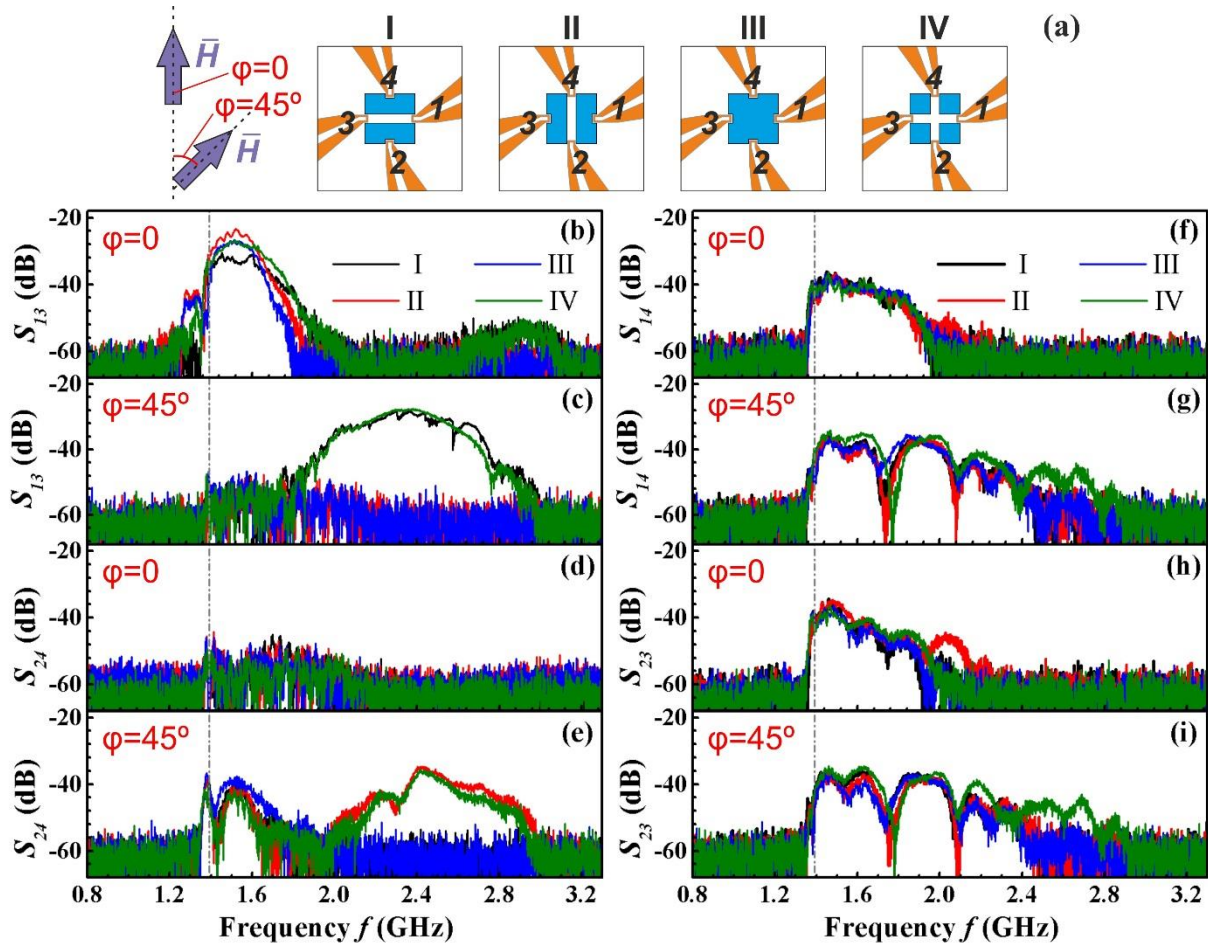


Рис. 1. (а) Схематическое изображение изучаемых структур (синим показаны области из Ru, оранжевым – из Cu) с нумерацией антенн и направлениями приложенного поля  $H=120$  Э. (b-i) Амплитудно-частотные характеристики коэффициентов передачи  $S_{kl}$  для различных пар антенн и направлений внешнего поля (указано на графиках). Вертикальная штрихпунктирная линия показывает положение длинноволновой границы СВ –  $f_0$ .

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-22-00563.

**Библиографический список**

1. Balynsky M., Kozhevnikov A., Khivintsev Y. et al. // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. P. 024504.
2. Gutierrez D., Chieang H., Bhowmick T. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 428. P. 348.
3. Papp A., Porod W., Csurgay A.I., G. Csaba // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 9245.
4. Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Сахаров В.К. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61, вып. 9. С. 1664–1671.

## ОТОБРАЖЕНИЕ С КВАЗИПЕРИОДИЧНОСТЬЮ ВЫСОКОЙ РАЗМЕРНОСТИ

**А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова**

*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН.*

*E-mail: sedovayv@yandex.ru*

Квазипериодические колебания широко распространены в природе и технике. Они могут наблюдаться как в неавтономных системах, так и в определенных типах автономных систем, своего рода генераторах квазипериодических колебаний [1-3]. Одной из интересных особенностей таких систем является возможность квазипериодических колебаний с разным числом несоизмеримых частот, чему в фазовом пространстве отвечают инвариантные торы разной размерности. Однако многопараметрический анализ высокоразмерных систем достаточно трудоемок. Возможным выходом из этой ситуации является переход от систем с непрерывным временем к дискретным отображениям. Одним из эффективных приемов такого рода является дискретизация исходной системы, когда производные по времени заменяются конечными разностями [4,5].

Чтобы обеспечить возможность торов высокой размерности, обратимся к связанным квазипериодическим генераторам [6]. Переходя к дискретному отображению, получаем:

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= x_n + h \cdot y_{n+1}, \\y_{n+1} &= y_n + h \cdot ((\lambda_1 + z_n + x_n^2 - \beta x_n^4) y_n - \omega_0^2 x_n - \mu(y_n - v_n)), \\z_{n+1} &= z_n + h \cdot (b(\varepsilon - z_n) - k y_n^2), \\u_{n+1} &= u_n + h \cdot v_{n+1}, \\v_{n+1} &= v_n + h \cdot ((\lambda_2 + w_n + u_n^2 - \beta u_n^4) v_n - (\omega_0 + \Delta)^2 u_n - \mu(v_n - y_n)), \\w_{n+1} &= w_n + h \cdot (b(\varepsilon - w_n) - k v_n^2).\end{aligned}$$

Здесь  $\omega_0$  – собственная частота первого генератора,  $\Delta$  – частотная расстройка генераторов,  $\mu$  – величина связи,  $h$  – параметр дискретизации. Значения остальных параметров выбираем следующими:  $\varepsilon = 4$ ,  $b = 1$ ,  $k = 0.02$ ,  $\beta = 1/18$ .

В работе построены карты ляпуновских показателей на плоскости частотная расстройка – величина связи, выявляющие инвариантные торы разной размерности; представлены характерные фазовые портреты и фурье-спектры. Графики ляпуновских показателей иллюстрируют возможность квазипериодических бифуркаций – бифуркаций инвариантных торов [7,8]. Увеличенные фрагменты карт демонстрируют резонансную паутину Арнольда [7,8] на базе четырехчастотных торов.

Обсуждается эволюция карт ляпуновских показателей при увеличении параметра дискретизации  $h$ , пример показан на рис.1. С ростом  $h$  сначала в основной области трехчастотной квазипериодичности появляются окна двухчастотной. Затем эти области расширяются, и внутри них появляются периодические режимы. Далее эти области разрушаются с образованием хаоса. Хаос начинает доминировать и при малой связи, полностью вытесняя торы разной размерности. Далее область хаоса получает границу в виде области разбегания траекторий, чему отвечает

белый цвет на рис.1б. С ростом  $h$  области существования аттракторов уменьшаются.

Таким образом, дискретное отображение проще для численного исследования, чем система с непрерывным временем, но демонстрирует интересную динамику, в частности, высокоразмерные торы и их эволюцию.

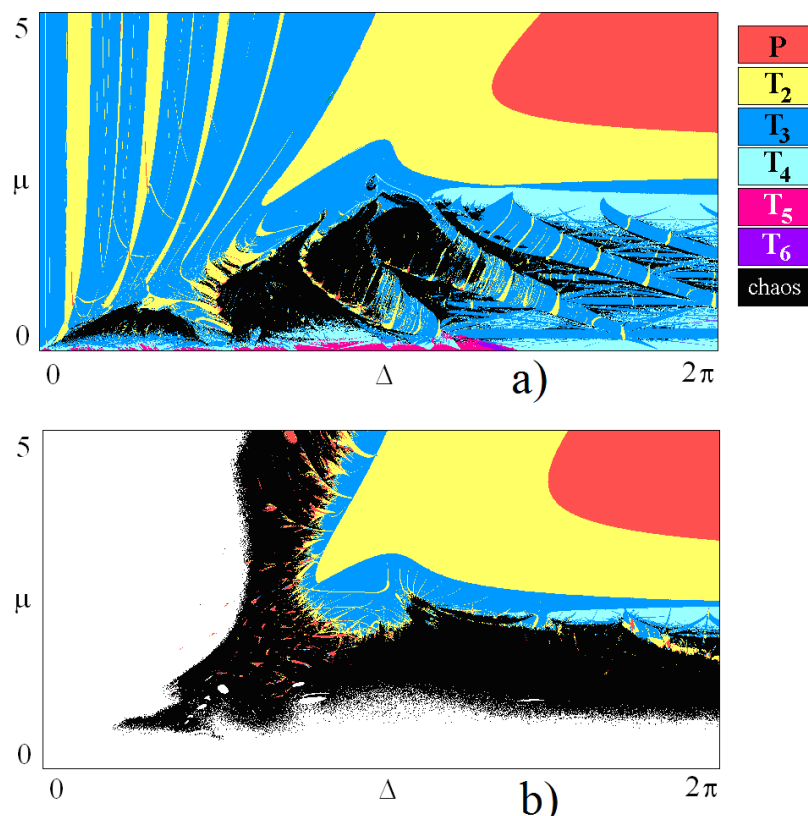


Рис. 1. Ляпуновские карты на плоскости разность частот осцилляторов – величина связи.

Значения управляющих параметров  $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ . Параметр дискретизации  $h = 0.05$  (а),  $h = 0.08$  (б). Справа от первого рисунка представлена цветовая палитра: P – периодический режим,  $T_2$  - двухчастотный тор,  $T_3$  - трехчастотный тор,  $T_4$  - четырехчастотный тор,  $T_5$  - пятичастотный тор, черный цвет – хаос, белый – разбегание траекторий.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН*

#### Библиографический список

1. Анищенко В.С., Николаев С.М. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. №. 19. С. 88.
2. Anishchenko V. et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. №. 5. P. 056202.
3. Kuznetsov A.P. et al. // The European Physical Journal Special Topics. 2013. V. 222. №. 10. P. 2391.
4. Заславский Г.М. Физика хаоса в гамильтоновых системах. М., Ижевск: ИКИ, 2004. 288с.
5. Морозов А.Д. Резонансы, циклы и хаос в квазиконсервативных системах. М., Ижевск: ИКИ, 2005. 424 с.
6. Kuznetsov A.P. et al. // Physica D. 2019. V. 398. P. 1.
7. Broer H, Simó C., Vitolo R. // Regul. Chaotic Dyn. 2011. V. 16. № 1-2. P. 154.
8. Broer H, Simó C., Vitolo R. // Reprint from the Belgian Mathematical Society. 2008. P. 769.

## ДИНАМИКА ТРЕХ СВЯЗАННЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

**А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова, Н.В. Станкевич**

*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН*

*E-mail: sedovayv@yandex.ru*

Сравнительно недавно было предложено несколько вариантов систем с невысокой размерностью фазового пространства, демонстрирующих автономные квазипериодические колебания (квазипериодических генераторов) [1-4]. Это дало возможность изучить возбуждение таких генераторов внешним сигналом, динамику двух связанных генераторов и т.д. [1-6] и позволило продвинуться в проблеме синхронизации квазипериодических колебаний. Увеличение числа взаимодействующих подсистем заметно обогащает динамику (что хорошо известно на примере связанных осцилляторов ван дер Поля [7,8].) В настоящей работе обсуждается динамика трех связанных в цепочку квазипериодических генераторов [3,4]. Уравнение системы имеет вид:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 - (\lambda_1 + z_1 + x_1^2 - \beta x_1^4) \dot{x}_1 + \omega_0^2 x_1 + M_C (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) &= 0, \\ \dot{z}_1 &= b(\varepsilon - z_1) - k\dot{x}_1^2, \\ \ddot{x}_2 - (\lambda_2 + z_2 + x_2^2 - \beta x_2^4) \dot{x}_2 + (\omega_0 + \Delta_1)^2 x_2 + M_C (2\dot{x}_2 - \dot{x}_1 - \dot{x}_3) &= 0, \\ \dot{z}_2 &= b(\varepsilon - z_2) - k\dot{x}_2^2, \\ \ddot{x}_3 - (\lambda_3 + z_3 + x_3^2 - \beta x_3^4) \dot{x}_3 + (\omega_0 + \Delta_2)^2 x_3 + M_C (\dot{x}_3 - \dot{x}_2) &= 0, \\ \dot{z}_3 &= b(\varepsilon - z_3) - k\dot{x}_3^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x, y, z$  – переменные соответствующих генераторов,  $\Delta_{1,2}$  – частотные расстройки второго и третьего генераторов относительно первого,  $M_C$  – коэффициент диссипативной связи. В соответствии с [3,4] остальные параметры выбираем  $\varepsilon = 4$ ,  $b = 1$ ,  $\beta = 1/18$ ,  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = -1$ .

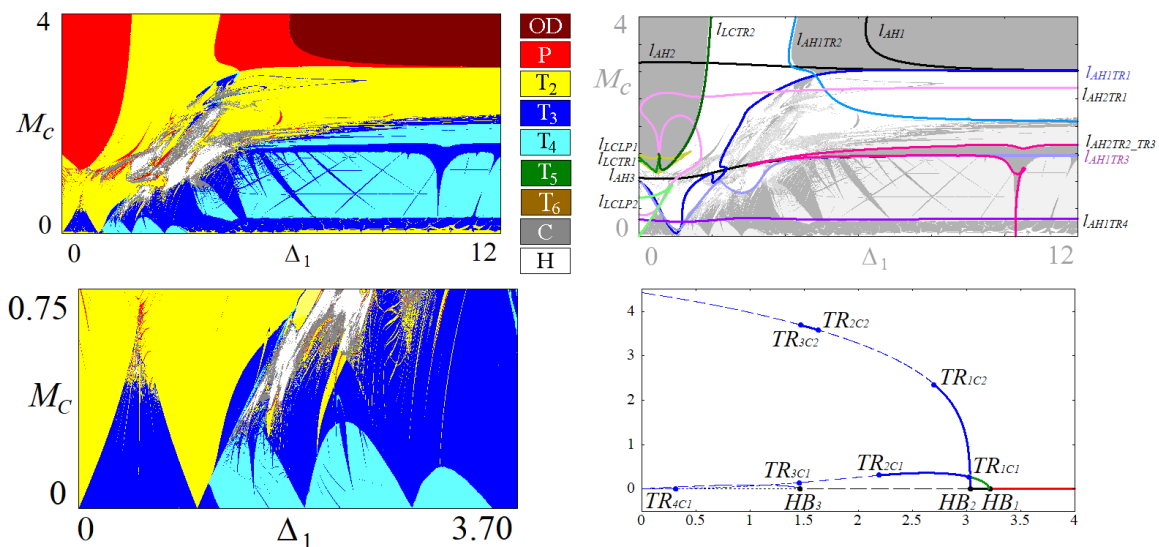


Рис.1. Карта показателей Ляпунова и ее увеличенный фрагмент, двухпараметрическая и однопараметрическая бифуркационные диаграммы, НВ — бифуркации Андронова-Хопфа состояния равновесия, TR — бифуркации Неймарка-Сакера циклов.

Выберем частотные параметры  $\omega_0 = 5$ ,  $\Delta_2 = 1$ , когда первый и третий генератор демонстрируют режим предельного цикла. При вариации параметра  $\Delta_1$  второй генератор демонстрирует переход от предельного цикла до квазипериодического режима и обратно. На рис.1 показаны ляпуновская карта системы (1) и некоторые бифуркационные линии на плоскости  $\Delta_1, M_C$ . Можно видеть области  $T_4$  четырех-,  $T_3$  трех- и  $T_2$  двухчастотных торов, периодических режимов  $P$ , гибели колебаний  $OD$ , хаоса  $C$  и гиперхаоса  $H$ . Картина бифуркаций достаточно сложна и обсуждается в докладе подробно.

Будем теперь варьировать обе частотные расстройки  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , рис.2. Параметр  $\omega_0$  выбран равным  $2\pi$ , что отвечает режиму квазипериодических колебаний в автономном первом генераторе. Можно видеть, что теперь при малой связи возможны шестичастотные  $T_6$  и пятичастотные  $T_5$  торы. С ростом связи шестичастотные торы разрушатся полностью, а пятичастотные – частично. Наблюдаются также характерные пересекающиеся полосы на базе инвариантных торов разной размерности.

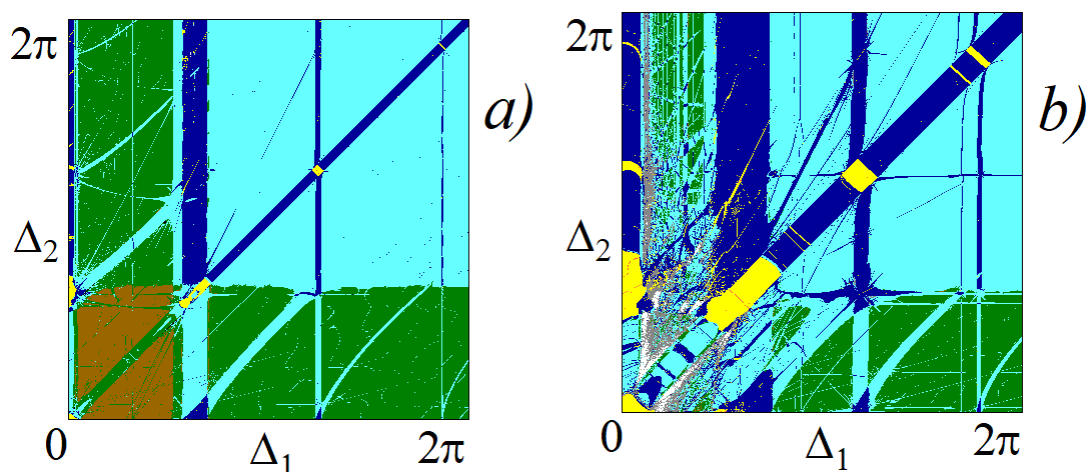


Рис.2. Ляпуновские карты на плоскости частотных расстроек генераторов, (a)  $M_C = 0.1$ , (b)  $M_C = 0.3$ .

Таким образом, система трех квазипериодических генераторов демонстрирует богатую динамику, существенно более сложную, чем в случае трех связанных генераторов ван дер Поля [7,8].

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда No 21-12-00121, <https://rscf.ru/project/21-12-00121/>*

#### Библиографический список

1. Анищенко В.С., Николаев С.М. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 19. С. 88.
2. Anishchenko V., Nikolaev S., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. No 5. P. 056202.
3. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. // Изв. вузов. ПНД. 2015. Т. 23. № 3. С. 71.
4. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Mosekilde E. et al. // The European Phys. J. Special Topics. 2013. V. 222. No 10. P. 2391.
5. Stankevich N.V., Kurths J., Kuznetsov A.P. // CNSNS. 2015. V. 20. No 1. P. 316.
6. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Shchegoleva N.A. et al. // Physica D. 2019. V. 398. P. 1.
7. Landa P.S. Nonlinear oscillations and waves in dynamical systems. Springer, 2013.
8. Emelianova Yu.P., Kuznetsov A.P., Sataev I.R. et al. // Physica D. 2013. V. 244. No 1. P. 36.



## ВЛИЯНИЕ ТРЕНИРОВКИ НА ПОСТРОЕНИЕ ВЫЗВАННЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ПРИ ЗРИТЕЛЬНОЙ СТИМУЛЯЦИИ

А.О. Сельский<sup>1,2</sup>, М.Ю. Новиков<sup>1</sup>, К.С. Саматова<sup>1</sup>, М.О. Журавлев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В. И. Разумовского.

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

E-mail: selskii@yandex.ru

Исследование человеческого мозга, которое, несомненно, является одной из актуальнейших задач передовой науки, ставит перед исследователями большое количество технических проблем. Часть из них связана с методами обнаружения мозговой активности, часть — с их последующей математической обработкой. В настоящее время существует бесчисленное множество методов, позволяющих оценить и измерить сигналы областей головного мозга человека: например, фМРТ, компьютерная томография и энцефалограммы (ЭЭГ, МЭГ) [1–2]. Каждый метод лучше всего подходит для определенного круга проблем. В работе использовалась электроэнцефалограмма, так как этот метод прост в применении, неинвазивен и дешев по сравнению с другими. При этом пространственно-временного разрешения ЭЭГ достаточно для целей построения вызванных потенциалов (ВП) и выявления на их основе индивидуальных особенностей [3]. После получения записи данных ЭЭГ в ходе эксперимента их необходимо обработать с помощью одного из математических аппаратов, количество которых в настоящее время огромно [4–5]. В настоящей статье проведен анализ сигналов головного мозга человека с помощью построения когнитивных ВП [3, 6–8]. Вызванные потенциалы показывают себя эффективными как при изучении фундаментальных функций головного мозга, так и при создании интерфейсов мозг-компьютер (ИМК), для создания обратной связи по обучению и реабилитации пациентов. Известно, что когнитивные вызванные потенциалы отличаются наличием хорошо выраженного компонента P(300) [9, 10]. Их легко выбрать и использовать в дальнейшем.

Для компонентов вызванных потенциалов известны допустимые латентности по времени для компонент-максимумов P1, P2, P3 (время и ширина области растет с номером компонента) и, аналогично, для компонент-минимумов N1, N2, N3 [8]. Это позволяет автоматизировать определение компонентов вызванного потенциала. Так как вызванные потенциалы строятся по всем каналам ЭЭГ (в нашем эксперименте их 19), необходимо ввести критерий оценки вызванного потенциала. Для этой цели нами был введен коэффициент комплексной оценки амплитуд и латентностей компонент вызванных потенциалов -  $\epsilon$ . Вклад каждого компонента в коэффициент тем выше, чем больше он отличается по амплитуде от соседних компонент и чем он ближе к середине интервала времени, характерного для данного компонента. Данный коэффициент позволяет с одной стороны учесть комплексно попадание компонент в заданные по средним значениям области латентности, с другой стороны выделить особо влияние важных компонент. Таким образом, вводимый коэффициент  $\epsilon$  тем выше, чем вызванный потенциал соответствует ожиданиям.

Для всех испытуемых были построены карты распределения значений коэффициента  $\epsilon$  по каналам. На них прослеживается, что для людей, проходивших тренировку перед выполнением теста, характерно смещение наибольших значений коэффициента в затылочную область, отвечающую прежде всего за обработку зрительной информации. Такое смещение характерно для 9 из 11 испытуемых, ранее проходивших тест. Тогда как для людей до того не проходивших данный тест характерно довольно свободное распределение наибольших значений коэффициента  $\epsilon$ . Только у 2 из 10 испытуемых максимальные значения коэффициента расположены в затылочной части. Примеры карт показаны на рисунке 1.

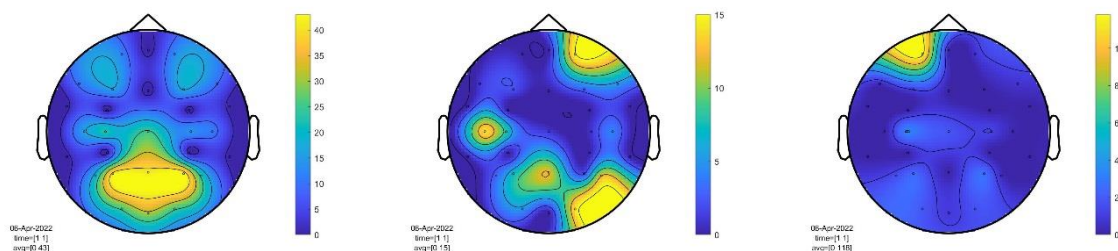


Рис. 1. Карты головного мозга по значению параметра  $\epsilon$  для одного испытуемого ранее проходившего тест (слева) и двух испытуемых не проходивших тест ранее (в центре и справа).

При этом суммарные значения коэффициентов  $\epsilon$  для разных групп испытуемых в среднем одинаковые.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания Минздрава России #056-00030-21-01 от 05.02.2021 г. "Теоретическое и экспериментальное исследование интегративной активности различных физиологических систем человека при стрессовых воздействиях" (номер государственного учёта НИ-ОКТР 121030900357-3).*

#### Библиографический список

1. S. J. Broyd, et. al. // Neurosci Biobehav Rev. 2009. 33. P. 279296.
2. S. Baillet, J.C. Mosher, R.M. Leahy // IEEE Signal Processing Magazine. 2001 18. P. 10535888.
3. N. R. Cooper, et. al. // NeuroReport. 2006. 17. P. 205–208.
4. V. A. Maksimenko, et. al. // PloS one. 2018. 13(9). P. e0197642.
5. A. N. Pisarchik, et. al. // Biological Cybernetics. 2014. 108(4). P. 397404.
6. R. Acharya et. al. // Computer Methods and Programs in Biomedicine. 2005. 80 P. 3745.
7. S. A. Hillyard, et. al. // Hum. Brain Mapp. 1997. 5. P. 287–292.
8. J. Mast, J. D. Victor. // Electroencephalogr. Clin. Neurophysiol. 1991. 78. P. 389–401.
9. M.-W. Huang, et. al. // BMC Psychiatry. 2011. 11. P. 74.
10. E.V. Levichkina, A.Ya. Kaplan. // Human Physiology. 2009. 35(2). P. 74.

## ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПРОВОДЯЩЕЙ МИНИЗОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАНИЙ ТОКА

**А.О. Сельский, О.И. Москаленко, А.А. Короновский**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

*им. Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: selskii@yandex.ru*

В настоящий момент электроника, способная работать в субтерагерцовом и терагерцовом диапазоне, приобретает все большее значение во многих областях науки [1]. Основными направлениями при этом являются создание устойчивых каналов связи между различными приборами и терагерцовая спектроскопия [2-4]. Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой многослойную структуру из различных полупроводниковых материалов, подобранных таким образом, чтобы формировать определенную конфигурацию разрешенных и запрещенных узких энергетических зон [5]. Как правило, материалы подбираются так, чтобы образовать узкую минизону, в которой возможен перенос электронов и наблюдение различных квантовых эффектов. При приложении к полупроводниковой сверхрешетке достаточно высокого напряжения можно наблюдать генерацию колебаний тока, частота которых достаточна для достижения субтерагерцового/терагерцового диапазона при работе с высшими гармониками [6, 7]. В этом случае при формировании гетероструктуры неизбежно возникают пространственные неоднородности решетки (например, случайные флуктуации концентрации легирующей примеси [8]), влияющие на ток, протекающий через полупроводниковую структуру.

Ток, протекающий через полупроводниковую решетку, рассчитывается из решения следующей системы уравнений [2]:

$$\begin{aligned} e\Delta x \frac{dn_m}{dt} &= J_{m-1} - J_m, \quad m = 1 \dots N, \\ F_{m+1} &= \frac{e\Delta x}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (n_m - n_D) + F_m, \quad m = 1 \dots N, \\ J_m &= en_m v_d(\overline{F_m}), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $n_m$  - концентрация в  $m$  слое;  $J_m$  - плотность тока, протекающая через границу  $m$  слоя;  $F_m$  - напряженность электрического поля в  $m$  слое;  $\Delta x = 0.24$  нм - ширина элементарного слоя;  $e$  - заряд электрона;  $N$  - количество дискретных слоев;  $n_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  - равновесная концентрация электронов;  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_r = 12.5$  - абсолютная и относительная электрические проницаемости;  $v_d(\overline{F_m})$  - зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, рассчитываемая по формуле Эсаки-Тсу [1].

Именно в дрейфовой скорости изменение ширины проводящей минизоны оказывает влияние на динамику электронов в сверхрешетке. В случае если помимо электрического поля к системе приложено наклонное магнитное поле, формула будет некорректной. В этом случае необходимо рассчитать зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля численно [5]. В настоящей работе рассматривается присутствие наклонного магнитного поля с индукцией и углом наклона  $B = 15$  Тл,  $\theta = 40^\circ$ , соответственно.

Так как в статье [8] было показано, что существенно отличается влияние на ток при локализации возмущения концентрации легирующей примеси в начале и конце структуры, в настоящей работе также прежде всего рассматривались изменения ширины запрещенной зоны в первом и последнем слоях. Рассматривалось два случая – зона была увеличена на 20% от обычного значения или уменьшена на 20%. На рисунке 1 приведены вольт-амперные характеристики при различных изменениях ширины запрещенной зоны в случае без поля и в присутствии наклонного магнитного поля.

Из рисунка следует, что в данном случае локализация оказывается чрезвычайно важна. При изменении ширины запрещенной зоны в первом слое характеристики заметно отличаются от случая без изменений. Стоит отметить, что магнитное поле не делает зависимость от локализации ниже.

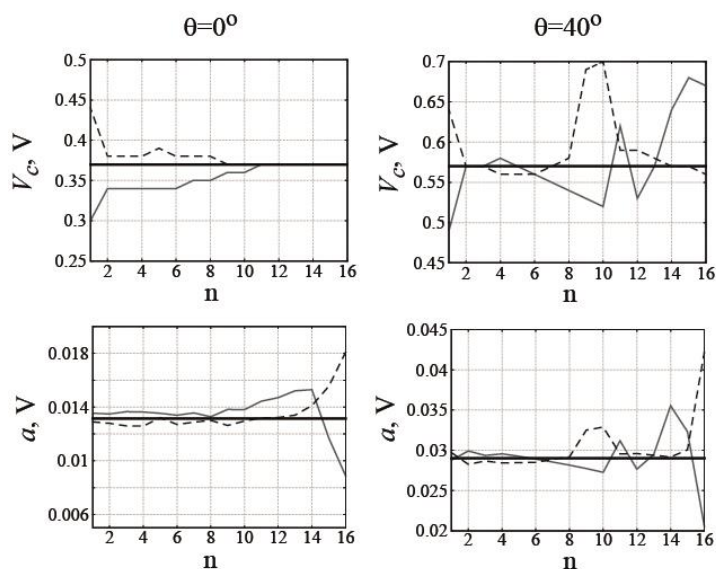


Рис. 1. Зависимости критического напряжения, при котором должны существовать колебания тока,  $V_c$ , амплитуды колебаний тока,  $a$ , от локализации слоя, в котором изменялись значения ширины проводящей минизоны, для случая без наклонного магнитного поля ( $\theta = 0^\circ$ ) и в наличии наклонного магнитного поля ( $\theta = 40^\circ$ ). На рисунках черной линией отмечен случай, когда значение ширины запрещенной зоны вдоль структуры не изменяется, серой линией отмечен случай, когда значение ширины в указанном слое уменьшалось на 20%, черным пунктиром отмечен случай при увеличении ширины в указанном слое на 20%.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект СП-497.2021.5).*

#### Библиографический список

1. L. Esaki, R. Tsu // IBM J. Res. Develop. 1970. V. 14. P. 61.
2. A. Wacker // Phys. Rep. 2002. V. 357. P. 1.
3. M. T. Greenaway, et. al. // Phys. Rev B. 2009. V. 80. P. 205318.
4. N. Alexeeva, et. al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 024102.
5. A. O. Selskii, et. al. // Phys. Rev B. 2011. V. 84. P. 235311.
6. A. O. Сельский, и др. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 62.
7. A. O. Сельский, и др. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 20. С. 3.
8. А. Г. Баланов, и др. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 50-54.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СУСПЕНЗИЙ НА ОСНОВЕ ГЛИЦЕРИНА ПРИ ПОМОЩИ ПРОДОЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

**Б.Д. Зайцев, А.П. Семёнов, А.А. Теплых, И.А. Бородина**

*Лаборатория физической акустики Саратовского филиала института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая 38.*

*E-mail: alex-sheih@ya.ru*

Исследования свойств различного рода суспензий приобретают все более важное значение для развития науки и техники в настоящее время [1-2]. Следовательно, необходимо периодически разрабатывать новые методы их исследований и совершенствовать имеющиеся. В работе исследованы акустические свойства суспензий, изготовленных на основе чистого глицерина с различной концентрацией частиц алмазного порошка АСМ 2/1 с размером частиц 1-2 мкм, при помощи преобразователей возбуждающих продольной акустическую волну с максимумом коэффициента передачи на частоте  $\sim 1$  МГц. Каждый образец суспензии получали путем добавления в глицерин объемом 20 мл определенного количества порошка и перемешивания на магнитной мешалке в течение 5 часов. Были исследованы суспензии с объемными долями частиц: 0, 0.325%, 0.65%, 1.3% и 2.6%. Для проведения исследований было изготовлено специальное устройство (Рис. 1.) позволяющее изменять расстояние между преобразователями с шагом 20 мкм.

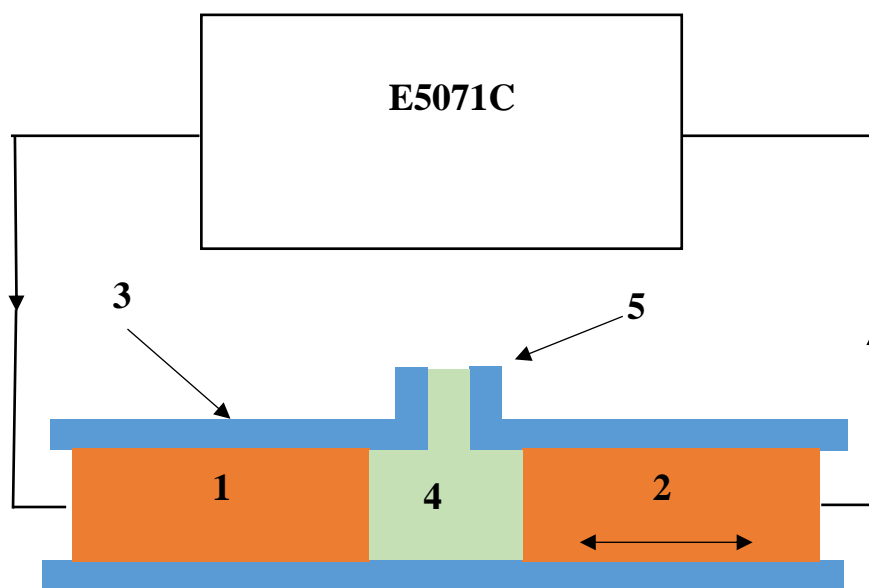


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для определения скорости и затухания упругой волны в суспензии: 1 – неподвижный возбуждающий электроакустический преобразователь, 2 – подвижный приемный электроакустический преобразователь, 3 – стеклянная труба с вертикальным штоцером, 4 – исследуемая суспензия, 5 – штоцер

Устройство, состояло из двух электроакустических преобразователей (1 и 2) продольной акустической волны с рабочей частотой  $\sim 1$  МГц. Преобразователи, имеющие цилиндрическую форму с диаметрами 32 мм и длиной 50 мм каждый,

герметично устанавливались в цилиндрическую стеклянную трубу 3 с внутренним диаметром 33 мм. В ходе всего эксперимента положение излучающего преобразователя 1 было фиксированным, а второй приемный преобразователь 2 перемещался при помощи специального прецизионного устройства в пределах 0 – 6 мм с точностью 5 мкм. Свободное пространство между внутренней поверхностью трубы 3 и преобразователями 1 и 2 было заполнено резиновыми уплотнительными кольцами. Преобразователи подключались к измерителю S – параметров E5071C (Agilent) в режиме измерения параметра  $S_{12}$ . Область пространства между преобразователями заполнялась исследуемой суспензией 4 через верхний штуцер 5, после чего для каждого фиксированного расстояния между преобразователями 1 и 2 измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса принимающего преобразователя. Полученные частотные зависимости для каждой суспензии были использованы для вычислений скорости продольной акустической волны, продольных модуля упругости и коэффициента вязкости которые приведены в таблице. Вычисление материальных констант осуществлялось по соответствующим аналитическим формулам.

Объемная доля частиц в суспензии, %	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	Скорость волны $V_{11}$ , м/с	Модуль упругости $C_{11} \times 10^9$ , Па	Коэф. вязкости $\eta_{11}$ , Па·с
0	1264	1972	5	3.5
0.325	1270	1856	4.4	4.7
0.65	1278	1917	4.7	5.8
1.3	1295	1906	4.7	7.6
2.6	1333	1921	5	12

В результате проведенной работы было установлено, что при добавлении частиц алмазного порошка в чистый глицерин скорость продольной волны и модуль упругости, для полученной суспензии уменьшаются, затем, с ростом объемной доли частиц алмазного порошка от 0.325 до 2.6% увеличиваются. Плотность и коэффициент вязкости исследуемых суспензий увеличиваются с ростом объемной доли алмазных частиц. Плотность полученных суспензий, в свою очередь, определялась экспериментально при помощи фиксированного объема и аналитических электронных весов. Многократные повторные измерения для каждого образца показали, что максимальное относительное отклонение от среднестатистического значения не превышает 2% для плотности, 2% для скорости продольной волны, 4% для продольного модуля упругости и 56% для коэффициента вязкости соответственно.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант №. №21-49-00062).*

#### Библиографический список

1. Ierapetritou M., Muzzio F., Reklaitis G. // AICHE J. 2016. Vol. 62. pp. 1846–1862.
2. Guliy O.I., Zaitsev B.D., Borodina I.A. // Appl. Microbiol. Biotechnol. 2020. Vol. 104. pp. 1283–1290.

## РАЗРАБОТКА МАКЕТОВ УСТРОЙСТВ НА ВОЛНАХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

**Б.В. Сергеева, И.С. Великанов, А.А. Андреев, В.Н. Гусятников**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

*имени Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: bsergeeva@bk.ru*

Устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) [1-7] могут выполнять в СВЧ диапазоне такие функции как усиление [8-9], преобразование частоты [9-11], смещение [12-15], фильтрация [16] и другие. При разработке функциональных устройств на ВПЗ в тонкопленочных полупроводниковых структурах (ТПС) с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) приходится решать вопросы конструирования низкочастотной схемы для подачи на ТПС постоянных питающих напряжений и СВЧ схемы для сопряжения структуры с волноведущими системами.

Были разработаны волноводно-копланарные переходы, обладающие малыми потерями [17] для сочленения с измерительными приборами в тракте сигнала (8-мм диапазон), представляющие собой отрезки прямоугольного и П-образного волноводов, плавный переход между которыми выполнен в виде клинообразного гребня, а также отрезки микрополосковой и копланарной линии, и плавный переход одной в другую, размещенный на одной диэлектрической подложке. Клинообразный гребень электрически соединен с токонесущим проводником копланарной линии, в месте их соединения выполнен фланец. Диэлектрическая подложка представляет собой многослойную структуру, причем суммарная эффективная диэлектрическая проницаемость нижних слоев в 3-5 раз меньше диэлектрической проницаемости верхнего слоя.

Переход от микрополосковой линии к копланарной представляет собой отрезок микрополосковой линии с плавно приближающейся к центральному проводнику боковой металлизацией, электрически соединенной с широкой стенкой волновода. Схема подачи постоянных напряжений и токов на ТПС, а также подвода и отвода от нее СВЧ колебаний была выполнена в виде единой платы. Низкочастотная часть содержит цепи подачи питания постоянных напряжений входного и выходного элемента связи, и постоянного напряжения анод-катод. Для подвода и отвода СВЧ сигналов от ТПС использованы отрезки копланарных линий передачи. Также необходимо учесть, что вектор электрического поля основной моды, распространяющейся в копланарной линии, параллелен поверхности СВЧ схемы, что хорошо коррелирует с поляризацией вектора электрического поля ВПЗ в полупроводниковой структуре. Волновое сопротивление всех отрезков копланарной линии в схеме было выбрано равным 50 Ом, что является общепринятым для устройств СВЧ.

Для использования стандартной измерительной СВЧ техники в тракте накачки (3-см диапазон) применялись переходы от копланарной линии к коаксиальной, которые вследствие симметрии в них поля легко сочленяются.

Топология схемы питания и схемы подвода СВЧ сигналов к ТПС разрабатываемых приборов приведены на рис. 1: 1 – заземленная металлизация платы, 2 – проводник входа СВЧ сигнала, 3 – проводник выхода СВЧ сигнала, 4 – проводник входа

накачки, 5 – проводник выхода накачки, 6 – проводники для подвода ТПС постоянных питающих напряжений. Схема выполнена с использованием технологии фотолитографии на металлизированной пластине поликора размером  $24 \times 30 \text{ мм}^2$  и толщиной 0,5 мм.

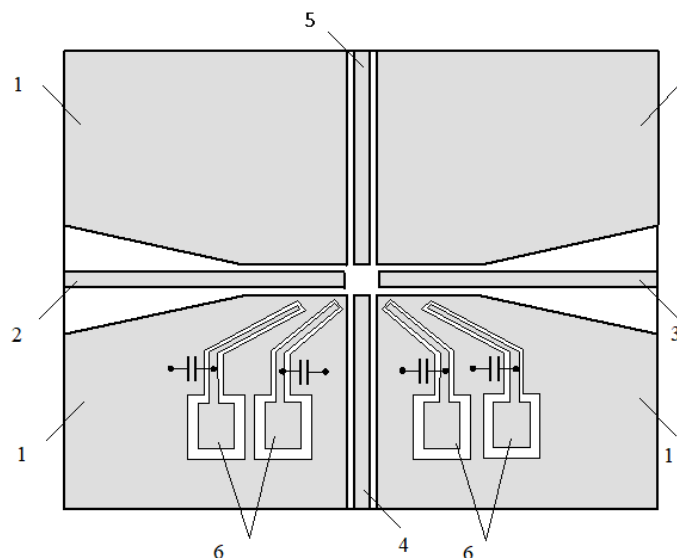


Рис. 1. Топология схемы питания и схемы подвода СВЧ сигналов к ТПС устройств  
*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-00603 А).*

#### Библиографический список

1. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 1995. Т. 38, № 10. С. 43.
2. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // ЖТФ. 1999. Т. 69, вып. 1. С. 128.
3. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 4. С. 70.
4. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 2. С. 102.
5. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Вопросы прикладной физики: Межвуз. науч. сб. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2009. Вып. 16. С. 38.
6. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14, № 1. С. 45-50.
7. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 4. С. 85.
8. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 1. С. 33.
9. Сергеев С.А. и др. // В мире научных открытий. 2010. № 4, Ч. 6. С. 49.
10. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, вып. 24. С. 75.
11. Mikhailov A.I., Sergeev S.A. // Technical Physics Letters. 1997. V. 23 (1-2). P. 1.
12. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Игнатьев Ю. М. Патент № 98116381/09. Оpubл. 20.09.99.
13. Mikhailov A.I., Sergeev S.A. // Technical Physics Letters. 1999. V. 25 (2). P. 162.
14. Михайлов А.И. и др. // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, № 2. С. 16.
15. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Игнатьев Ю.М. Свидетельство на полезную модель 9351 РФ. № 98117279/20; Заявлено 31.08.98.; Оpubл. 16.02.99.
16. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Горячев А.А., Митин И.В. // Электродинам. и техн. СВЧ и КВЧ. 1999. Т. 7, № 3 (24). С. 101.
17. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Патент 2081482 РФ. Волноводно-копланарный переход. № 94022119/09; Заявлено 16.06.94.; Оpubл. 10.06.97.



## ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННОЙ СВЯЗАННОСТИ КОНТУРОВ ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ ПАЦИЕНТОВ С ВИРУСНЫМИ ЗАБОЛЕВАНИЯМИ

**В.В. Сказкина<sup>1</sup>, Н.С. Красикова<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>*Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского  
E-mail: skazkinavv@yandex.ru*

Пандемия 2019 года привлекла внимание многих исследователей к изучению влияния вирусов на организм человека. Особенно актуальным стало изучение вируса SARS-CoV-2, приведшего к большому числу смертей с начала пандемии. Одними из важных целей изучения нового вируса является исследование способа проникновения в организм человека, его воздействия на различные органы и структуры, а также возможности создания эффективных и простых методов диагностики развития заболевания Covid-19 [1-4]. Подобные цели остаются актуальными и для других вирусных заболеваний, в том числе для вирусов гриппа.

Ранее в работах было показана связь нового вируса SARS-CoV-2 и компонента ренин-ангиотензивной системы – ACE2 белка, что влечет за собой тесную связь с вегетативной нервной системой организма [4]. Также в работах было показано взаимодействие между вегетативной нервной системой и состоянием сердечно-сосудистой системы человека [1-4].

Были предложены различные методы исследования состояния сердечно-сосудистой системы через анализ таких сигналов системы кровообращения, как сигнал электрокардиограммы и фотоплетизмограммы [5-6]. Классическими методами анализа считаются методы исследования спектральных свойств сигналов [5]. Однако при анализе биологических сигналов, демонстрирующих сложную нелинейную динамику, такие методы могут быть менее чувствительными. В качестве дополнения к ним все чаще используют методы анализа фазовой динамики [6].

Так в работе [7] было проведено исследование особенностей фазовой динамики и оценена фазовая синхронизация между контурами вегетативной нервной системы, контролирующими частоту сердечного ритма и тонуса артерий. Было показано понижение уровня степени синхронизации исследуемых систем в группе пациентов с установленным диагнозом Covid-19.

Настоящая работа ставит целью изучение направленной оценки взаимодействия контуров вегетативной регуляции системы кровообращения и изучения особенностей направления связей в группе пациентов с Covid-19 и контрольной группе здоровых испытуемых. Основным методом исследования является метод оценки направленной связи с помощью моделирования фазовой динамики низкочастотных сигналов сердечно-сосудистой системы [8]. В качестве оценки статистической значимости будет использован расчет аналитического уровня значимости с помощью формулы, представленной в работе [9].

Всего в выборке участвовало 20 испытуемых в возрасте от 25 до 50 лет. У каждого испытуемого была зарегистрирована электрокардиограмма и фотоплетизмограмма (ФПГ). Длительности записи составляла 20 минут. Записи у пациентов были записаны в больнице, после подтверждения диагноза Covid-19.

Далее сигналы были подвергнуты предварительной обработке: из сигнала электрокардиограммы был получен сигнал RR-интервалов, который вместе с ФПГ был профильтрован в низкочастотной полосе от 0.04-0.15 Гц (LF-диапазон, связанный преимущественно с активностью симпатической системы регуляции). Оценка фаз низкочастотных сигналов позволила смоделировать фазовую динамику и оценить силу и направление связи.

В группе пациентов с Covid-19 и контрольной группы здоровых пациентов не было выявлено статистически значимых различий в силе и направлении связанности контуров вегетативной регуляции системы кровообращения, оцененной с помощью метода моделирования фазовой динамики [8-9].

Вторым этапом работы было исследование пациентов с гриппом и здоровых испытуемых с помощью методов нелинейного анализа: оценка синхронизации контуров вегетативной регуляции системы кровообращения [6] и направленной связанности исследуемых систем [8-9]. В исследовании участвовали 10 человек в возрасте от 25 до 35 лет.

Среди двух групп пациентов и здоровых испытуемых не было выявлено значимых различий в степени связанности систем вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы.

В качестве дальнейшего развития исследования будет произведено увеличение выборки групп пациентов, а также будут использованы другие методы нелинейного анализа для получения лучших результатов при кластеризации групп больных и здоровых.

*Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ №20-38-90067.*

#### Библиографический список

1. *Del Rio R., Marcus N.J., Inestrosa N.C.* // *Frontiers in Physiology*. 2020. V. 11. P. 561749.
2. *Briguglio M., Porta M., Zuffada F., Bona A.R. et al.* // *Frontiers in Physiology*. 2020. V. 11. P. 571367.
3. *Fudim M., Qadri Y.J., Ghadimi K., MacLeod D.B., et al.* // *Journal of Cardiovascular Translational Research*. 2020. V. 13. P. 894–899.
4. *Zheng Y.Y., Ma Y.T., Zhang J.Y., Xie X.* // *Nat Rev Cardiol*. 2020. V. 17(5). P. 259-260.
5. *Task Force of the European Society of Cardiology and the North American Society of Pacing Electrophysiology* // *Circulation*. 1996. V. 93(5). P. 1043-1065.
6. *Karavaev A. S., Prokhorov M. D., Ponomarenko V. I., Kiselev A. R., et al.* // *Chaos*. 2009. V. 19. P. 033112.
7. *Skazkina V.V., Krasikova N.S., Borovkova E.I., Ishbulatov Yu.M., et al.* // *Russian Open Medical Journal*. 2021. V. 10. P. e0307.
8. *Rosenblum M.G., Pikovsky A.S.* // *Phys Rev E*. 2001. V. 64. P. 045202.
9. *Smirnov D., Bezruchko B.* // *Phys Rev E*. 2003. V. 68. P. 046209.

## ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ БОРОФЕНА, НИТРИДА ГАЛЛИЯ И ОКСИДА ЦИНКА ДЛЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

М.М. Слепченков, Д.А. Колосов, О.Е. Глухова

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

*E-mail: slepchekovm@mail.ru*

В последнее десятилетие внимание исследователей привлекает идея формирования из отдельных монослоев 2D-кристаллов вертикальных гетероструктур с заданными свойствами [1]. Благодаря тому, что 2D-кристаллы в таких слоистых структурах связаны лишь слабыми силами Ван-дер-Ваальса, появляется возможность сочетать внутри вертикальной гетероструктуры атомарно тонкие мембраны с различиями в параметрах решетки и даже с совершенно разными плоскостными кристаллическими структурами [2]. Большое разнообразие создаваемых ван-дер-ваальсовых гетероструктур, содержащих 2D-монослои разных типов проводимости, открывает пути для разработки новых электронных, оптоэлектронных и спинтронных устройств с требуемыми функциями и характеристиками [3].

В данной работе рассматриваются две новых конфигурации гетероструктур: борофен/нитрид галлия (GaN) и борофен/оксид цинка (ZnO). Близкое совпадение параметров решетки борофена и GaN (расхождение  $\sim 1\%$ ), а также борофена и ZnO (расхождение  $\sim 1\%$ ) позволило сформировать слоистые гетероструктуры с минимальными механическими напряжениями в плоскости структуры. Значения векторов трансляции равновесной конфигурации суперъячейки гетероструктуры борофен/GaN составили  $L_x=3.35 \text{ \AA}$  и  $L_y=6.10 \text{ \AA}$  (рис. 1, а), для гетероструктуры борофен/ZnO  $L_x=3.28 \text{ \AA}$  и  $L_y=5.83 \text{ \AA}$  (рис. 1, б). Расстояние между слоями борофена и GaN по оси Z составило  $2.91 \text{ \AA}$ , между слоями борофена и ZnO –  $2.51 \text{ \AA}$ .

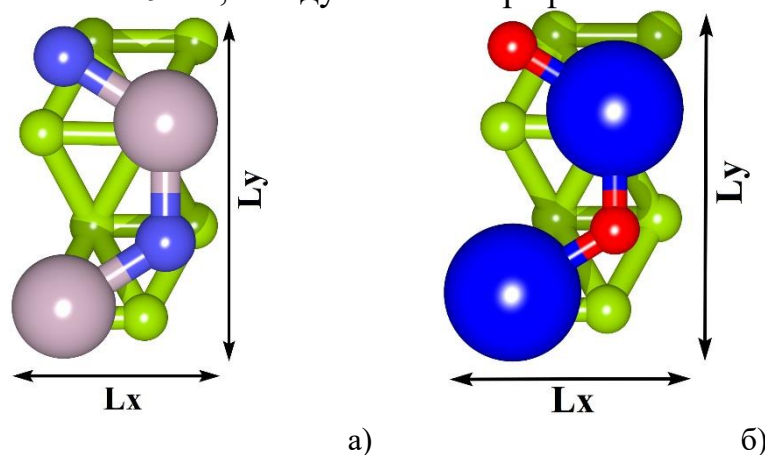


Рис. 1. Равновесные конфигурации суперъячеек ван-дер-ваальсовых гетероструктур борофен/GaN (а) и борофен/ZnO (б).

Поиск равновесной конфигурации суперъячейки проводился путем минимизации полной энергии структуры по координатам всех атомов суперъячейки методом функционала плотности (DFT) с использованием схемы коррекции Гримма [4] для учета сил Ван-дер-Ваальса между слоями в программном пакете Siesta 4.1.5 [5].

Для каждой из гетероструктур проведены расчеты энергии связи. В случае структуры борофен/GaN она составляет  $-50$  мэВ/атом, в случае структуры борофен/ZnO  $\sim -80$  мэВ/атом. Отрицательная величина энергии связи свидетельствует о том, что структуры являются стабильными по энергии, а значит, могут быть реализованы на практике.

Для построенных суперъячеек ван-дер-ваальсовых гетероструктур проведены расчеты зонной структуры, а также построены распределения полной плотности электронных состояний (DOS) и парциальной плотности электронных состояний (PDOS). Для гетероструктуры борофен/GaN наиболее интенсивный максимум DOS вблизи уровня энергии  $-0.6$  эВ обусловлен вкладом незаполненных 2p-состояний атомов азота (рис. 2, а). В свою очередь, дно зоны проводимости сформировано незаполненными 2p-состояниями атомов бора (рис. 2, а). Для гетероструктуры борофен/ZnO наивысший пик DOS вблизи уровня энергии  $-0.75$  эВ обусловлен вкладом незаполненных 2p-состояний атомов кислорода (рис. 2, б). Дно зоны проводимости сформировано незаполненными 2p-состояниями атомов бора (рис. 2, б). Таким образом, можно заключить, что ведущую роль в определении проводимости гетероструктур борофен/GaN и борофен/ZnO играет именно борофен.

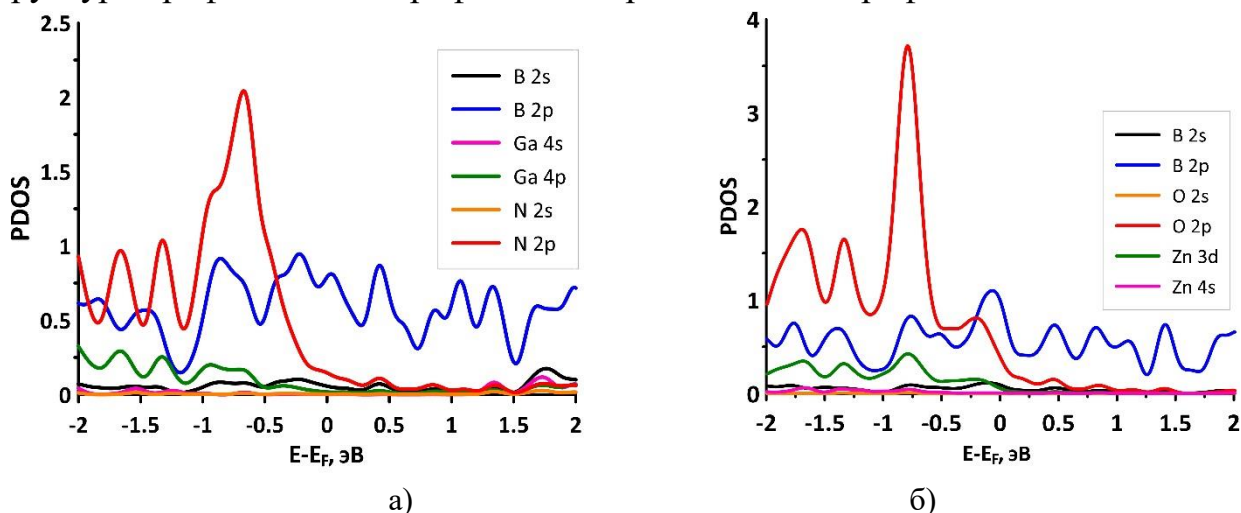


Рис. 2. Парциальный DOS ван-дер-ваальсовых гетероструктур борофен/GaN (а) и борофен/ZnO (б).

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-00082.*

#### Библиографический список

1. Novoselov K.S., Mishchenko A., Carvalho A., Castro Neto A.H. // Science. 2016. V. 353. Pp. aac9439–6298.
2. Liu Y., Weiss N.O., Duan X., Cheng H.-C. et al. // Nat. Rev. Mater. 2016. V. 1. P. 16042.
3. Liang S., Cheng B., Cui X., Miao F. // Adv. Mater. 2019. V. 32. P. 1903800.
4. Grimme S. // J. Comput. Chem. 2006. V. 27. Pp. 1787–1799.
5. Soler J.M., Artacho E., Gale J.D., García A. et al. // J. Phys.: Condens. Matt. 2002. V. 14. Pp. 2745–2779.

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ГИБРИДНЫХ ГРАФЕН-НАНОТРУБНЫХ ПЛЕНОК ОСТРОВКОВОГО ТИПА В УСТРОЙСТВАХ РАСТЯЖИМОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

М.М. Слепченков, П.В. Барков, Д.А. Колосов, О.Е. Глухова

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

*им. Н.Г. Чернышевского*

*E-mail: slepchekovm@mail.ru*

В настоящее время, стремительно развивающейся областью современной электроники является гибкая и растяжимая электроника [1]. Ключевым компонентом в разработке многих устройств гибкой и растяжимой электроники является тонкопленочный электрод. Основными требованиями, предъявляемыми к материалам при изготовлении тонкопленочных электродов, являются высокая механическая гибкость и растяжимость, превосходная электропроводность, а также сохранение структурной целостности электрода при повторяющихся деформациях. Перспективными кандидатами для изготовления электродов являются углеродные материалы, обладающие многими совокупными преимуществами, в том числе высокой электропроводностью, гибкостью, химической и термической стабильности, возможность массового производства [2,3].

В данной работе методами *in silico* проводится исследование влияния деформации растяжения на электрофизические свойства гибридных графен-нанотрубных пленок. Гибридные пленки представляют собой композитные структуры, образованные бислойной графеном с конфигурацией слоев АВ и горизонтально ориентированными хиральными одностенными углеродными нанотрубками (ОУНТ) диаметром 1.2 нм (рис. 1). При этом бислойный графен располагается над нанотрубкой, формируя в составе композитной структуры так называемые «островки» повышенной плотности углерода, отвечающие известным экспериментальным данным по синтезу графен-нанотрубных композитов [4]. Расчет атомной структуры гибридных пленок графен/ОУНТ проводился с использованием метода SCC-DFTB [5], реализованного в программном пакете открытого доступа DFTB+ [6].

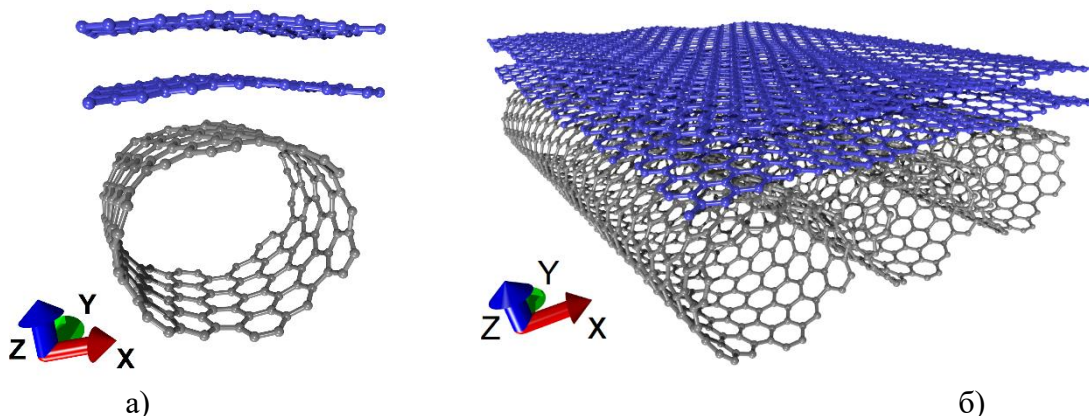


Рис. 1. Атомная структура гибридных графен-нанотрубных пленок островкового типа:  
а) суперъчейка; б) протяженный фрагмент.

В состав суперъчейки каждой из моделей входили фрагменты бислойного графена в форме нанолента типа zigzag. Ширина графеновой наноленты составляла

0.5 нм (2 гексагона) для первой модели (модель V1), 0.71 нм (3 гексагона) для второй модели (модель V2) и 0.92 нм (4 гексагона) для третьей модели (модель V3). Слои бислойного графена были смещены друг относительно друга в направлении края armchair (вдоль оси Y): для модели V1 сдвиг составлял 0.48 нм, для модели V2 – 0.27 нм, для модели V3 – 0.06 нм. В качестве деформации было выбрано растяжение вдоль оси X, т.е. вдоль края zigzag бислойного графена.

В ходе исследования длины векторов трансляции суперъячеек последовательно увеличивались на 1% на каждом шаге деформации, после чего проводилась реоптимизация атомной структуры с целью нахождения новой устойчивой по энергии конфигурации. Установлено, что для исследуемых топологических моделей почти во всем рассматриваемом интервале растяжений (1-10%) наблюдается картина упругой деформации. Исключение составляет модель V1, для которой при 10% растяжении выявлено наличие фазового перехода структуры, сопровождающего трансформацией плоской конфигурации бислойного графена в волнообразную. В этого перехода происходит резкий скачок сопротивления  $R_x$  (вдоль графеновых слоев), которое возрастает в 30 раз. При этом величина сопротивления  $R_y$  (вдоль оси нанотрубки) увеличивается лишь на  $\sim 3.5$  кОм. Наименее чувствительным к растяжению в рассматриваемом интервале деформации оказалось сопротивление модели V2, причем для обоих направлений токопереноса. При 10% растяжении значения  $R_x$  и  $R_y$  снижаются всего на 0.2 кОм по сравнению с сопротивлением недеформированной структуры. Для модели V3 четко прослеживается улучшение электропроводящих свойств с ростом деформации. При растяжении на 5% величина сопротивления  $R_x$  для этой модели снижается вдвое по сравнению с сопротивлением недеформированной структуры, а при 10% растяжении примерно в 4 раза. Сопротивление  $R_y$  также уменьшается с ростом деформации и становится вдвое меньше по сравнению с  $R_y$  недеформированной структурой при 10% растяжении. На основе полученных результатов можно сделать предварительный вывод о возможных перспективах применения гибридных пленок/ОУНТ (12,6) в качестве материала для создания гибких электродов суперконденсаторов и батарей.

*Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (проект МК-2289.2021.1.2).*

#### Библиографический список

1. Wu W. // Sci. Technol. Adv. Mater. 2019. V. 20. Pp. 187–224.
2. Wang C., Xia K., Wang H., Liang X. et al. // Adv. Mater. 2019. V. 31. P. 1801072.
3. Wu Z., Wang Y., Liu X., Lv C. et al. // Adv. Mater. 2019. V. 31. P. 1800716.
4. Kuang J., Dai Z., Liu L., Yang Z. et al. // Nanoscale. 2015. V. 7. Pp. 9252–9260.
5. Elstner M., Seifert G. // Phil. Trans. R. Soc. A. 2014. V. 372. P. 20120483.
6. Hourahine B., Aradi B., Blum V., Bonafé F. et al. // J. Chem. Phys. 2020. V. 152. P. 124101.

## ШИРОКОПОЛОСНАЯ ФРАКТАЛЬНАЯ РЕКТЕННА ДЛЯ СИСТЕМ СБОРА И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФОНОВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

**А.В. Смирнов, Н.А. Агейкин, И.А. Горбачев, А.С. Фионов**

*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

*E-mail: andre-smirnov-v@yandex.ru*

В настоящее время активно развивается технология беспроводных сенсорных систем. Такая система представляет из себя совокупность датчиков различных физических величин, связанных общей информационной сетью и снабженных автономной системой питания [1]. Источниками энергии автономных датчиков могут выступать фотогальванические и пьезоэлектрические преобразователи, ветрогенераторы и т.д. [2] Одним из перспективных источников энергии является электромагнитное фоновое излучение. Благодаря активному технологическому прогрессу в современном мегаполисе существует огромное количество его источников. Для сбора фоновой ЭМ энергии можно создавать узкополосные (с определенной частотой) или широкополосные приемные антенны. Первый случай больше подходит для построения систем беспроводной передачи энергии, а второй хорошо подходит для случая сбора энергии идет с множества маломощных фоновых источников ЭМ излучения. Использование фрактальной геометрии позволяет увеличить и расширить полосу поглощения при этом существенно уменьшить её геометрические параметры. [3,4] Целью работы было стало создание широкополосной антенны на основе геометрического фрактала «Дракон Хартера-Хейтуэя» 10 итерации.

Для создания образца антенны использовался фольгированный диэлектрик ФЛАН-М толщиной 1 мм. Размер одного элемента 55x70 мм. Процесс фотолитографии проводился при помощи настольной центрифуги Sawatec SM-180-BT (Швейцария) и безмасочной фотолитографической установки Smart Print (Microlight 3D, Франция). На рисунке 1 (а, б) представлены электронный фотошаблон и изображения изготовленной антенны. На рисунке 1 (в) представлена собранная антенна. Для крепления трех пластин с фрактальными структурами и разъема подключения создавалась пластиковая основа. Для этого использовался фотополимерный 3D принтер Anycubic Photon S. Приемные элементы расположены под углом 60° друг относительно друга. SMA разъем подключения располагается в нижней части антенны. Измерение  $S_{11}$  - параметров созданной ректенны осуществлялось с помощью векторного анализатора цепей Anritsu VectorStar MS4644A (Япония). Измерения проводились в тракте К-типа, диапазон частот 1-40 ГГц, волновое сопротивление 50 Ом. На рисунке 1 (г) представлен график частотной зависимости коэффициента  $S_{11}$ . Из графика видно, что созданный образец является широкополосным, многодиапазонным и имеет широкие перспективы применения в качестве приемной антенны в системах микроэнергетики распределенных сенсорных сетей и микроробототехники.

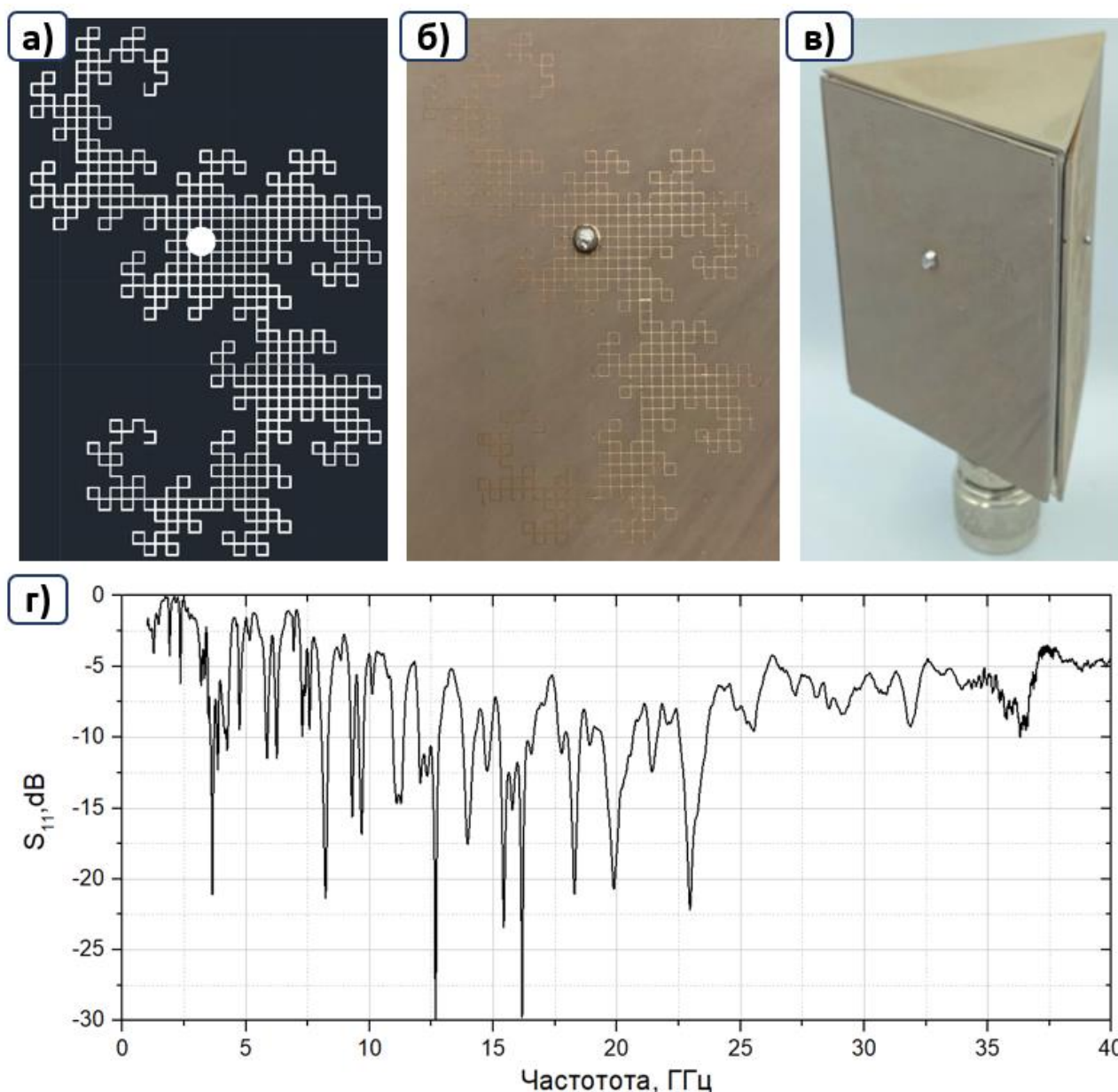


Рис. 1. Фотошаблон (а), изображение одной из сторон антенны (б), антенна в сборе (в), частотная зависимость  $S_{11}$  параметров (г).

*Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ Государственное задание ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК-1587.2022.4).*

#### Библиографический список

1. Колесов В.В., Решетилов А.Н. // Радиотехника. 2015. № 8. С. 66-72.
2. De Souza R., Casisi M., Micheli D., Reini, M. // Energies. 2021. Т. 14. (17). С. 5338.
3. Смирнов А.В., Горбачев И.А., Горбунова А.В. // Радиотехника. 2020. Т.12. (3). С. 313-318.
4. Vakytbekov A. et al. // Nano Energy. 2018. Т. 53. С. 587-595.
5. Смирнов А.В., Фионов А.С., Горбачев И.А. // Радиотехника. 2021. Т. 13. (4). С. 427-434.



**ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫЕ ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА ОЛОВА, АКТИВИРОВАННОГО УФ-ИЗЛУЧЕНИЕМ****М.А. Соломатин<sup>1,2</sup>, А.С. Варезников<sup>2</sup>, Н.М. Ушаков<sup>1,3</sup>, В.В. Сысоев<sup>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: maksim.a.solomatin@gmail.com*

В связи с увеличением загрязнения окружающего воздуха, вызванного бытовыми и производственными отходами, возрастает потребность человечества в портативных устройствах, способных с высокой точностью осуществлять мониторинг окружающей среды при относительно малых временных затратах и с пониженным энергопотреблением [1]. Для решения данных задач активно применяются газовые сенсоры на основе полупроводниковых газочувствительных материалов, которые отличаются высокой чувствительностью при нагреве до 300-400 °С. Недавние исследования показывают, что возможна альтернативная активация путем воздействия ультрафиолетового излучения на материал [2], что особенно важно при применении устройств на основе данных материалов, например, при контроле утечки свалочного газа с полигонов вблизи жилых пригородных районов [3].

В данной работе был изготовлен газовый сенсор хеморезистивного типа на основе диоксида олова путем его нанесения на поверхность функциональной кремниевой подложки с набором измерительных электродов. Электрические и газочувствительные характеристики были исследованы при комнатной температуре при облучении слоя SnO<sub>2</sub> светодиодом с длиной волны, равной 365 нм, электрическая мощность составляла ~1 Вт. Из Рисунка 1а видно, что вольт-амперная характеристика слоя SnO<sub>2</sub>, полученная в атмосфере воздуха, является линейной, что подтверждает омический контакт газочувствительного слоя с измерительными электродами подложки. На Рисунке 1б показана зависимость сопротивления газового сенсора на основе диоксида олова от времени при воздействии паров этанола в смеси с сухим воздухом в концентрациях от 0,1 ppm до 5 ppm при УФ-облучении при комнатной температуре. Сопротивление обратимо уменьшается при воздействии молекул этанола, что соответствует хеморезистивному эффекту в полупроводниках n-типа. Из зависимости хеморезистивного отклика от концентрации этанола, а также других спиртов, представленной на Рисунке 1в, видно, что величина хеморезистивного отклика увеличивается с увеличением концентрации. Данная зависимость следует изотерме Фрейндлиха. Распознавательная способность (селективность) диоксида олова, активированного УФ-излучением, была изучена путем формирования мультисенсорной системы, составленной из набора газовых сенсоров, с пространственно-неоднородным слоем диоксида олова, сформированным посредством лазерной обработки исходного материала. Результаты обработки векторного сигнала данной системы методом линейного дискриминантного анализа показаны на Рисунке 1г. Кластеры, соответствующие различным классам (спирты, кетоны), не пересекаются между собой как в случае осушенного воздуха, так и в случае воздуха с относительной влажностью, составляющей 30 %.

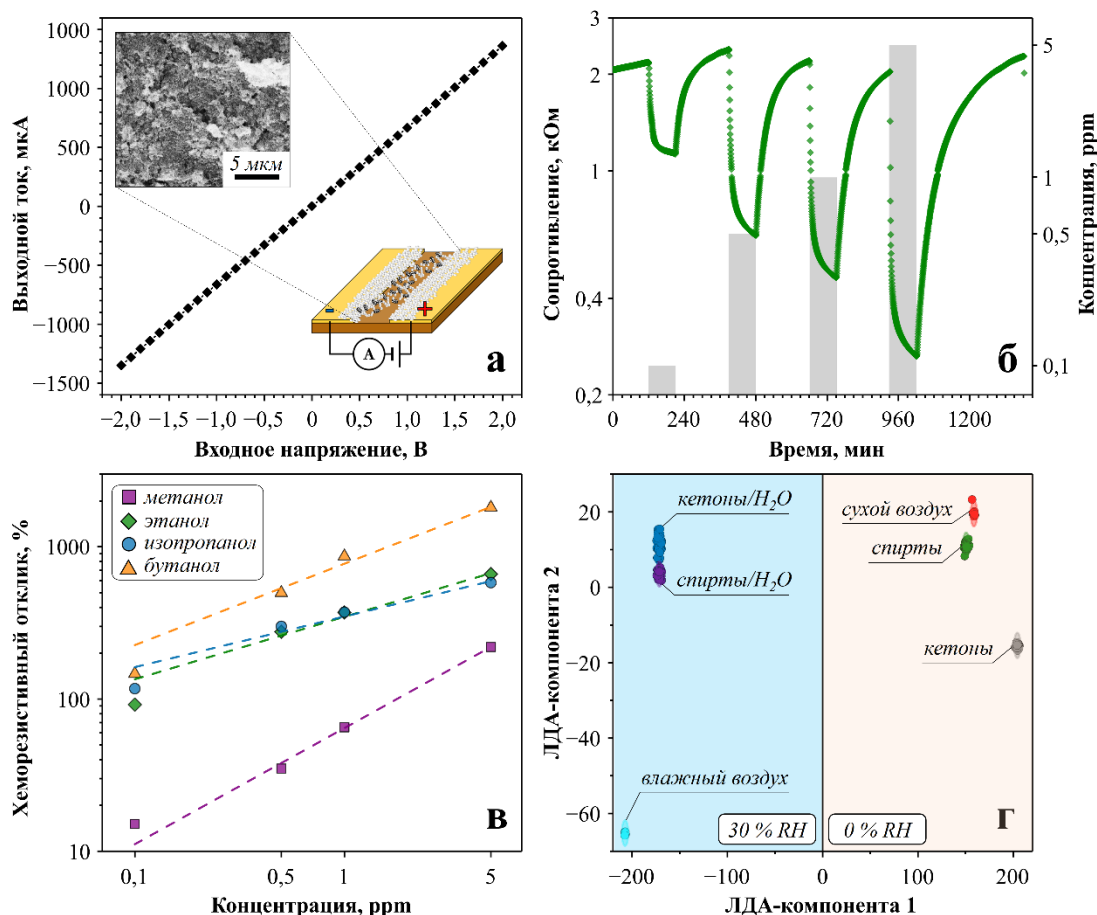


Рисунок 1. (а) Вольтамперная характеристика газового сенсора на основе диоксида олова, вставки: сверху – СЭМ-изображение газочувствительного слоя, снизу – упрощенная схема хеморезистора; (б) зависимость сопротивления газового сенсора на основе диоксида олова при воздействии паров этанола в смеси с сухим воздухом при комнатной температуре при воздействии УФ-излучения; (в) зависимость хеморезистивного отклика газового сенсора на основе диоксида олова на пары различных спиртов в смеси с сухим воздухом от концентрации; (г) результаты линейного дискриминантного анализа векторного сигнала мультисенсорной системы на основе диоксида олова при воздействии различных спиртов и кетонов в смеси с воздухом при различной влажности

*Работа выполнена при поддержке стипендии Президента РФ (СП-2391.2022.1). Авторы выражают благодарность д-ру М. Радовичу (Нови-Садский университет, Сербия) за содействие в изготовлении чипа и к.т.н. Костину К.Б. (СГТУ имени Гагарина Ю.А.) за СЭМ-изображения.*

#### Библиографический список

1. Artificial Olfaction in the 21st Century / J. A. Covington et al // IEEE Sensors Journal. – 2021. – V. 11. – I. 11. – P. 12969 – 12990.
2. The UV Effect on the Chemiresistive Response of ZnO Nanostructures to Isopropanol and Benzene at PPM Concentrations in Mixture with Dry and Wet Air / M. A. Solomatin et al // Chemosensors – 2021. – V. 9. – P. 181.
3. The calibration and deployment of a low-cost methane sensor / S.N. Riddick et al // Atmospheric Environment. – 2020. – V. 230. – P. 117440.

## УВЕЛИЧЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НАНОМЕХАНИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ МАСС НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОВИСКЕРОВ

Н.А. Соломонов<sup>1,2</sup>, А.М. Можаров<sup>1</sup>, Ю.Г. Бердников<sup>1,3</sup>,  
К.Н. Новикова<sup>1,2</sup>, И.В. Надоян<sup>1,2</sup>, Школдин<sup>1-3</sup>, И.С. Мухин<sup>1-3</sup>

<sup>1</sup>СПбАУ РАН им. Ж.И.Алферова

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого

<sup>3</sup>Университет ИТМО

E-mail: solomonov.nik@gmail.com

Современные подходы к измерениям массы одиночных нанообъектов с помощью наноэлектромеханических систем (НЭМС) основаны на прецизионных исследованиях амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) и детектировании сдвига резонансной частоты при закреплении нанообъекта на основном чувствительном элементе детектора – наномеханическом резонаторе (НМР). Перспективными НМР для детектирования масс нанообъектов в диапазоне от 1 до 100 фг являются аморфные углеродные нановискеры (УНВ), обладающие малой собственной массой на уровне нескольких сотен фемтограмм, высокой добротностью ( $Q > 100$ ) и резонансными частотами в диапазоне 1-10 МГц в сочетании с относительной простотой изготовления УНВ практически любой геометрической формы непосредственно в камере сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) и возможностью in-situ измерений путем визуализации колебаний [1].

Метод визуализации колебаний в СЭМ также позволяет отслеживать изменения формы колебаний резонатора, что легло в основу предлагаемой методики детектирования масс – отслеживание сдвигов стационарных точек формы колебаний на высших гармониках (узловая методика) (рис.1, б) [2]. Данная методика не требует сложных и длительных исследований АЧХ, что уменьшает общее время измерения массы и уменьшает ошибку, связанную с дрейфом параметров резонатора со временем из-за осаждения паразитной массы при визуализации под электронным пучком в СЭМ.

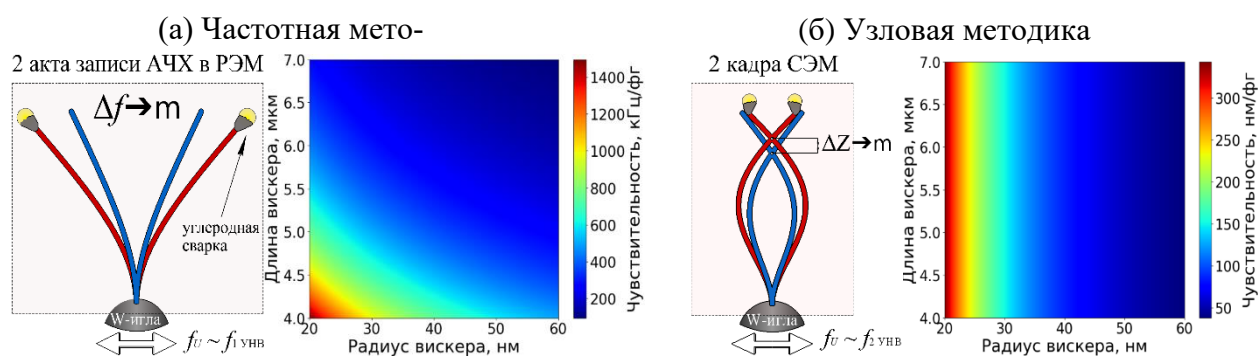


Рис. 1. Односегментный вискер, схемы измерений и карты чувствительности методик: (а) на первом резонансе (частотная методика); (б) на втором резонансе (узловая методика)

В данной работе теоретически рассматриваются механические колебания односегментных (рис.1) и двухсегментных (связанных) УНВ (рис.2). Моделирование колебаний было проведено в рамках простой модели тонкого упругого стержня Эйлера-Бернулли с потерями, введенными по модели вязкоупругого тела Кельвина-

Фойгта (К-Ф). Материальные параметры вискеров для моделирования были определены экспериментально и составили:  $\rho = 2200 \text{ кг/м}^3$ ,  $E = 8.5 \pm 1.8 \text{ ГПа}$ , коэффициент вязкости по модели К-Ф  $\alpha = 0.5 \pm 0.3 \text{ нс}$  [3, 4].

При моделировании связанного двухсегментного резонатора получены формы колебаний, АЧХ и цветовые карты чувствительности (абсолютной и относительно односегментной геометрии) узловой методики в зависимости от отношений длин ( $l$ ) и радиусов сегментов составной системы ( $r = 20\text{-}200 \text{ нм}$ ) (рис.2 в-г). Расчёты показывают (рис.2, в) что при некоторых оптимальных соотношениях геометрий сегментов двухсегментного УВН наблюдается до трехкратного повышения чувствительности относительно односегментной геометрии за счёт эффективной связи между сегментами и возникновения механических резонансов Фано. На картах чувствительности (рис. 2 в-г) можно наблюдать как минимум две полосы усиления: нижняя широкая Фано линия (LB, до 2.5x усиления), обусловленная связью первого резонанса тонкого верхнего сегмента со вторым резонансом нижнего и верхняя Фано линия (UB,  $\sim 3x$ ) за счёт связи первого рез. верхнего и третьего рез. нижнего сегментов.

В данной работе предлагается использовать связанную систему вискеров с геометрическими параметрами, соответствующими одной из линий усиления Фано, в качестве основы НЭМС масс детекторов повышенной чувствительности, работающих в режиме отслеживания стационарной точки в верхнем сегменте. Численные расчёты абсолютных чувствительностей к добавленной массе показывают возможность повышения чувствительности изменения положения узла к измеряемой массе до  $1000 \text{ нм/фг}$  с соответствующим понижением порога детектируемых масс до уровня в  $0.02 \text{ фг}$  при общей длине УВН  $L = 8 \text{ мкм}$  и относительной длине сегментов  $l = 0.85$ .

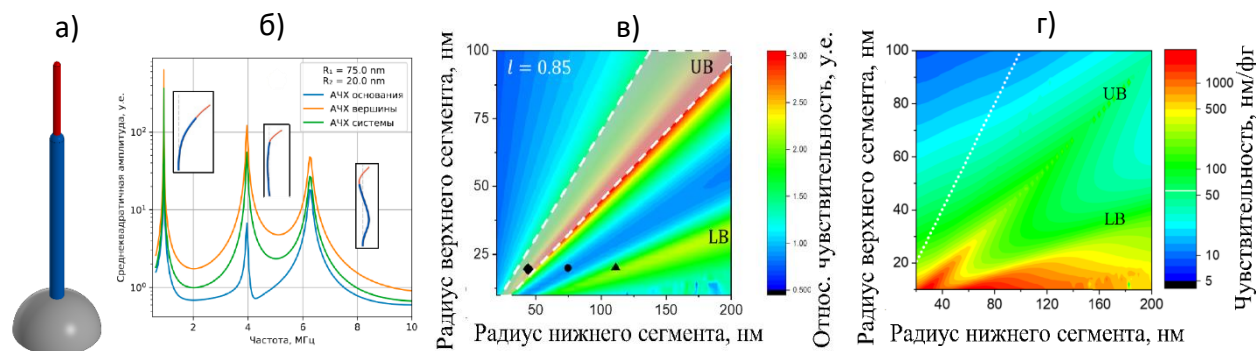


Рис. 2. Двухсегментный вискер: а) модель; б) АЧХ составного УВН, в окнах формы колебаний на соответствующих резонансах системы; в) цветовая карта чувствительности относительно односегментной геометрии; г) цветовая карта абсолютной чувствительности

*Работа выполнена в рамках Президентского гранта МД-1862.2022.1.2.*

#### Библиографический список

1. Lukashenko S. Y. et al. // physica status solidi. 2018. V. 215. P. 1800046.
2. Solomonov, N. A., Novikova, K. N., Nadoyan, I. V., et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021 V. 2086. P. 012026
3. Lukashenko S. Y. et al. // physica status solidi. 2016. V. 213 №.9. P. 2375-2379.
4. Mozharov A.M., Berdnikov Y.S., Solomonov N.A. et al. // ACS Applied Nano Materials. 2021. V.4 №.11. P. 11989-11996

**ОПТИЧЕСКИЕ СИЛЫ В НАНОФОТОНИКЕ****С.В. Сухов<sup>1</sup>, А.С. Шалин<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>Ульяновский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН<sup>2</sup>Рижский технический университет

E-mail: ssukhov@ulireran.ru

Оптические силы интенсивно изучаются в течение последних десятилетий в связи с возможностью их использования для манипуляции наноструктурами и биомолекулами. Новые оптомеханические эффекты, такие как силы спин-орбитального взаимодействия, лучи притяжения, силы фотофореза, броуновские силы, открывают дополнительные возможности для манипулирования наночастицами. Оптические силы перспективны для самосборки микро- и наноструктур в функциональные оптоэлектронные устройства. В серии работ мы исследовали ряд эффектов, создаваемых оптическими силами в нанофотонных структурах, и продемонстрировали многообразие оптомеханических эффектов.

Сила  $\mathbf{F}$ , действующая на нано-частицы, определяется следующей формулой [1]:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \sum_{j=x,y,z} \alpha E_j \nabla E_j^* \right), \quad (11)$$

где  $\alpha$  – поляризуемость частицы,  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля. Как следует из выражения (1), эффективность воздействия электромагнитного излучения на объекты с нанометровыми размерами можно усилить путем увеличения поляризуемости нанообъекта или путем усиления локального поля.

Усиления локального поля, а, следовательно, и оптических сил, можно добиться за счет плазмонных резонансов. В наших работах [2, 3] мы предсказали ускорение наночастиц в V-образной металлизированной канавке за счет плазмонных резонансов. В работе [4] мы предсказали появление оптической силы притяжения для частицы, находящейся вблизи плазмонной поверхности (рис. 1). Возникновению силы притяжения способствуют два фактора: 1) интерференция падающей и отраженной волн создает вращающийся дипольный момент; 2) вращающийся диполь возбуждает асимметрично распространяющуюся поверхностную плазмон-поляритонную (ППП) волну с большим волновым импульсом. Закон сохранения импульса приводит к появлению силы, действующей в направлении обратном распространению падающей волны.

Особенности поведения поля внутри метаматериалов создают гибкую платформу для контроля распространения света на наномасштабах и создания нового типа оптического манипулирования. Мы исследовали оптические силы, действующие на наночастицу, помещенную внутри гиперболического метаматериала [5]. Было показано, что возбуждаемые в гиперболическом материале локализованные необыкновенные моды поля притягивают нанообъект к источнику света.

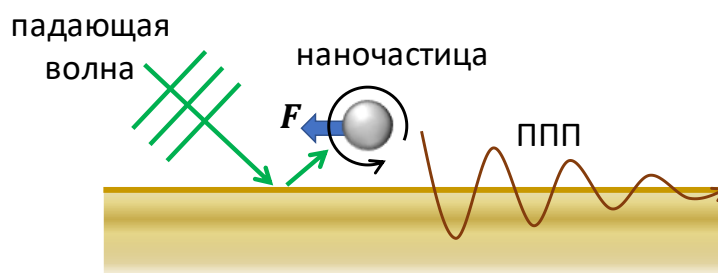


Рис. 1. Схема возникновения отрицательных оптических сил при возбуждении поверхностной плазмон-поляритонной (ППП) волны на металлической поверхности.

Другой тип метаматериалов – левые среды. Распространение волнового фронта и потока энергии в этих материалах противоположно. Эта особенность вызывает научные дебаты по поводу направления и величины оптических сил, действующих на частицы, помещенные внутри левых сред. Мы исследовали оптические силы в фотонных кристаллах, имитирующих свойства левых сред [6], и показали, что отрицательные оптические силы в подобных нанoфотонных структурах не наблюдаются.

Усилить воздействие света на нанообъекты можно и путем их агрегации: сечение рассеяния, а значит, и поляризуемость ансамбля наночастиц намного больше поляризуемости отдельной частицы. Одним из эффектов, способствующих такой агрегации, является оптическое связывание – формирование упорядоченных структур за счет оптических сил, возникающих из-за многократного перерассеяния излучения между несколькими нанообъектами. Мы показали, что оптическое связывание может быть усилено поверхностными плазмон-поляритонами [7]. Для связанных частиц вблизи плазмонной поверхности их взаимное расстояние определяется не волновым вектором внешней волны, а ППП волной. Этот эффект позволяет создавать структуры с субволновыми размерами.

В данной работе проведен обзор поведения оптических сил в различных нанoфотонных структурах. Присутствие метаматериалов или плазмонных поверхностей позволяет изменять поведение оптических сил и создавать самоорганизованные структуры с субволновыми размерами.

#### Библиографический список

1. Gordon J. P. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8(1). P.14
2. Shalin A. S., Sukhov S. V. // Plasmonics. 2013. V. 8(2). Pp.625-629.
3. Шалин А.С. Сухов С.В. // Квант. Электрон. 2012. Т. 42(4). Сс. 355-360.
4. Petrov M.I., Sukhov S.V., Bogdanov A.A. et al. // Laser Photonics Rev. 2016. V. 10(1), Pp.116-122.
5. Shalin A.S., Sukhov S.V., Bogdanov A.A. et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 91(6). P. 063830.
6. Ang A.S., Sukhov S.V., Dogariu, A. et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7(1). Pp.1-8.
7. Kostina N., Petrov M., Ivinskaya A. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99(12). P. 125416.

**РЕАЛИЗАЦИЯ СХЕМЫ ТАЛАМОКОРТИКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ  
МОЗГА НА РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ НЕЙРОНАХ С  
АППРОКСИМАЦИЕЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ФУНКЦИИ ДИОДАМИ  
Л.В. Такашвили<sup>1</sup>, В.И. Пономаренко<sup>2,1</sup>, И.В. Сысоев<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup>*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН  
E-mail: nar7187@yandex.ru*

Моделирование активности мозга с использованием радиотехнических (как правило, полупроводниковых) моделей нейронов — важный промежуточный шаг между математическими и биологическими моделями, позволяющий в частности учесть неидеальность и нестационарность элементов и связей между ними (аксонов), а также смоделировать измерения ближе к тому, как это имеется в натурном эксперименте. В рамках данной работы нашей задачей было построить упрощённую модель таламокортикальной системы мозга.

При выборе типов клеток, включенных в модель, мы следовали ранее сформулированным в [1,2] принципам: кортикальный интернейрон — IN (1 элемент), пирамидальный нейрон — PY (4 элемента), таламокортикальные клетки — TC (4 элемента), ретикулярные клетки таламуса — RE (4 элемента), и нейрон внешнего входа (тройничный нерв) — NT (1 элемент). Конкретная матрица связей была взята из работы [3], где построение модели таламокортикальной системы производилось на основе нейронов типа ФитцХью-Нагумо, разработанных в [4], для аппроксимации кубической нелинейной функции в которых использовалась комбинация из двух аналоговых умножителей и нескольких операционных усилителей. Такая схема хорошо воспроизводит математическую функцию, но дорога в производстве и поэтому малоприменима для масштабирования построенной схемы.

В данной работе для построения таламокортикальной системы была использована модель нейрона ФитцХью-Нагумо с аппроксимацией нелинейности диодами, предложенная в [5]. Эта модель хуже аппроксимирует кубическую функцию и требует дополнительной настройки при изменении типа диодов в схеме, однако она гораздо проще по элементной базе и поэтому может быть использована для разработки сетей из нескольких десятков элементов. Модель [5] была воспроизведена, для чего потребовалось подобрать номиналы ряда элементов, не указанных в работе, а затем для неё были разработаны модификации, включающие возбуждающие (для нейронов PY, NT и TC типов) и тормозящие (для нейронов RE и IN типов) синапсы. Модель нейронов типа PY/TC представлена на рис. 1.

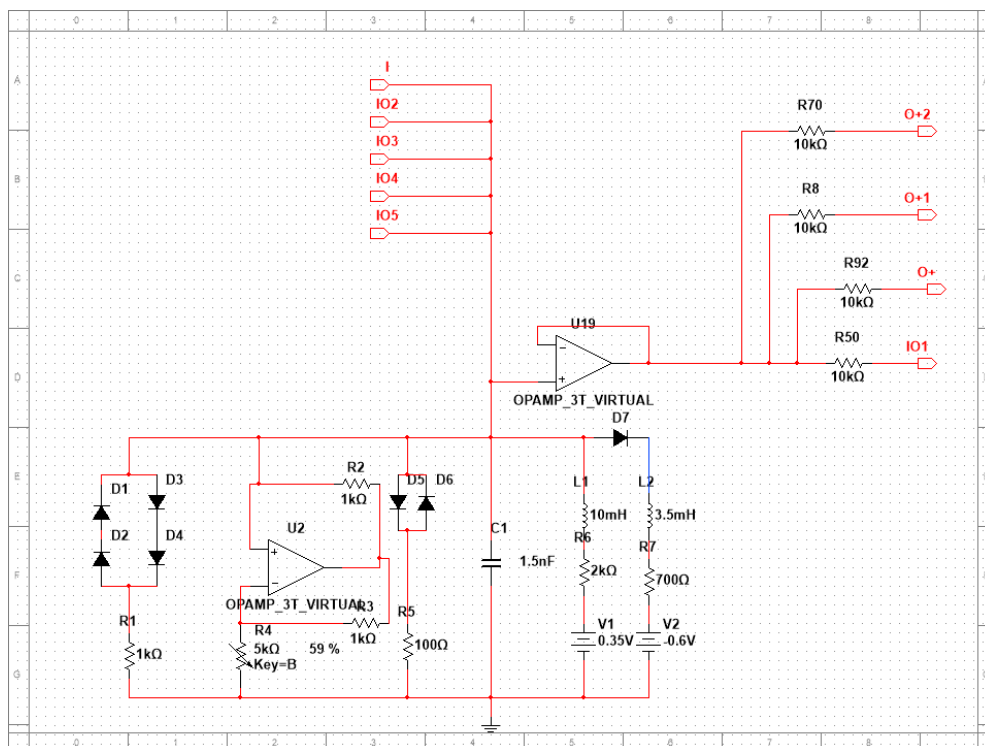


Рис. 1. Схема нейрона ФитцХью-Нагумо из работы [1], дополненная схемой синапсов для реализации возбуждающих связей от ТС и РУ нейронов

Построенная модель, как и модель, предложенная в [3], после запуска из тройничного нерва демонстрирует вынужденные колебания в таламокортикальной сети, которые впоследствии, по окончании воздействия, переходят в остаточные (не вынужденные) колебания, представляющие собою переходной процесс. К настоящему моменту длины полученных переходных процессов существенно уступают тем, что были приведены в [3], но эта проблема, вероятно, может быть решена путём более тщательного подбора элементной базы.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10030.*

#### Библиографический список

1. Suffczynski, P., Kalitzin, S., Lopes Da Silva, F.H. // *Neuroscience*. 126(2), 467–484 (2004)
2. Taylor, P.N., Wang, Y., Goodfellow, et al. // *PloS ONE* 9(12): e114316 (2014). doi: 10.1371/journal.pone.0114316
3. Егоров Н.М., Пономаренко В.И., Сысоев И.В. и др. // *Журнал технической физики*, 2021 91(3): 519–528. DOI: 10.21883/JTF.2021.03.50532.237-20
4. Kulminskiy, D.D., Ponomarenko, V.I., Prokhorov, M.D. et al. // *Nonlin Dyn* 98(1), 735–748 (2019).
5. Binczak, S., Kasantsev, V.B., Nekorkin, V.I. et al. // *Electronics Letters*, 39, 961–962. (2003)



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МИНИАТЮРНОЙ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ПЛАНАРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

Р.А. Торгашов<sup>1,2</sup>, И.А. Навроцкий<sup>1,3</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  
ЗАО НПП «Алмаз»

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

В настоящее время большой интерес среди разработчиков миниатюрных вакуумных усилителей и генераторов миллиметрового диапазона вызывают лампы бегущей волны (ЛБВ) с планарными замедляющими системами (ЗС) на диэлектрических подложках. Такие ЗС обладают высокими значениями замедления, что в свою очередь приводит к уменьшению рабочего напряжения, снижению продольных размеров и массы прибора. Данные электродинамические структуры позволяют использовать пространственно-развитые ленточные электронные пучки. Применение ленточного электронного пучка позволяет уменьшить средние значения плотности тока, сохраняя при этом высокие значения полного тока пучка, что способствует повышению эффективности электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ.

В данной работе представлены результаты разработки ЗС меандрового типа на кварцевой подложке, а также результаты трехмерного РС-моделирования электронно-волнового взаимодействия.

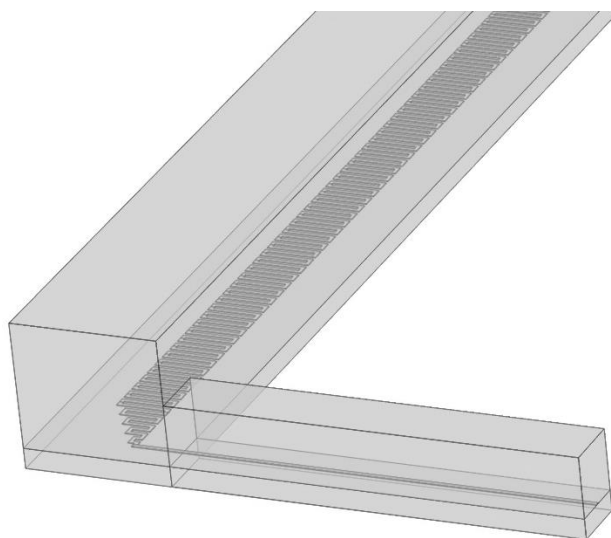


Рис. 1. Схема системы ввода/вывода энергии в ЗС типа меандр на диэлектрической подложке.

ЗС типа меандр на диэлектрической подложке из кварца для ЛБВ V-диапазона была представлена в [1]. Однако в этом случае на рабочих частотах существует также и быстрая объемная мода, в которую трансформируется часть энергии замедленной моды, что приводит к снижению эффективности электронно-волнового взаимодействия. Проведена оптимизация конструкции ЛБВ с целью подавления объемных мод. Данный результат достигается за счет сокращения поперечных разме-

ров волновода и уменьшения толщины подложки, что приводит к смещению частоты отсечки быстрой объемной моды вне рабочего диапазона частот. При этом электродинамические параметры основной рабочей моды меняются незначительно. Моделирование полноразмерной структуры показывает, что затухание в системе составляет 0.15-0.30 дБ/период, а потери на отражение не превышают –20 дБ. На рис. 1 представлена модель ЗС с устройствами ввода/вывода энергии.

Была разработана электронно-оптическая система, которая обеспечивает формирование ленточного электронного пучка напряжением 5 кВ и током 88 мА. Аналогичная электронная пушка со схожими размерами была представлена в [2]. Было проведено моделирование электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ с планарной ЗС на диэлектрической подложке и ленточным электронным пучком с электронной пушкой. Фокусировка пучка осуществлялась продольным однородным магнитным полем величиной 1.1 Тл, при котором обеспечивается транспортировка ленточного пучка на расстояния порядка 30 мм без оседания электронов на поверхность ЗС. Моделирование проводилось при длине системы 125 периодов. В данном случае коэффициент усиления в линейном режиме при входной мощности 10 мВт достигает 28 дБ. На рис. 2 представлена частотная зависимость коэффициента усиления от частоты. Также получено, что выходная мощность достигает 14 Вт на частоте 59 ГГц.

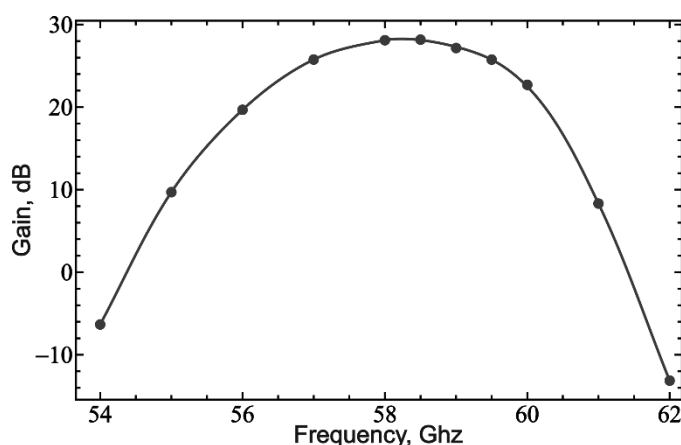


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления от частоты при длине системы 125 периодов, токе пучка 88 мА и напряжении 5 кВ.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 20-57-12001.*

#### Библиографический список

1. N.M. Ryskin, A.G. Rozhnev, A.V. Starodubov, A.A. Serdobintsev, A.M. Pavlov, A.I. Benedik, R.A. Torgashov, G.V. Torgashov and N.I. Sinitsyn // IEEE Electron Device Lett. 2018. Vol. 39, No. 5. P. 757-760.
2. I. A. Navrotsky, A. A. Burtsev, V. V. Emelyanov, V. N. Titov and N. M. Ryskin // IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 68, No. 2. P. 798-803.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩИХ СВОЙСТВ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ 2D НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Н.А. Трунилин<sup>2</sup>, Н.О. Шабунин<sup>1,2</sup>, Р.К. Яфаров<sup>1,2</sup>

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

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

E-mail: pirpc@yandex.ru

В настоящее время выпрямительные устройства, обеспечивающие преимущественное движение носителей заряда в одном из направлений протекания тока, изготавливают на основе контактов между металлом и полупроводником или между полупроводниками различного типа проводимости. В таких гетероструктурах обратный ток существенно зависит от температуры, а максимальные значения токов имеют сравнительно небольшие значения. Поэтому представляет практический интерес и важное фундаментальное значение исследование выпрямительных свойств в контакте некристаллических материалов, свойства которых менее зависимы от радиационных условий эксплуатации.

Цель работы – исследование возможности управления выпрямительными свойствами углеродных гетероструктур пониженной размерности с различным электронным обогащением слоев.

Получение углеродных гетероструктур с различным электронным обогащением слоев производилось в одном технологическом цикле с использованием микроволновой плазмы паров этанола низкого давления по методикам, изложенным в [1]. В качестве нижнего слоя гетероструктуры использовалась обогащенная электронами углеродная пленка толщиной 240 нм. Верхний слой обедненной углеродной пленки имел различную толщину в интервале от 5 до 100 нм. Подключение гетероструктуры к источнику питания осуществлялось через осажденные термическим испарением в вакууме никелевые контактные площадки. Установлено, что при толщинах обедненной носителями углеродной пленки меньше 25-30 нм разности токов при прямом и обратном включениях источника питания с напряжениями 50 и 100 В увеличиваются практически синхронно (рис.1). При напряжении 50 В разность между прямыми и обратными токами при толщине обедненной пленки 5 нм, по сравнению с толщиной 100 нм, увеличилась от 9 до 140 мкА, а при напряжении 100 В от 22 до 220 мкА.

Автоэмиссионными измерениями в импульсных электрических полях микросекундной длительности установлено, что в обогащенных углеродных пленках работа выхода электронов составляет 4,8, а в обедненных - 4,6 эВ. Работа выхода электронов из никеля составляет 5,1 эВ. В соответствии с этим в равновесном состоянии в обоих внешних контактах металл - электронный полупроводник при  $\Phi_M > \Phi_P$  возникают электрические поля, которые препятствует переходу электронов из углеродных слоев в металл, а в их приконтактных областях возникают запирающие слои. Толщины слоев тем меньше, чем больше их легирование и меньше разность работ выхода электронов. Таким образом, в контакте металл – обогащенный слой

толщина запорного слоя меньше, чем в контакте металл – обедненный слой. Вследствие этого, при изменении полярности напряжения на контактах гетероструктуры изменяется ее проводимость, больший ток фиксируется при положительном потенциале в контакте металл – обедненный слой [2].

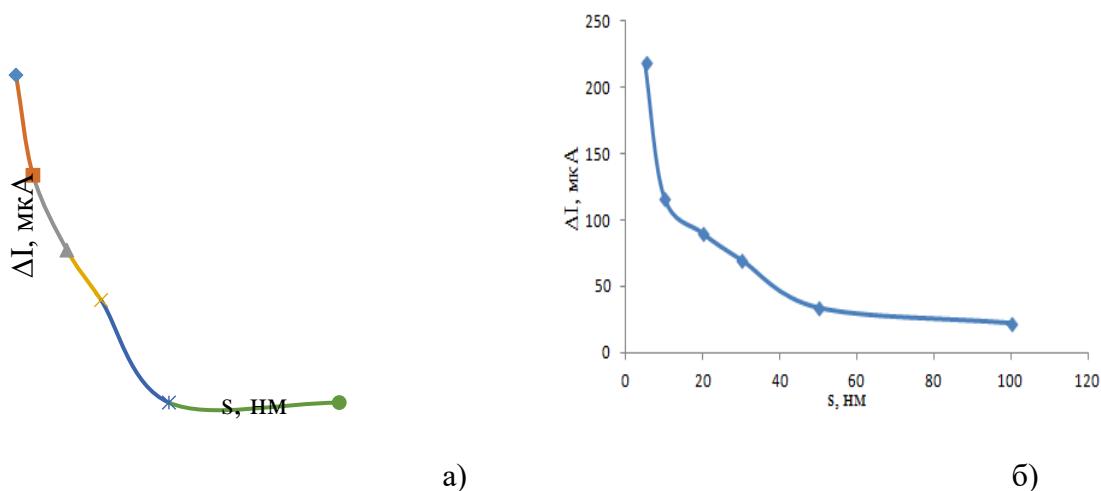


Рис. 1. Зависимости разностей токов при прямом и обратном включениях с напряжениями 50 (а) и 100 В (б) от толщины обедненного слоя.

При толщине обедненного слоя меньше дебаевской длины экранирования электрическое поле прилежащего к нему контакта проникает в обогащенный слой. При положительном потенциале на контакте и уменьшении толщины слоя до величины порядка длины волны де Бройля электрона, которая при комнатной температуре составляет около 25 нм, в приконтактной области обогащенного узкозонного слоя возникает 2D электронный газ [3]. Оценки показывают, что в структурах с квантовым ограничением в одном или во всех трех измерениях энергия нулевых колебаний электронов увеличивается от 0,2 до 0,6 эВ. При этом увеличивается прозрачность потенциально барьера, что позволяет большему числу электронов преодолевать его за счет туннельного эффекта [4]. Это увеличивает выпрямляющие свойства гетероструктуры (рис. 1).

#### Библиографический список

1. Яфаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий. М.: Физматлит, 2009. 216 с.
2. Яфаров Р. К., Шабунин Н. О. Формирование туннельного перехода в 2D некристаллических углеродных гетероструктурах с различным электронным обогащением. // Сборник статей девятой Всероссийской научной школы-семинара «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». Саратов: Изд - во «Саратовский источник» 2022. С. 89-95.
3. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. М.: Физматкнига. 2006. 496 с.
4. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М.: Наука. 1983.

## ДИНАМИКА ТРЕХМОДОВОГО ГЕНЕРАТОРА ВАН ДЕР ПОЛЯ, НАГРУЖЕННОГО НА ПАССИВНУЮ КОЛЕБАТЕЛЬНУЮ ЦЕПЬ

А.А. Тучин<sup>1</sup>, М.И. Балакин<sup>1</sup>, В.Б. Байбурин<sup>1</sup>

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

E-mail: artemtych@gmail.com

Внимание исследователей в области теории колебаний и нелинейной динамики привлекают ансамбли взаимодействующих колебательных систем [1-4]. Это объясняется тем, что результаты, полученные при исследовании таких систем, во-первых, дополняют теорию синхронизации автоколебаний, а во-вторых, могут иметь приложения в различных областях науки и техники. В частности, такие системы могут использоваться в качестве центрального генератора ритма при разработке робототехнических комплексов, а также в области СВЧ-электроники [3-4]. Основное внимание при исследовании связанных систем уделяется не свойствам отдельной системы, а способу организации связи между ними, поскольку он играет ключевую роль в формировании динамических режимов.

В данной работе рассматривается схема автогенератора на туннельном диоде с двумя дополнительными колебательными контурами (рис. 1). По проведенным ранее исследованиями хорошо известно, что, в случае наличие в схеме одного дополнительного контура, система представляется собой двухмодовый генератор, для динамики которого характерно присутствие эффектов мультистабильности и гистерезиса.

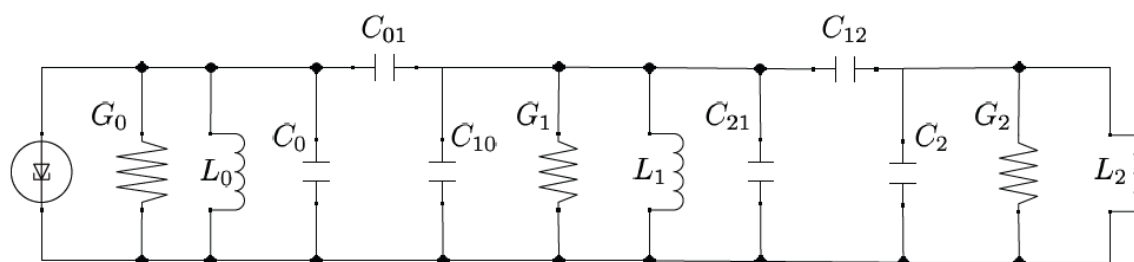


Рис. 1. Принципиальная схема автогенератора на туннельном диоде с двумя дополнительными колебательными контурами.

В настоящей работе рассмотрена динамика системы при наличии двух дополнительных контуров. На рис. 2 представлены бифуркационные диаграммы на плоскости управляющих параметров системы. Рис. 2(а) соответствует случаю слабой связи между дополнительными контурами. Из неё видно, что введение связи между первым и вторым дополнительными контурами сама по себе не приводит к качественным изменениям в структуре пространства параметров по сравнению со случаем одного дополнительного контура, исследованного ранее.

В случае увеличения связи картина бифуркаций изменяется. Как и ранее, при малых значениях параметра расстройки в фазовом пространстве существуют предельный цикл  $C_2$  и седловое состояние равновесия в начале координат. Увеличение  $p$  приводит к рождению седлового предельного цикла в результате бифуркации Андронова—Хопфа  $АН_{13}$ . Далее в результате бифуркации Андронова—Хопфа  $АН_1$

рождается седловой предельный цикл  $C_1$ . С увеличением  $p$  наблюдается увеличение предельных циклов  $C_1$  и  $C_3$ . При этом  $C_1$  претерпевает последовательно две бифуркации Неймарка—Сакера  $NS_{13}$  и  $NS_1$ , в результате чего он приобретает устойчивость. В то же время начинает уменьшаться радиус предельного цикла  $C_2$ . Увеличение  $p$  приводит к потере устойчивости этим циклом в результате бифуркации Неймарка—Сакера  $NS_2$ , реализации бифуркации Неймарка—Сакера  $NS_{23}$  и исчезновению в результате бифуркации Андронова—Хопфа  $AH_2$ . Предельный цикл  $C_3$  исчезает в результате бифуркации  $AH_{23}$ .

Увеличение связи между дополнительными контурами (рис. 2(b)) приводит к изменениям в структуре пространства параметров, а также в фазовом пространстве системы. В частности, происходит рождение третьего предельного цикла в результате бифуркации Андронова—Хопфа. Выясним, как повлияет дальнейшее увеличение связи между дополнительными контурами на бифуркационную структуру пространства параметров, а также приведёт ли оно к стабилизации третьего предельного цикла.

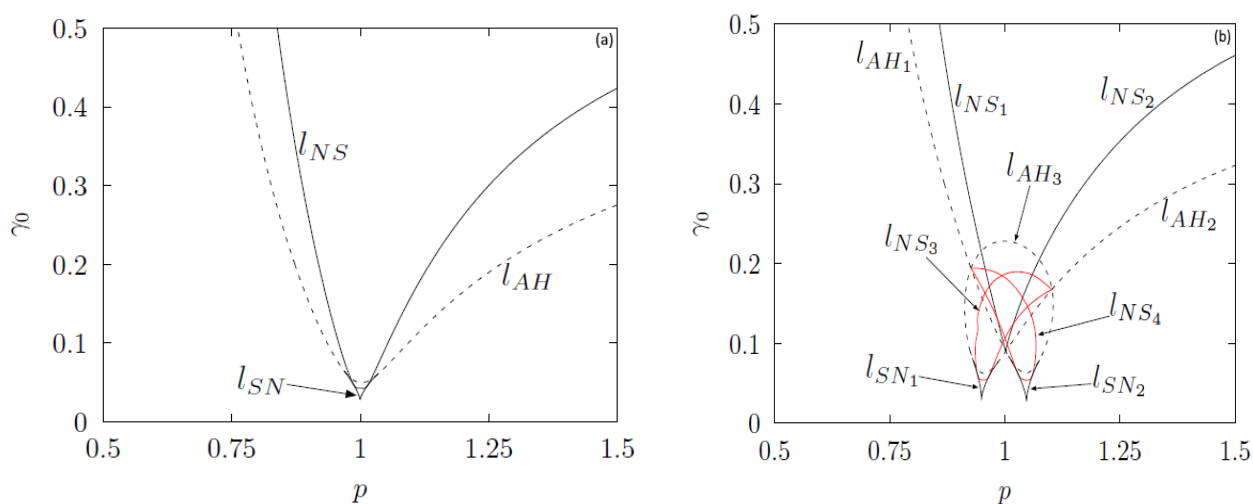


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы на плоскости управляющих параметров для случаев слабой (a) и сильной (b) связи между дополнительными контурами.

#### Библиографический список

1. Astakhov S.V., Astakhov O.V., Astakhov V.V., Kurths J. // I. J. of Bifurcation and chaos. 2016. V. 26. P. 1650124.
2. Astakhov O. V., Kurths J., Astakhov S. V., Krakhovskaya N.S. et al. // Chaos. 2018. V. 28. P. 063118.s
3. Adilova A. B., Ryskin N. M., Balakin, M. I., Gerasimova. S. A. // Chaos. 2021. V. 31. P. 113103.
4. Balakin, M. I., Ryskin N. M. // Tech. Phys. Lett. 2019. V. 45. Pp. 278-280.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ: УРАВНЕНИЯ ПОЛУЧЕННЫЕ В РАМКАХ ФОРМАЛИЗМА ЛАГРАНЖА

**Л.В. Тюрюкина**

*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН  
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
E-mail: turukinalv@yandex.ru*

Трехволновое параметрическое взаимодействие волновых или колебательных мод в системах с квадратичной нелинейностью может реализовываться в системах с различной физической природой, например, механических, радиотехнических, оптических и т.д. [1-11]. В 70-х годах прошлого века Рабинович с соавторами, в своих работах, предложил две модели описывающее такое взаимодействие.

Первая модель (модель Вышкинда-Рабиновича), описывает слабое взаимодействие на квадратичной нелинейности трех колебательных мод, частоты которых подчинены условию параметрического резонанса  $\omega_2 = \omega_1 + \omega_0$  [1]. Причем если в такой системе имеет место возбуждение высокочастотной моды в следствии линейной неустойчивости, а низкочастотные моды характеризуются затуханием, то в системе наблюдается насыщение колебаний, определяемое параметрическим распадом. В работе [1] авторы для случая вырожденного резонанса получили модель в виде системы трех дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\dot{x} = z + \delta y - 2y^2 + \gamma y, \quad \dot{y} = -\delta x + 2xy + \gamma y, \quad \dot{z} = -2z(x+1), \quad (1)$$

где  $x, y, z$  – динамические переменные,  $\gamma$  и  $\delta$  – параметры, которую можно трактовать как модель волновой турбулентности в диссипативных средах. В работах [1,12] было показано, что при определенных условия динамика такой системы становится хаотической, а переход к хаосу осуществляется через последовательность бифуркаций удвоения периода предельного цикла.

Вторая модель (модель Пиковского – Рабиновича – Трахтенгерца) описывает трехволновое взаимодействие в магнитоактивной плазме [2]. В данном случае имеет место параметрическое возбуждение двух мод посредством накачки на суммарной частоте и отбор энергии третьей модой на разностной частоте. Пологая нелинейность квадратичной, авторы работы [2] сформулировали систему амплитудных уравнений, которая в случае фиксированного соотношения фаз опять сводилась к системе трех дифференциальных уравнений первого порядка с аттрактором типа Лоренца:

$$\dot{x} = hy - v_1 x - yz, \quad \dot{y} = hx - v_2 y + xz, \quad \dot{z} = -z + xy, \quad (2)$$

где  $x, y, z$  – динамические переменные,  $h, v_1$  и  $v_2$  – параметры.

Однако, как модель Вышкинда-Рабиновича [1] так и модель Пиковского – Рабиновича – Трахтенгерца [2] были получены для частного случая трехмодового взаимодействия в присутствии квадратичной нелинейности (для каждой из моделей выбирался вой вид нелинейности), записанного сразу для комплексных амплитуд.

В настоящей работе рассматривается случай трехмодового взаимодействия в присутствии квадратичной нелинейности общего вид. Используя предложенную в работе [13] методологию для обеих, указанных выше моделей, в рамках механического формализма Лагранжа в присутствии диссипации были получены системы

обыкновенные дифференциальные уравнения второго порядка для действительных переменных. Используя метод медленно меняющихся амплитуд для них были получены редуцированные уравнения, которые представляют собой обобщенные модели описывающие трехмодовое взаимодействие в присутствии квадратичной нелинейности общего вида. Полученные модели были сопоставлены с уже известными моделями [1,2] для параметрического взаимодействия трёх мод в случае квадратичной нелинейности. А именно, были указаны значения параметров, характеризующих нелинейность, при которой они совпадают. Динамики всех моделей была исследована численно, используя методы теории динамических систем: построены карты динамических режимов на плоскости управляющих параметров, исследовано их изменение при вариации остальных параметров; построены зависимости показателей Ляпунова от параметра, аттракторы.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда проект № 21-12-00121, <https://rscf.ru/project/21-12-00121/>*

#### **Библиографический список**

1. Вышкинд С. Я., Рабинович М. И. // ЖЭТФ, 1976, Т. 71, №2, С. 557-571.
2. Пиковский А.С., Рабинович М.И., Трахтенгерц В.Ю. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 1366–1374.
3. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963. 352 с.
4. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. // УФН. 1966. Т. 88, № 3. С. 439–460.
5. Островский Л.А., Папилова И.А., Сутин А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15, № 8. С. 456–458.
6. Акуленко Л.Д. // ПММ. 1993. Т. 57. Вып. 2. С. 82–91.
7. Демидов В. Е., Ковшиков Н. Г. // Журнал технической физики, 1999. Т. 69, №. 8, С. 100-103.
8. Романенко Д.В. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика, 2012, Т. 20, №. 1, С. 67-74
9. Wersinger J. M., Finn J. M., Ott E. // The Physics of Fluids, 1980, Т. 23, №. 6, С. 1142-1154
10. Savage C. M., Walls D. F. // Journal of Modern Optics, 1983, Т. 30, №. 5, С. 557-561.
11. Lythe G. D., Proctor M. R. E. // Physical Review E, 1993, Т. 47, №. 5, С. 3122.
12. Кузнецов С.П., Тюрюкина Л.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2018, № 1, с. 33–47.
13. Кузнецов С.П., Тюрюкина Л. В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2022, №1, 7-29.



## ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ ЖИГ-РЕЗОНАТОРЕ

**И.О. Фильченков, В.А. Губанов, А.А. Грачев, В.В. Тихонов,  
А.В. Садовников**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: infachforever@gmail.com*

Железо-иттриевый гранат (ЖИГ) является перспективным материалом для создания устройств для осуществления возможности передачи, генерации и обработки информационных сигналов. В магнитоупорядоченных веществах, таких как ЖИГ, могут распространяться спиновые волны (СВ), которые могут использоваться как переносчики сигналов. Интерес вызывает исследование динамики СВ сигналов в структурах из пленок ЖИГ, в которых можно наблюдать явление ферромагнитного резонанса [1-3]. Резонаторы на основе ЖИГ имеют ряд преимуществ, к которым можно отнести широкую возможность перестройки по частоте, которая не зависит от размеров образца, что позволяет сделать резонатор весьма малым, причем перестройка выполняется с достаточно высокой скоростью. Кроме того, ЖИГ-резонаторы имеют крайне высокую добротность из-за исключительно низких потерь различного характера.

В данной работе экспериментально и методами численного моделирования исследуется ЖИГ-резонатор с размерами  $200 \times 200 \times 1,5$  мкм (ДхШхТ), расположенный на макете (см рис. 2, а). К резонатору приложено внешнее магнитное поле вдоль оси  $x$ , то есть рассматривается случай касательного намагничивания.

Спектр прохождения СВ-сигнала был снят с образца с помощью векторного анализатора цепей. Макет с ЖИГ-резонатором был помещен во внешнее магнитное поле, которое можно регулировать в пределах от 600 до 3600 Э. На рисунке 1 (б) показана амплитудно-частотная характеристика резонатора, снятая при величине внешнего магнитного поля  $H_0=2500$  Э. В спектре возбуждения видны характерные резонансные пики СВ.

Результаты расчета спектра прохождения спин-волнового сигнала были получены с помощью микромагнитного моделирования в программе Mumax3 [4]. На рисунке 1 (в) показан расчет спектра резонансов СВ при  $H_0=2500$  Э. Из сравнения характеристик видно, что полученная численно характеристика имеет схожий характер с экспериментальной. На рисунке 2 (г) и (д) показаны карты пространственного распределения интенсивности СВ при возбуждении сигнала только на одной частоте. Для рис. 1 (г) сигнал возбуждался на частоте слева центрального пика  $f=9.03$  ГГц, при этом, исходя из профиля мод, можно сказать, что волна распространяется перпендикулярно направлению внешнего поля, таким образом, в структуре наблюдается поперечная магнитостатическая волна (ПМСВ). В данном случае видно, что на частоте слева от главного пика в резонаторе распространяется ярко выраженная третья мода СВ. На рис. 1 (д) показано пространственное распределение на частоте  $f=9.135$  ГГц, справа от главного пика, исходя из которого можно ска-

зять, что в данном случае волна распространяется параллельно направлению внешнего магнитного поля, то есть на данной частоте распространяется другой тип волны – обратная объемная магнитоэлектрическая волна (ОМЭВ).

Таким образом, с помощью экспериментальных исследований и микромагнитного моделирования были получены амплитудно-частотные характеристики исследуемого ЖИГ-резонатора, а также карты пространственного распределения намагниченности, из которых можно сказать, что в данной структуре возможно возбуждение различных мод волны, а также разных типов волн – ПМСВ и ОМЭВ.

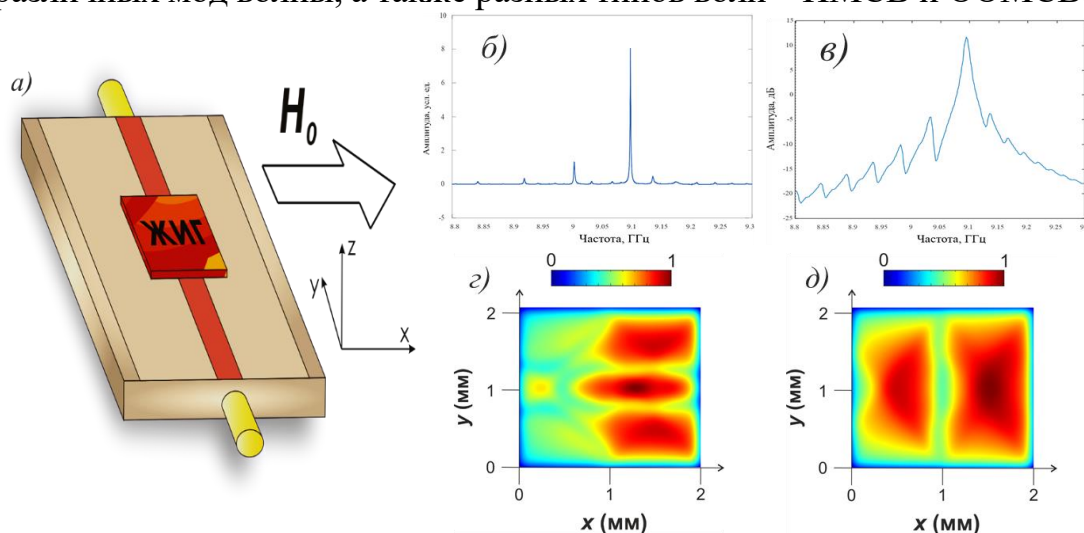


Рис. 1. (а) Схема исследуемой структуры, (б) Амплитудно-частотная характеристика, снятая с векторного анализатора цепей, (в) Амплитудно-частотная характеристика, посчитанная численно, (г) пространственное распределение намагниченности на частоте  $f=9.03$  ГГц и (д)  $f=9.135$  ГГц.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№20-79-10191).*

#### Библиографический список

1. Tikhonov V.V., Litvinenko A.N., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2016. V. 80. Pp. 1242-1247.
2. Grachev A.A., Beginin E.N., Martyshkin A.A., Khutueva A.B., Filchenkov I.O., Sadovnikov A.V. // Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2021. V. 29. Pp. 254-271.
3. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Odintsov S.A., Martyshkin A.A., Gubanov V.A., Sheshukova S.E., Nikitov S.A. // JETP Letters. 2018. V. 108. Pp. 332-338.
4. Vansteenkiste A., Van de Wiele B. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2011. V. 323. Pp. 2585-2591.

## ИЗМЕНЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ ПРИ ИСПЫТАНИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

И.В. Фролов<sup>1</sup>, О.А. Радаев<sup>1</sup>, В.А. Сергеев<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Ульяновский государственный технический университет

E-mail: ufire@mv.ru

Исследовано влияние действия лазерного излучения на электрические и электрооптические характеристики светодиодов. В качестве объекта исследования использовались коммерческие зеленые ТО-3216ВС-PG и голубые ТО-3216ВС-BF светодиоды. Объем выборки каждого типа светодиодов составлял 10 штук. Для облучения использовался лазер с длиной волны излучения 450 нм. Длительность импульса лазерного излучения устанавливалась равной 1 мс, период следования импульсов 5 мс. Плотность мощности излучения, падающего на светодиод, составляла 9 Вт/см<sup>2</sup>. При испытаниях электроды светодиодов замыкались. Испытания проводились в течение 100 мин. В процессе испытаний контролировались вольт-амперные, ватт-амперные характеристики в диапазоне токов начала свечения и граничные частоты электролюминесценции. Вольт-амперные характеристики измеряли цифровым мультиметром Keithley DMM6500 в диапазоне токов от 1 нА до 20 мА. Ватт-амперные характеристики измеряли на установке [1] в диапазоне токов от 10 нА до 50 мкА. Граничные частоты электролюминесценции измеряли при токах 50 мкА и 100 мкА. При измерениях через светодиод задавали постоянный ток и гармонический ток с амплитудой, равной 10% от значения постоянной составляющей сигнала. Амплитуда гармоники определялась с использованием преобразования Фурье. Граничная частота электролюминесценции определялась как частота, при которой амплитуда основной гармоники переменного оптического излучения уменьшалась в два раза относительно значения, измеренного на частоте 1 кГц. По результатам измерений граничных частот электролюминесценции определяли внутреннюю квантовую эффективность светодиода при токе 50 мкА способом, представленным в [2]. Внутренняя квантовая эффективность – параметр светодиода, определяющий эффективность преобразования электрического тока в оптическое излучение. В отличие от мощности излучения, излучаемой светодиодом, которая, в том числе, зависит от параметров защитных покрытий и конструктивных особенностей светодиода, внутренняя квантовая эффективность характеризует параметры гетероструктуры светодиода, такие как скорость электронно-дырочной рекомбинации и плотность дефектов.

На рис. 1 приведены графики изменений усредненных по выборке значений внутренней квантовой эффективности зеленых и синих светодиодов.

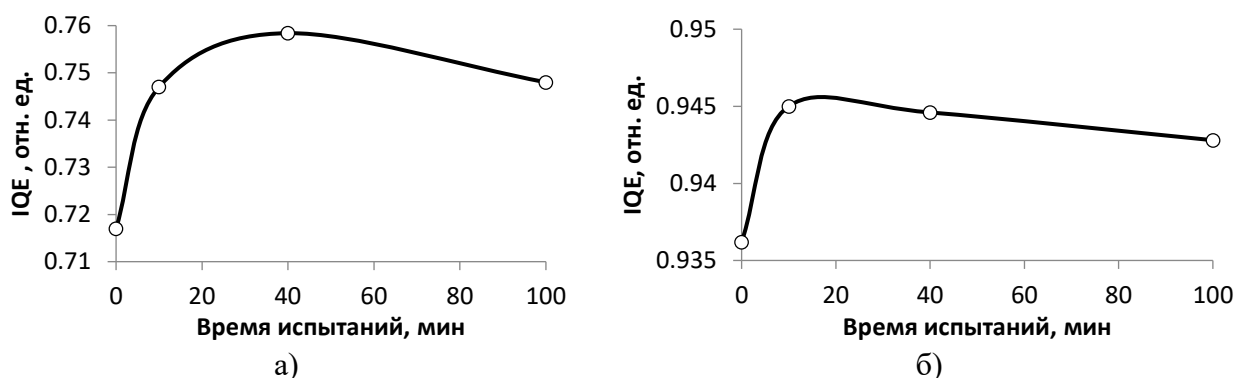


Рис. 1. Изменение внутренней квантовой эффективности зеленых TO-3216BC-PG (а) и голубых TO-3216BC-BF (б) светодиодов при испытаниях

На начальном этапе испытаний у зеленых светодиодов произошло увеличение внутренней квантовой эффективности на 6%, у голубых – на 1%. У зеленых светодиодов увеличение происходило в течение 40 мин, а у синих – в течение 10 мин испытаний. Затем происходило уменьшение внутренней квантовой эффективности.

Изменений вольт-амперных характеристик светодиодов не зарегистрировано.

Увеличение внутренней квантовой эффективности светодиодов на основе InGaN/GaN гетероструктур с множественными квантовыми ямами при испытаниях под действием лазерного излучения связывают с модификацией поверхности р-GaN слоя гетероструктуры [3] и распадом Mg-H комплексов с последующей активацией Mg и увеличением эффективности инжекции дырок [4]. Спад внутренней квантовой эффективности светодиодов в процессе дальнейших испытаний, вероятно, связан с образованием дополнительных дефектов гетероструктуры.

Полученные результаты показывают возможность улучшения электрооптических характеристик светодиодов путем испытаний под действием импульсного лазерного излучения, а также могут быть использованы для разработки методики ускоренных испытаний светодиодов для стабилизации изменений их характеристик на ранних этапах эксплуатации.

*Работа выполнена в рамках государственного задания при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Ульяновской области, проект №19-47-730002 р-а.*

#### Библиографический список

1. Сергеев В. А., Радаев О. А., Фролов И. В., Черторийский А. А. // Известия вузов. Электроника. 2017. Т. 22, №1. С. 92.
2. Фролов И. В., Сергеев В. А., Радаев О. А. // Журнал технической физики. 2021. Т. 91, вып. 8. С. 1264.
3. Huang H.-W., Kao, C.C. Chu J.T., Liang W.D., Kuo H.C., Wang S.C., Yu C.C. // Materials Chemistry and Physics. 2006. V. 99. 414.
4. Jiang Y., Tan H. and Zhao Y. // Symmetry. 2021. V. 13. P. 1935.

## ТЕХНОЛОГИЯ ЛЕНГМЮРА-БЛЮДЖЕТТ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГЕТЕРОФАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

**С.В. Стецюра, П.Г. Харитонов, Е.Г. Глуховской**

*ФГБОУ ВО «СГУ им. Н.Г. Чернышевского»*

*E-mail: haritonovapg@gmail.com*

Гетерофазные полумагнитные материалы имеют перспективу для применения в современной промышленности и интересны для науки благодаря разнообразию их свойств, которыми можно управлять и магнитным полем, и излучением оптического диапазона [1,2]. В данной работе для получения подобных гетерофазных структур применялась технология Ленгмюра-Блуджетт (ЛБ). Эта технология позволяет формировать монослои поверхностно - активных веществ (ПАВ) на границе раздела фаз жидкость-газ с гарантированной толщиной в одну молекулу. Такие монослои могут играть роль органической матрицы, в состав которой можно включать функциональные элементы. Изменяя режим и условия нанесения пленки, также можно получать кластеры заданного размера.

В наших экспериментах в качестве ПАВ использовалась арахиновая кислота (АА), а в водную субфазу в качестве источника железа добавляли  $\text{FeCl}_3$  в концентрации  $10^{-3}$  моль/л. Количество железа и плотность его распределения в слое ПАВ зависят не только от концентрации, но и от значения рН водной субфазы, которое варьировалось в диапазоне от 3,7 до 8. В зависимости от значения рН могут формироваться различные по форме и площади агрегаты атомов Fe в пленке ЛБ.

Параметры монослоев арахината железа ( $\text{ArhFe}$ ) и контрольного слоя «чистой» АА контролировались по  $\pi$ -А изотермам. Аппроксимацией участков на  $\pi$ -А изотермах, соответствующих твердокристаллическому состоянию, были определены значения средней площади  $A_0$ , приходящейся на одну молекулу, в монослоях  $\text{ArhFe}$ , полученных при разных значениях рН.

Для пленок  $\text{ArhFe}$  плотность упаковки молекул изменялись во всем диапазоне рассматриваемых значений рН. Анализ  $\pi$ -А изотерм показал, что максимальное количество атомов Fe встраивается в монослой в диапазоне рН от  $5 \pm 0,2$  до  $6 \pm 0,2$ . Постоянство максимального значения  $A_0$  в этом диапазоне рН позволяет предположить, что все молекулы кислоты в монослое присоединили Fe и перешли в соль, а при больших значениях рН начинается агрегирование ионов Fe в водном растворе и частичное выпадение их в осадок. Количество Fe в монослое при высоких рН уменьшается, при этом монослой становится не однородным, с выраженными железосодержащими участками (фазами), образованными встроенными в монослой гидратированными кластерами Fe.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00194, <https://rscf.ru/project/22-22-00194/>.*

### Библиографический список

1. Стецюра С.В., Харитонов П.Г., Мальяр И.В. // Прикладная физика. 2020. №5. С.66.
2. Матюшкина А.А., Дубовик А.Ю. и др. // Оптика и спектроскопия. 2021. Вып. 6. С. 778.

## РАЗДЕЛЕНИЕ ФАЗ ГЛУБОКОГО СНА И БЫСТРОГО ДВИЖЕНИЯ ГЛАЗ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА КОГЕРЕНТНОСТИ СИГНАЛОВ ДЫХАНИЯ И ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА У ЗДОРОВЫХ ДОБРОВОЛЬЦЕВ РАЗНЫХ ВОЗРАСТНЫХ ГРУПП

А.Н. Храмков<sup>2</sup>, Ю.М. Ишбулатов<sup>1,2,3</sup>, В.В. Сказкина<sup>2</sup>,  
Е.С. Дубинкина<sup>2</sup>, Е.И. Боровкова<sup>1,2,3</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>НИИ Кардиологии СГМУ им В.И. Разумовского

E-mail: anhramkov@gmail.com

Исследование сна в последнее время привлекает значительное внимание исследователей [1-3]. Вероятность проявления сердечнососудистых заболеваний не редко связывают с продолжительностью фазы быстрого движения глаз (REM-фаза) [1]. В данной работе, предлагаются и сравниваются новые методы определения фаз сна. Фазы глубокого сна (DS) предлагается отличать от REM-фаз с помощью пороговых классификаторов.

В работе анализировались многочасовые ночные записи 96 здоровых испытуемых (в возрасте от 20 до 84 лет) из известной базы данных "SIESTA" [4]. Для разделения фаз сна, вычислялись предложенные ранее индексы суммарного процента фазовой синхронизации (SPC) и максимального значения коэффициента фазовой синхронизации ( $C_{\max}$ ) в HF-частотном диапазоне сигналов дыхания и RR-интервалов [5]. Затем, для выбора оптимальных пороговых значений были построены ROC-кривые (рис. 1). Пороговые значения выбирались таким образом, чтобы чувствительность классификатора не опускалась ниже 70%.

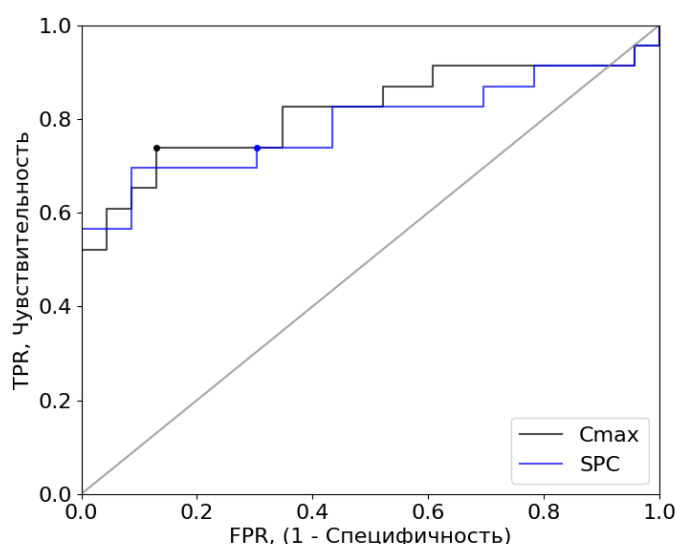


Рис. 1. ROC-кривые пороговых классификаторов, использующих индексы  $C_{\max}$  и SPC – линии черного и синего цвета, соответственно. По оси абсцисс отложена доля ложных положительных классификаций, по оси ординат отложена чувствительность классификации.

Проведено сравнение качества обоих классификаторов с помощью оценки показателя AUC, который равен площади, ограниченной ROC-кривой и осью доли ложных положительных классификаций.

В результате, качество обоих пороговых классификаторов удовлетворительное во всех возрастных группах. Однако классификатор, использующий значения индекса  $C_{\max}$ , оказался более перспективным ( $AUC(C_{\max}) = 0.82$ ), чем классификатор, использующий значения индекса SPC ( $AUC(SPC) = 0.79$ ). Предложенные в работе методы могут быть использованы в качестве дополнительных методов разделения фаз глубокого сна и быстрого движения глаз здоровых испытуемых в сомнологических исследованиях.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта МК-2325.2021.1.2.*

#### **Библиографический список**

1. Zhao B., Jin X., Yang J. et al. // Front. Cardiovasc. Med. 2022. V. 9. P. 771280.
2. Johnsson R. D., Connelly F., Gaviraghi Mussoi J. et al. // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 6645.
3. Sabia S., Fayosse A., Dumurgier J. et al. // Nat. Commun. 2021. V. 12. P. 2289.
4. Klösch, G., Kemp, B., Penzel, T., et al. // IEEE Eng. Med. Biol. Mag. 2001. V. 20. Pp. 51-57.
5. Ponomarenko, V. I., Karavaev, A. S., Borovkova, E. I., et al. // Chaos. 2021. V. 31. P. 73105.

# ВЛИЯНИЕ ТОЧНОСТИ РАСЧЁТА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛБВО КУ-ДИАПАЗОНА

В.И. Роговин<sup>1,2</sup>, И.А. Чистяков<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>АО «НПП «Алмаз»

E-mail: ChistyakovIA@almaz-rpe.ru

Одной из основных задач при проектировании спиральных замедляющих систем (СЗС) для ламп бегущей волны (ЛБВ) является определение с высокой точностью электродинамических характеристик замедляющей системы, таких как замедление, сопротивление связи и затухание. ЭДХ используются для расчёта пространства взаимодействия (ПВ) электронного потока с электромагнитной волной, электронно-оптической и магнитной систем, а также многоступенчатого коллектор, которые обеспечивают получение необходимых выходных параметров ЛБВ.

В данной работе приведены результаты расчёта ЭДХ СЗС в программном продукте ANSYS HFSS [1], осуществлено их сопоставление с экспериментом, посредством сравнения с [2]. Также произведена оценка влияния ЭДХ и заполнения потоком электронов пролётного канала на выходные характеристики ЛБВ.

На рис. 1 представлены результаты расчёта выходных характеристик узкополосной спиральной ЛБВ Ку-диапазона средней мощности по одномерной программе, основанной на нелинейной модели взаимодействия электронного потока с полем замедленной электромагнитной волны [3].

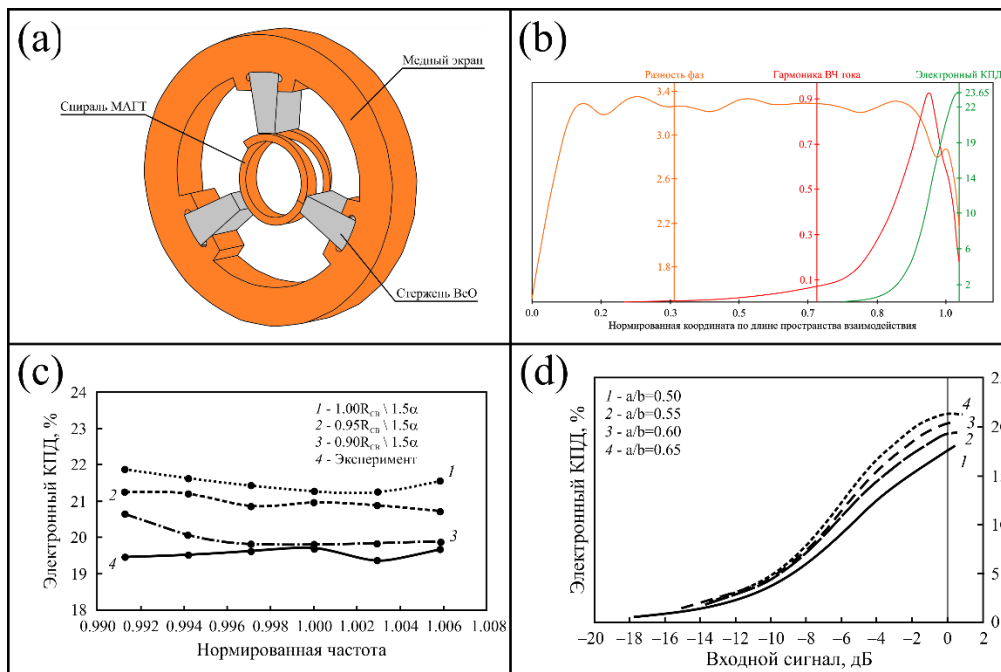


Рисунок 1. (а) Макет СЗС, используемой в расчётах, (б) распределение основных параметров по нормированной координате на длине ПВ, (с) частотная характеристика – зависимость электронного КПД ( $\eta_e$ ) от частоты входного сигнала, (д) амплитудная характеристика – зависимость  $\eta_e$  от величины входного сигнала



В качестве оптимума по затуханию, выбрано значение превышающее расчётное из HFSS в 1.5 раза, что обусловлено результатами, полученными в [4], а также незначительным изменением коэффициента усиления при дальнейшем увеличении абсолютного значения распределенных потерь. Анализируя полученные результаты, можно сказать, что приемлемое совпадение расчётного и экспериментального  $\eta_p$  (отличие не более, чем на 2.5%) достигается при уменьшении сопротивления связи на 10% и увеличении затухания в 1.5 раза.

Опыт проектирования показывает, что оптимальным является значения заполнения, в среднем, от 0.5 до 0.6, исходя из этого, была осуществлена оценка влияния заполнения на амплитудные характеристики узкополосной ЛБВ Ку-диапазона на нижней частоте рабочего диапазона, результаты показывают, что при увеличении заполнения:

с 0.50 до 0.55 значение  $\eta_p$  возрастает на 1.83%, а КУ на 1.4 дБ;

с 0.55 до 0.60 значение  $\eta_p$  возрастает на 1.26%, а КУ на 2.0 дБ;

с 0.60 до 0.65 значение  $\eta_p$  возрастает на 0.87%, а КУ на 1.8 дБ.

В дальнейшем планируется более детальное уточнение влияния заполнения на выходные характеристики возможно благодаря расчёту, основанному на двумерной модели взаимодействия электронного потока с полем замедленной волны.

#### Библиографический список

1. CADFEM. Веб-сайт официального представителя ANSYS в России. <https://www.cadfecis.ru/products/ansys/electronics/electronics-desktop/>.
2. Ю.А. Калинин, С.С. Лалетин, В.В. Пензяков и Ю.Х. Фильхенштейн Экспериментальная проверка и уточнение методики расчёта ЭДХ СЗС // Электронная техника, Сер. 1, Электроника СВЧ №2, с. 396, 1987 г.
3. В.А. Филатов Программа расчёта в режиме диалога выходных характеристик, технического КПД и анализа устойчивости к самовозбуждению неоднородных спиральных ЛБВ // Электронная техника, Сер. 1. Электроника СВЧ, №3, с. 73-74, 1990 г.
4. Д.Н. Золотых, В.И. Роговин Сравнение электродинамических характеристик спиральной замедляющей системы по программам аналитического расчёта и HFSS // XVII научно-техническая конференция "Радиолокация, навигация, связь", Воронеж. Том 2, с. 1625-1631. 2011 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ПЛАНАРНОГО ТИПА НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ С ВКЛЮЧЕНИЕМ ВЫСОКОИМПЕДАНСНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

И.А. Чистяков<sup>1,2,3</sup>, А.Г. Рожнев<sup>1,3</sup>, Р.А. Торгашев<sup>1,3</sup>, А.В. Стародубов<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup>АО «НПП «Алмаз»

<sup>3</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: ivan.chistyakov99@gmail.com

Разработка и создание миниатюрных ламп бегущей волны (ЛБВ) является актуальной и перспективной задачей современной СВЧ-электроники. Одной из перспективных конструкций замедляющих систем (ЗС), которые обеспечивают малые размеры и относительно низкие рабочие напряжения ЛБВ, является ЗС планарного типа на диэлектрической подложке [1]. Ранее, было предложено использовать высокоимпедансные поверхности в структуре диэлектрической подложки с целью повышения эффективности планарных замедляющих систем, подавлению паразитных колебаний и т.д. [2]

Целью данной работы является исследование влияния параметров диэлектрической подложки и размеров меандровой линии (МЛ) на электродинамические характеристики планарной ЗС меандрового типа, в структуру которой встроена высокоимпедансная поверхность. В работе приведены результаты проектирования в среде COMSOL Multiphysics. На рис. 1 представлена последовательная траектория вариации конструкции ЗС с целью дальнейшего ее изготовления с использованием подхода на основе лазерной микрообработки [1], [3], а также проведения экспериментальных измерений. Толщина диэлектрической подложки была выбрана равной 250 мкм, в качестве материала подложки был рассмотрен кварц и нитрид алюминия.

В качестве первого варианта была рассмотрена ЗС с подложкой из кварца ( $\epsilon=4$ ) и толщиной 250 мкм (рис. 1 (а) и рис. 2 (2)), дизайн которой изначально предложен в работе [2]. Далее, был проведен расчёт ЗС с увеличенной шириной диэлектрической подложки и увеличенными боковыми участками высокоимпедансной поверхности (рис. 2 (1)) с целью последующего удобства размещения и закрепления ЗС в измерительном волноводе. Следующим шагом был изменен материал подложки на нитрид алюминия ( $\epsilon=8.5$ ) (рис. 2 (3)). В ходе исследований вариации конструкции ЗС, которая представлена на рис. 1 (б, в, г), установлено, что увеличение расстояния между полосками МЛ приводит к незначительному смещению частотного диапазона в более низкую область. Для смещения рабочего диапазона в область высоких частот было осуществлено уменьшение высоты МЛ с 750 до 600 мкм (рис. 2 (4)), а также последующее увеличение ширины полоска МЛ с 110 до 195 мкм (рис. 2 (5)).

Таким образом, продемонстрировано, что вариация конструкции ЗС позволяет проводить оптимизацию электромагнитных параметров, включая рабочий диапазон частот, замедление (напряжение синхронизма), и сопротивление связи.

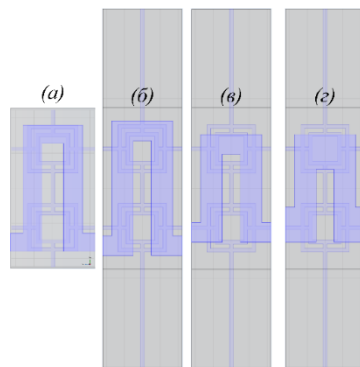


Рисунок 1. Вариации конструкции ЗС, где (а) – изначально предложенная в [2] конструкция ЗС, (б) – конструкция ЗС с увеличенной шириной подложки, (в) – конструкция ЗС с уменьшенной высотой МЛ, (г) – конструкция ЗС с уменьшенной высотой и увеличенной шириной МЛ.

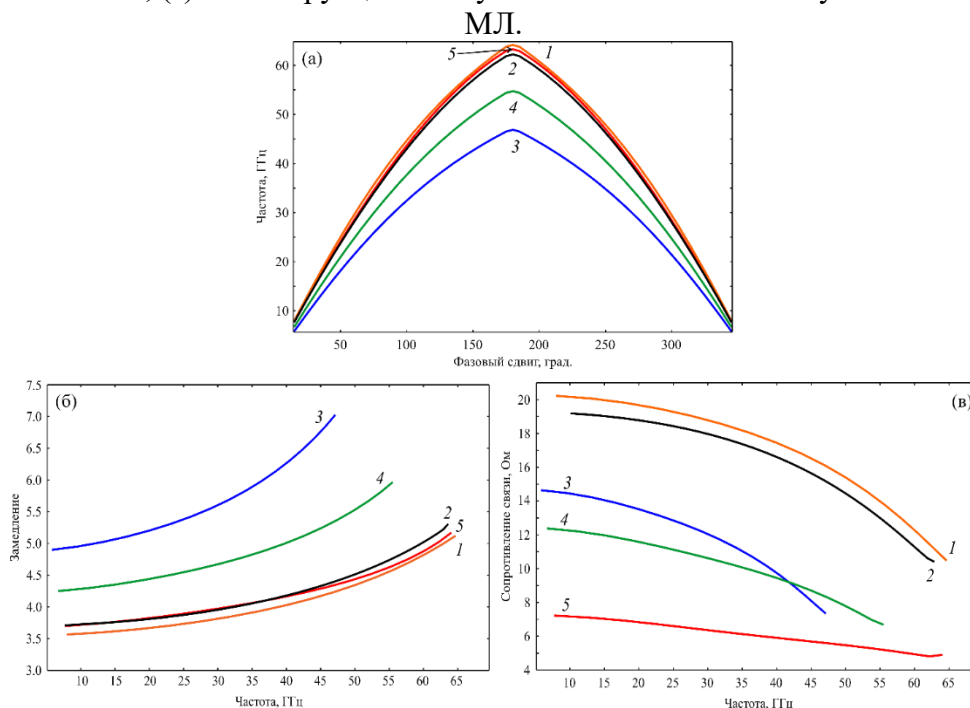


Рисунок 2. (а) Дисперсионная характеристика, (б) частотная зависимость замедления, (в) частотная зависимость сопротивления связи, где 1 соответствует конструкции на рис 1(б), 2 – рис 1(а), 3 – рис 1(б) с подложкой из нитрида алюминия, 4 – рис 1(в) с подложкой из нитрида алюминия, 5 – рис 1(г) с подложкой из нитрида алюминия

*Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-07-00929.*

### Библиографический список

1. *N. M. Ryskin et al.* Development of microfabricated planar slow-wave structures on dielectric substrates for miniaturized millimeter-band traveling-wave tubes // *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 39, no. 1, p. 013204, Jan. 2021, doi: 10.1116/6.0000716.
2. *N. Bai, M. Shen, and X. Sun* Investigation of microstrip meander-line traveling-wave tube using EBG ground plane // *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 62, no. 5, pp. 1622–1627, 2015, doi: 10.1109/TED.2015.2411314.
3. *I. A. Chistyakov et al.* Microfabrication of the electromagnetic bandgap structure for incorporating into the dielectric substrate of the millimeter-band planar slow-wave structure // in *Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*, Apr. 2022, p. 37, doi: 10.1117/12.2630865.

## ПОДХОДЫ К ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ И МИНИАТЮРИЗАЦИИ ГИБКИХ ПЛАНАРНЫХ АНТЕНН НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ ДЛЯ РАБОТЫ В ISM ДИАПАЗОНЕ

**И.А. Чистяков<sup>1,2,3</sup>, А.В. Стародубов<sup>1,3</sup>**

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

<sup>2</sup>*АО «НПП «Алмаз»*

<sup>3</sup>*Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН*

*E-mail: ivan.chistyakov99@gmail.com*

Востребованность компактных планарных антенн на гибкой диэлектрической подложке вызвана интересом научного сообщества к исследованию устройств гибкой электроники, широкими возможностями практического применения в области телекоммуникаций, медицины и безопасности [1], [2]. Переход в более высокочастотный диапазон и постоянно растущие требования к малому весу и конструкции неминуемо сводится к требованиям миниатюризации, что предъявляет подобные требования и к гибким антеннам.

Анализ научно-технической литературы показал, что существует несколько подходов к миниатюризации антенн с планарной геометрией: увеличение диэлектрической проницаемости подложки; формирование в металлизации антенного элемента (патч) множества вырезов, использование изгибов геометрии; увеличение толщины диэлектрика и использование фрактальных структур.

В данной работе приведены некоторые подходы к численному моделированию при проектировании гибких антенн, а также отображена последовательная миниатюризация антенны для работы в ISM диапазоне (2.4÷2.5 ГГц) размерами 60×40×0.8 мм (PET подложка) до компактного аналога 30×20×0.1 мм (подложка из полиимида). Проектирование осуществлялось в таких программных пакетах как ANSYS Electromagnetics Suite и CST Microwave Studio. Параметры гибкой подложки компактной антенны: материал полиимид, относительная диэлектрическая проницаемость 3.5, тангенс диэлектрических потерь 0.008.

На рис. 1 (а) представлена траектория миниатюризации, (б) отражены моделирования рабочих характеристик разработанной антенны, (с) построена диаграмма направленности в E и H-плоскостях и (д) частотная зависимость коэффициента усиления. Установлено, что конечная антенна является трехдиапазонной с центральными частотами 2.43, 6.65 и 9.73 ГГц. Анализ результатов численного моделирования показал, что антенна имеет достаточный коэффициент усиления, обратные потери в ISM диапазоне не хуже 10 дБ. Макет малогабаритной антенны был изготовлен с использованием подхода на основе лазерной абляции [3]. В работе [4] приведены результаты сравнения численного моделирования в среде ANSYS с экспериментом, получено хорошее качественное соответствие.

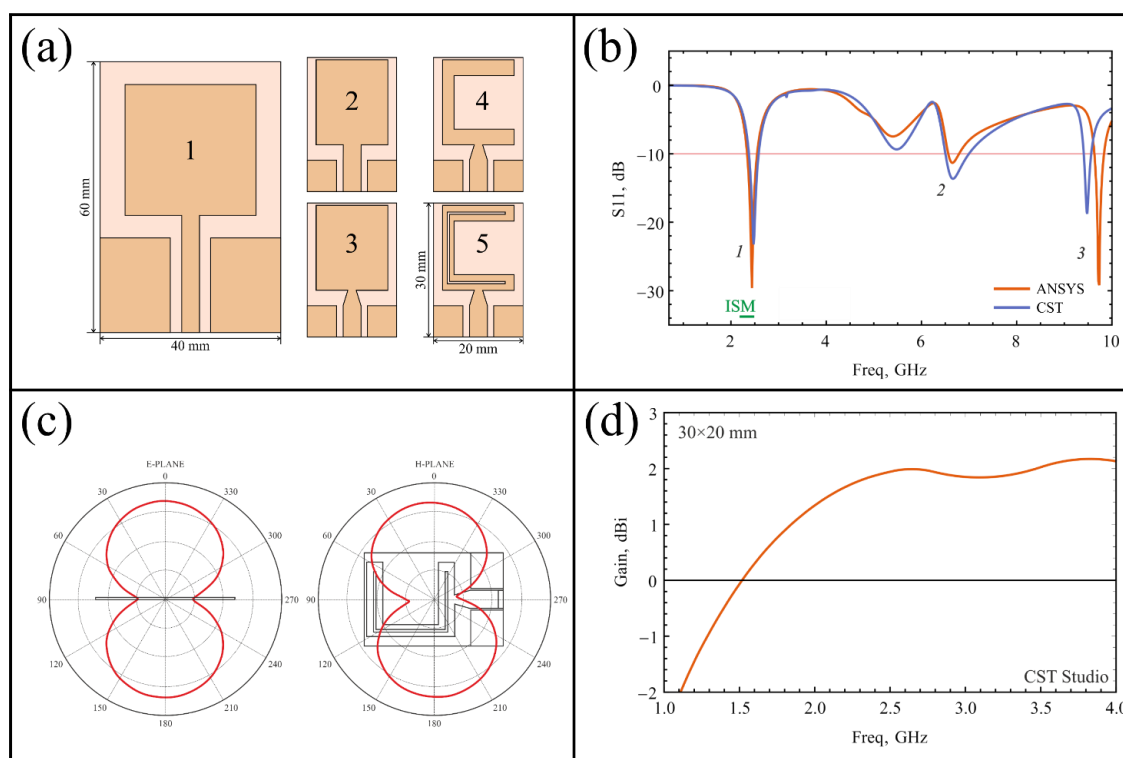


Рисунок 1. (a) Траектория миниатюризации дизайна антенны, (b) частотная зависимость коэффициента отражения компактной антенны, (c) диаграмма направленности компактной антенны в Е и Н-плоскостях, (d) частотная зависимость коэффициента усиления компактной антенны

В ходе выполнения работы применены известные методы миниатюризации, спроектирована конструкция компактной микрополосковой антенны с копланарным вводом/выводом сигнала на гибкой диэлектрической подложке размером  $30 \times 20$  мм, площадь подложки уменьшена в 4 раза по сравнению с крупногабаритным аналогом, получено качественное и количественное соответствие радиотехнических характеристик, рассчитанных в двух разных программных комплексах.

*Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 17-79-20243.*

#### Библиографический список

1. *J. Zhu and H. Cheng* Recent development of flexible and stretchable antennas for bio-integrated electronics // *Sensors (Switzerland)*, vol. 18, no. 12, pp. 1–22, 2018, doi: 10.3390/s18124364.
2. *A. Nathan et al.* Flexible Electronics: The Next Ubiquitous Platform // *Proc. IEEE*, vol. 100, no. Special Centennial Issue, pp. 1486–1517, 2012, doi: 10.1109/JPROC.2012.2190168.
3. *A. V. Starodubov, A. A. Serdobintsev, I. O. Kozhevnikov, V. V. Galushka, and A. M. Pavlov* Laser ablation and other manufacturing approaches for flexible antenna fabrication // in *Saratov Fall Meeting 2019: Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*, Apr. 2020, vol. 1145804, no. April, p. 40, doi: 10.1117/12.2564421.
4. *И. А. Чистяков, И. С. Ожогин, И. О. Кожевников, А. М. Павлов, А. А. Сердобинцев, А. В. Стародубов* Подходы к миниатюризации и экспериментальной реализации гибкой антенны с копланарным вводом/выводом сигнала для работы в ISM диапазоне // *Антенны и распространение радиоволн: сб. докладов Всероссийской научно-технической конференции*. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2021, с. 14 – 16.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТОДОМ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

М.С. Чугунова<sup>1</sup>, А.А. Бурцев<sup>2</sup>, С.А. Черобыло<sup>2</sup>, А.А. Лотин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Шатурский энергетический техникум

<sup>2</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН

E-mail: chuginova.mashulia@yandex.ru

Клеточные автоматы (КА) являются инструментом для моделирования явлений и процессов, происходящих в открытых нелинейных системах, где процессы имеют пороговый характер. Клеточные автоматы являются математическими моделями систем, которые описывают ее дискретную эволюцию [1]. Ими удобно пользоваться и тогда, когда нет оснований считать, что исследуемый процесс можно описывать непрерывными или дифференцируемыми функциями. КА можно определить как дискретные динамические системы, поведение которых полностью определяется в терминах локальных взаимозависимостей состояний таких систем [2]. Пространство представлено равномерной сеткой, каждая ячейка (или клетка) которой, содержит несколько битов данных; законы развития выражаются единственным набором правил, по которым любая клетка на каждом шаге вычисляет свое новое состояние по состояниям ее близких соседей. Если задан подходящий набор правил, то такой простой операционный механизм достаточен для поддержания целой иерархии структур и явлений. Клеточные автоматы дают полезные модели для многих исследований в естественных науках [3, 4].

В работе [5] авторами исследовалось образование и распределение фрактальных кристаллов на поверхности нержавеющей стали. Для распределения центров кристаллизации был использован классический клеточный автомат Дж. Х. Конвея "Жизнь". Для описания роста кластера эффективно использовалась модель DLA (диффузионно-локальная агрегация) при варьировании начальной концентрации и вероятности слипания частиц в рамках двумерного клеточного автомата окрестности фон Неймана [6]. Другим методом анализа распределения кристаллитов является использование правил счисления КА в созданных фрактальных и линейных пространствах [7].

Это простой пример исследования распределения дендритных кластеров при создании фрактальных пространств, где каждая ячейка имеет одного, двух или трех соседей. На пересечениях (три соседа) стандартные правила счисления (0–255) объединяются, чтобы выбрать два лучших из трех для присвоения этой ячейки [2]. По большей части последовательности на дендритных пространствах сходятся по порядку быстрее, чем последовательности на линейных пространствах. Есть некоторые интересные расхождения в долгосрочных значениях средних и дисперсиях размеров ячеек.

Многие правила счисления демонстрируют кластеры фиксированного размера, другие формируют растущие кластеры. Интерес представляют закономерности, которые способны создавать сложные узоры. Повторяемость и вложенность – распространенные свойства многих клеточных автоматов. Но, как показано, КА

также могут создавать структуры (паттерны), которые во многих отношениях кажутся случайными или демонстрировать поведение, которое можно рассматривать как сложную смесь регулярных и нерегулярных частей.

Данный метод может применяться и для описания случаев остывания слитков в металлургии и для других физических процессов, так как демонстрирует как поверхностное, так и глубинное распределение фрактальных кристаллитов [7, 8].

*Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника».*

#### **Библиографический список**

1. *Кольцова Э.М., Гордеев Л.С., Третьяков Ю.Д., Вертегел А.А.* Термодинамика необратимых процессов и нелинейная динамика. Учебное пособие для вузов. Москва: Изд-во "Юрайт". 2019. 430 с.
2. *Wolfram S.* A New Kind of Science. Wolfram Media. 2002. 1280 p.
3. *Schiff J.L.* Cellular Automata. A Discrete View of the World. Wiley&Sons. 2008. 279 p.
4. *Strang G.* Computational Science and Engineering. Wellesley-Cambridge Press. 2007. 726 p.
5. *Бурцев А.А., Бутковский О.Я.* // Межвузовский сборник «Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов» // Тверь: Изд-во Тверского гос.ун-та. 2018. с.187-195.
6. *Безносюк С.А., Лерх Я.В., Жуковская Т.М.* // Ползуновский вестник. 2005. №4-1. с.143-151.
7. *Куклина В.Е., Бурцев А.А.* // Тезисы доклада XV Всероссийской конференции «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во "Техно-Декор". 2020. с. 326-328.
8. *Бурцев А.А.* Моделирование физических процессов лазерной технологической обработки. LAP: LAMBERT Academic Publishing. 2021. 85 с.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И ВЯЗКОСТИ СУСПЕНЗИЙ

Е.С. Шамсутдинова<sup>1</sup>, В.И. Анисимкин<sup>1</sup>, А.С. Фионов<sup>1</sup>, А.В. Смирнов<sup>1</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  
E-mail: shes1996@bk.ru

Определение параметров неполярных жидких сред является важной задачей для науки и техники. Существуют работы по изучению свойств таких жидкостей, однако часто они узкоспециализированные [2-4]. В связи с этим необходимо проведения комплексного анализа свойств неполярных жидкостей и поиск путей изменения этих свойств. Таким образом, существует необходимость проведения комплексного исследования свойств неполярных жидкостей, включая поиск путей значительного изменения параметров таких жидкостей.

Для исследования электрофизических и вязкостных параметров суспензий были выбраны следующие жидкости и наполнители: вазелиновое масло (ВМ,  $\epsilon=2.25$ ), силиконовое масло (СМ,  $\epsilon=2.1$ ), глицерин (Г,  $\epsilon=44.5$ ), сорбитан моноолеат (SPAN80), фармацевтический активированный уголь (АУ).

Были использованы суспензии на основе ВМ и СМ с добавлением АУ (60 мг/мл), ВМ с добавлением SPAN80 (5 масс.%) и глицерин с добавлением SPAN80 (5масс.%).

Измерительная ячейка состояла из двух коаксиальных цилиндрических никелевых электродов с изолятором, вставленные в эппендорф (рис. 1, а). Ячейка присоединялась к LCR-метру Agilent E4980A.

Диэлектрическая проницаемость суспензии вычислялась по формуле:

$$\epsilon = \frac{C(\Delta h)}{2\pi\epsilon_0 \ln \frac{D}{d} \Delta h},$$

где  $C(\Delta h) = C(h_2) - C(h_1)$  – разница емкостей конденсатора при разных уровнях залива суспензии;  $D$  и  $d$  – диаметры внешнего и внутреннего электродов соответственно;  $\epsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Результаты измерений для электрофизического метода представлены в таблице 1. Численные значения диэлектрической проницаемости чистых жидкостей находятся в соответствии со справочными данными [1] в пределах погрешности 5%. Возникновение сквозного электрического тока в конденсаторе при использовании полярных жидких сред можно избежать с помощью изоляции измерительных электродов (ИИЭ) (рис. 1, б).

Для измерения вязкости суспензий использовался электроакустический метод на основе специально подобранной волны Лэмба [5]. Были построены калибрационные кривые для вязкости и электропроводности жидкой среды, выбрана мода, чувствительная к вязкости и не чувствительная к электропроводности суспензии в пластине ST,X-кварца:  $f = 49.74$  МГц,  $H/\lambda = 1.0$  ( $f$  - частота,  $H$  - толщина,  $\lambda$  - длина волны).



Результаты измерений для чистых жидкостей находятся в соответствии со справочными данными [6]. Значения вязкости для чистых жидкостей и суспензий представлены в таблице 2.

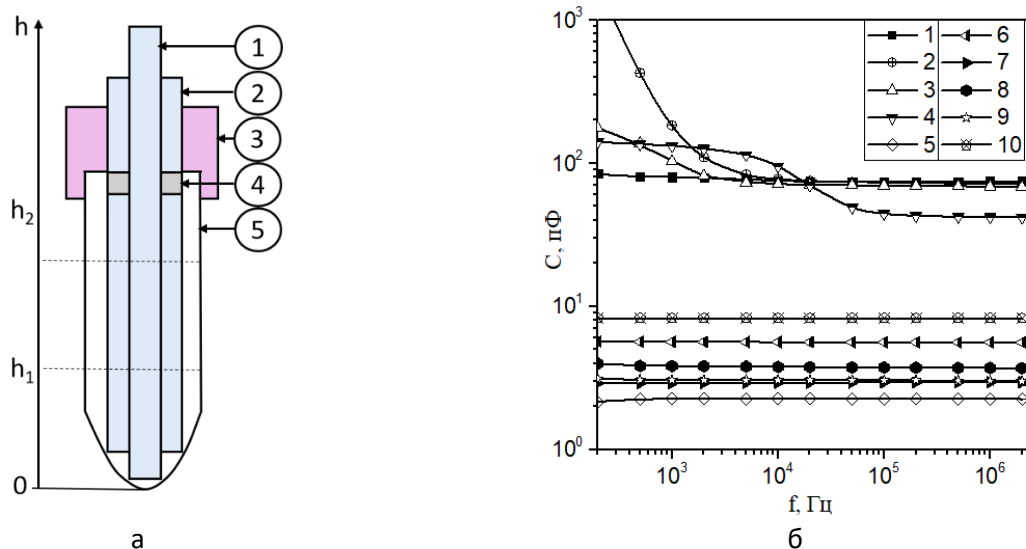


Рис. 1. (а) схематическое изображение измерительной ячейки и фотография (1 – внутренний электрод; 2 – внешний электрод; 3 – закручивающаяся крышка с отверстием; 4 – изолятор; 5 – эппендорф). (б) зависимость емкости измерительного конденсатора с образцами от частоты (1 – Г; 2 – Г + SPAN80; 3 – Г (ИИЭ); 4 – Г + SPAN80 (ИИЭ); 5 – СМ; 6 – СМ+АУ; 7 – ВМ; 8 – ВМ+АУ; 9 – ВМ+SPAN80; 10 – пустой конденсатор).

Таблица 1. Результаты измерения электрического сопротивления и полученной диэлектрической проницаемости суспензий

Образец	$\epsilon$ (1 кГц)	$\epsilon$ (1 МГц)	$R$ , Ом	Образец	$\epsilon$ (1 кГц)	$\epsilon$ (1 МГц)	$R$ , Ом
ВМ	2.25	2.26	$1.8 \cdot 10^{11}$	ВМ + АУ	2.6	2.6	$1.8 \cdot 10^9$
				ВМ + SPAN 80	2.3	2.3	$3 \cdot 10^8$
СМ	2.1	2.1	$9.4 \cdot 10^{11}$	СМ + АУ	3.4	3.4	$1.5 \cdot 10^9$
Г	45	42	$3.8 \cdot 10^5$	Г + SPAN80	85	37	$2.1 \cdot 10^4$
Г (ИИЭ)	45	30	$2.1 \cdot 10^6$	Г + SPAN80 (ИИЭ)	51	17	$3 \cdot 10^6$

Таблица 2. Полученные результаты определения вязкости суспензий при комнатной температуре (20°C) в пластине ST, X-кварца

Образец	Г	Г+SPAN80	СМ	СМ+АУ	ВМ	ВМ+SPAN80	ВМ+АУ
$\eta$ , сП	1500	1550	80	47	70	75	73

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-49-00062, <https://rscf.ru/project/21-49-00062>.

#### Библиографический список

1. Ахатов Я.Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей // М.: Изд-во МАИ. 1999. С. 854.
2. Dukhin A.S., Goetz P.J. // J. Electroanal. Chem. 2006. Т. 588. №1. Р. 44-50.
3. Guo Q., Singh V., Behrens S. H. // Langmuir. 2010. Т. 26. №. 5. С. 3203-3207.
4. Chattopadhyay A., Dhar P. // J. Appl. Phys. 2019. Т. 125. № 3. Р. 034103.
5. Anisimkin V. I., Voronova N. V. // Ultrasonics. 2021. Т. 116. С. 106496.
6. Weast R.C., Astle M.J., Beyer W.H. Chemical Rubber Company Handbook of Chemistry and Physics, 66th ed. Chemical Rubber. Boca Raton. FL. 1985. P. D232.

## ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ТОКА В СТРУКТУРАХ С ЭЛЕКТРОННОЙ И ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

К.В. Машинский<sup>1</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1,2</sup>

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

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

E-mail: [konstantin-m92@yandex.ru](mailto:konstantin-m92@yandex.ru)

Перспективным материалом для создания терагерцовых (ТГц) устройств является графен, обладающий рядом важных свойств - нулевой шириной запрещенной зоны [1], высокой подвижностью носителей заряда, достигающей  $100000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [2], и временем релаксации импульса носителей заряда, достигающим 2 пс при комнатной температуре [3]. Сильная локализация электрического поля плазмона в графене позволяет электромагнитному излучению эффективно взаимодействовать с носителями заряда.

В данной работе рассматривается переключатель направления тока в пространственно асимметричной графеновой структуре с электронным и дырочным типами проводимости, экранированной металлическим затвором (Рис. 1, а). Области электронной, либо дырочной проводимости в графене создаются за счет приложения напряжения между затворами и графеном.

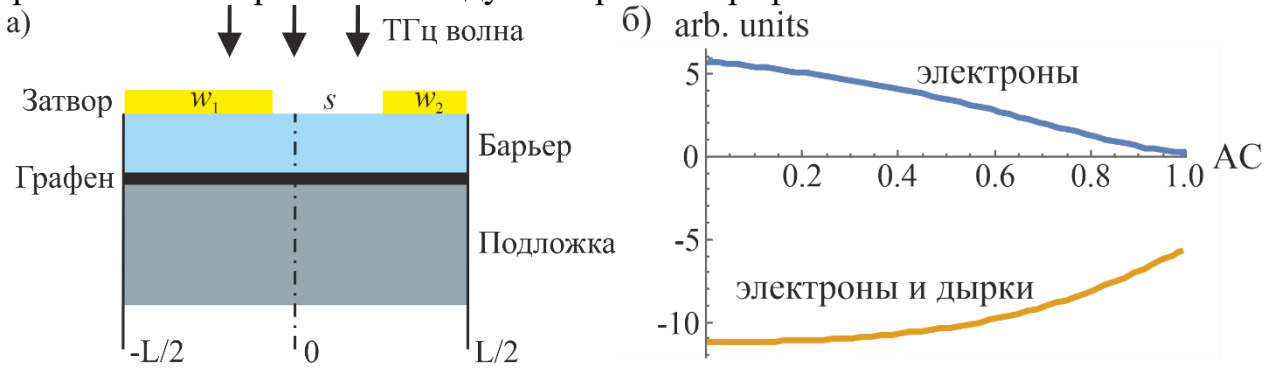


Рис. 1. (а) Пространственно асимметричная графеновая структура.

(б) Зависимость тока, выпрямленного за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хараповика в структуре с электронной (верхняя кривая, выражение (3)) и электронно-дырочной проводимостью (нижняя кривая, выражение (4)), от коэффициента пространственной асимметрии структуры.

Ток, выпрямленный в пространственно асимметричном графене, экранированном металлическим затвором, описывается выражением [4]:

$$j = -\frac{|e^3|v_F^2}{2\hbar^2\pi\gamma\omega(\omega^2 + \gamma^2)L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \text{sgn}(e(x)) \text{Re} \left[ \left( \omega - \frac{i\gamma}{2} \right) E_\omega(x) \frac{\partial E_\omega^*(x)}{\partial x} \right] dx, \quad (1)$$

где  $|e|$  – элементарный заряд ( $e < 0$  для электронов и  $e > 0$  для дырок),  $v_F$  – скорость Ферми,  $\gamma$  – частота релаксации импульса носителя заряда,  $\hbar$  – постоянная Дирака,  $\omega$  – частота падающей на структуру волны,  $L$  – период структуры,  $E_\omega(x)$  – электрическое поле плазмона, усредненное по времени путем разложения во временной ряд Фурье  $E(x,t) = E_\omega(x) \exp(i\omega t)$ .

Рассмотрим случай стоячей плазменной волны в графене, описываемый выражением  $E(x,t)=E_\omega(x)(\cos(\omega t-qx)+\cos(\omega t+qx))$ . Тогда выражение выпрямленного тока (1) приобретает следующий вид:

$$j_{Rt} = \frac{|e^3|v_F^2 q E_{-\omega,q}^2}{4\hbar^2 \pi \gamma (\omega^2 + \gamma^2) L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \text{sgn}(e(x)) \sin(2qx) dx. \quad (2)$$

Это выражение описывает ток, выпрямленный за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хруповика. Этот эффект связан с пространственной асимметрией распределения типов носителей заряда в графене. Рассмотрим два случая такого распределения на трех участках – под затвором шириной  $w_1$ , под проемом шириной  $s$  и под затвором шириной  $w_2$ :

$$\text{sgn}(e(x)) = \begin{cases} 1, & -L/2 < x < -L/2 + w_1 \quad (\text{электронная проводимость}) \\ 0, & -L/2 + w_1 < x < L/2 - w_2 \\ 0, & L/2 - w_2 < x < L/2 \end{cases}$$

$$\text{sgn}(e(x)) = \begin{cases} 1, & -L/2 < x < -L/2 + w_1 \quad (\text{электронная проводимость}) \\ 0, & -L/2 + w_1 < x < L/2 - w_2 \\ -1, & L/2 - w_2 < x < L/2 \quad (\text{дырочная проводимость}) \end{cases}$$

Выражение тока (2) в этих условиях принимает вид, соответственно:

$$j_{Rt} = -\frac{|e^3|v_F^2 E_{-\omega,q}^2}{4\hbar^2 \pi \gamma (\omega^2 + \gamma^2) L} \sin(qw_1) \sin(q(w_1 - L)) \quad (3)$$

$$j_{Rt} = -\frac{|e^3|v_F^2 E_{-\omega,q}^2}{4\hbar^2 \pi \gamma (\omega^2 + \gamma^2) L} (\cos(q(w_1 - w_2)) \cos(-qw_2) - \cos(-qL)) \quad (4)$$

Рассмотрим графики относительной зависимости выпрямленного тока, от коэффициента пространственной симметрии структуры  $AC=1-w_1/w_2$  (Рис. 1, б). Показана возможность изменения направления тока в графене за счет создания области с дырочным типом проводимости под затвором  $w_2$ . Электрическое переключение за счет создания напряжения на затворном электроде – наиболее удобный способ. Описанный переключатель работает в диапазоне 1-10 ТГц, в котором величина тока, выпрямленного за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хруповика на один-два порядка превосходит ток, выпрямленный за счет эффекта разностного увлечения [5]. Переключение будет осуществляться даже при конкуренции этих эффектов.

*Работа выполнена в рамках Госзадания.*

#### Библиографический список

1. Novoselov K.S., Falco V.I., Colombo L., Gellert P.R. et al. // Nature. 2012. V. 490. P. 192.
2. Mayorov A. S., Gorbachev R.V., Morozov S.V., Britell L. et al. // Nano Lett. 2011. V. 11. P. 2396.
3. Svintsov D., Vyurkov V., Yurchenko S. et al., // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 083715.
4. D.V. Fateev, K.V. Mashinskiy, J.D. Sun et al. // Solid State Electron. 2019. V. 157. Pp. 20-24.
5. D.V. Fateev, K.V. Mashinskiy, V.V. Popov // Appl. Phys. Lett. 2017. V.110. P. 061106.

## Тензорная проводимость графена с электронным дрейфом в гидродинамическом приближении

И. М. Моисеенко<sup>1</sup>, В. В. Попов<sup>1</sup>, Д. В. Фатеев<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

Микроструктуры на основе графена могут быть использованы для детектирования и усиления терагерцевого (ТГц) излучения [1]. В том числе активно исследуются плазмонные свойства таких структур [2], усиление ТГц плазмонов в графене с постоянным током получено экспериментально [3]. Для плазмонов, являющихся медленными волнами, может быть реализовано усиление за счет эффекта Черенкова в графене с постоянным током [4]. Теоретически показана возможность ТГц усиления в графене при фазовой скорости плазмонов, совпадающей по направлению и превышающей скорость дрейфа носителей заряда в графене [5].

В настоящей работе исследуется проводимость графена с постоянным током, полученная в гидродинамическом приближении. В случае произвольного направления постоянного тока в графене проводимость имеет вид тензора. Исследуется величина каждого из элементов тензора проводимости графене в ТГц диапазоне частот.

Выражение для тензорной проводимости графена с постоянным током получено путем решения гидродинамических уравнений баланса числа частиц, баланса импульса и баланса энергии носителей заряда [5]. Рассмотрим случай, когда пространственная дисперсия проводимости графена незначительна ( $V_{ph} \gg V_F$ , где  $V_{ph}$  - фазовая скорость волны, взаимодействующей с графеном). Такая ситуация может быть реализована как для ТМ-плазмонов [5], так и для поверхностных ТЕ мод в графене [6]. В случае, когда скорость дрейфа направлена строго вдоль оси  $Ox$ , отличны от нуля только диагональные элементы проводимости графена (Рис. 1). Величина  $Re\sigma_{xx}$  может становиться отрицательной в ТГц диапазоне частот, что говорит о возможности ТГц усиления. Переход из положительной в отрицательную область величины  $Re\sigma_{xx}$  происходит при превышении некоторой пороговой

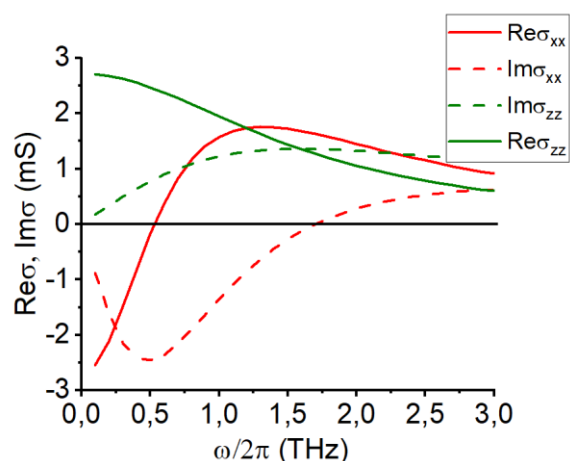


Рис. 1. Действительная (сплошные линии) и мнимая (пунктирные линии) части элементов тензора проводимости графена при времени релаксации носителей заряда в графене 0.1 пс и скоростями дрейфа  $V_x=0.5V_F$  и  $V_z=0$ . Мнимые и действительные части  $\sigma_{xz}$  и  $\sigma_{zx}$  показаны черной сплошной прямой.

скорости дрейфа носителей заряда, зависящей от частоты и времени релаксации импульса носителей заряда [5]. Величина  $\text{Re}\sigma_{zz}$  является положительной в ТГц диапазоне частот при любом значении  $V_x$ , пока  $V_z=0$ . Это происходит потому, что действительная часть проводимости графена может принимать отрицательные значения только в случае дрейфа носителей заряда, сонаправленного, или имеющего ненулевую проекцию в направлении осциллирующего поля ТГц волны. Величина  $\text{Im}\sigma_{zz}$  на Рис. 1 положительна, т.е. проводимость имеет индуктивный характер, в то время как  $\text{Im}\sigma_{xx}$  может быть отрицательна на низких ТГц частотах. Область частот, где проводимость  $\sigma_{xx}$  является емкостной ( $\text{Im}\sigma_{xx} < 0$ ) создается за счет постоянного тока в графене.

В случае, когда постоянный ток направлен под углом к оси  $Ox$ , недиагональные элементы тензора проводимости становятся сравнимы по величине с диагональными, при этом в некоторой частотной области выполняется условие  $\text{Re}\sigma_{zx} = \text{Re}\sigma_{xz} < 0$  (Рис. 2). Пропускание тока под углом к осциллирующему электрическому полю позволяет расширить частотный диапазон усиления (см. частоты, где  $\text{Re}\sigma_{xz} < 0$  на Рис.1 и  $\text{Re}\sigma_{zx} = \text{Re}\sigma_{xz} < 0$  на Рис.2)

Таким образом, в настоящей работе исследована тензорная проводимость графена с постоянным током в зависимости от скорости и направления дрейфа носителей заряда в графене. Показано, что изменение направления постоянного тока по отношению к осциллирующему электрическому полю позволяет расширить диапазон усиления ТГц излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант №22-79-00262.

### Библиографический список

1. B.I. Lu-qing, D.A.I. Song-song, W.U. Yang-bing, G.U.O Dong-hui, *New Carbon Mater.* **33**(6), 493-509 (2018).
2. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev, *J. Phys. Commun.* **4**, 071001 (2020).
3. S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav, A. Satou, D. B. But, V. V. Popov, I. V. Gorbenko, V. Kachorovskii, and T. Otsuji, *Phys. Rev. X* **10**, 031004 (2020).
4. D. Svintsov, *Phys. Rev. B.* **100**, 195428 (2019).
5. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev, *Phys. Rev. B* **103**, 195430 (2021).
6. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, *J. Phys.: Condens. Matter* **34** 295301 (2022).

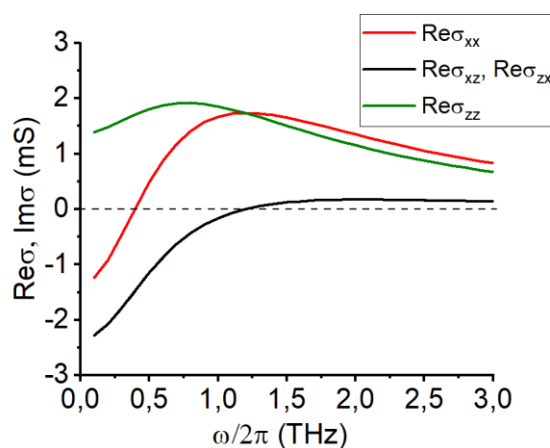


Рис. 2. Действительная часть элементов тензора проводимости графена при времени релаксации носителей заряда в графене 0.1 пс и скорости дрейфа  $V_x=0.433V_F$  и  $V_z=0.25V_F$ .

## Усиление ТГц излучения в структуре с двумя слоями графена с постоянным током

И. М. Моисеенко<sup>1</sup>, В. В. Попов<sup>1</sup>, Д. В. Фатеев<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

Создание устройств, работающих в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот является актуальной задачей современной фотоники. В качестве основы для таких устройств используется однослойные и многослойные графеновые структуры [1, 2]. Учет постоянного тока в графене приводит в пространственной дисперсии его проводимости, имеющей тензорный вид в случае произвольно направленного постоянного тока.

В настоящей работе исследуется усиление ТГц электромагнитного излучения в структуре, состоящей из двух слоев гидродинамического графена. Постоянный ток течет в обоих слоях графена и скорость дрейфа носителей заряда одинакова в обоих слоях графена. Слои графена разделены слоем диэлектрика толщиной  $d$  и окружены полу-бесконечными диэлектрическими слоями. Электромагнитная волна с ТЕ-поляризацией падает на графеновую

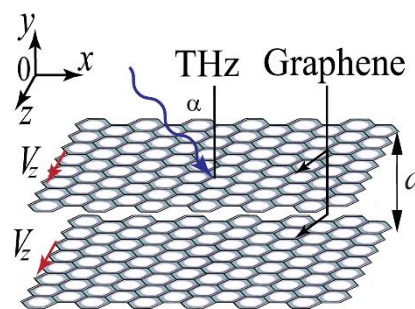


Рис. 1. Схематическое изображение структуры

структуру под произвольным углом в плоскости  $yOx$  (Рис. 1). Рассмотрим случай, когда постоянный ток в каждом из слоев графена перпендикулярен волновому вектору падающей ТГц волны. В этом случае для описания выделения и поглощения энергии в графеновой структуре может быть использована одна диагональная компонента  $\sigma_{zz}$  тензора проводимости для каждого слоя графена. Выражение для тензорной проводимости графена с постоянным током получено путем решения гидродинамических уравнений баланса числа частиц, баланса импульса и баланса энергии носителей заряда [4]. Возможность обнаружения собственных ТЕ мод в графене, описываемом локальной проводимостью [5], показана в работе [6]. Теоретически показана возможность существования собственных ТЕ мод в графене в диапазоне частот  $1.667 < \hbar\omega / \varepsilon_F < 2$ , где  $\hbar$  - постоянная Планка,  $\omega$  - круговая частота,  $\varepsilon_F$  - энергия Ферми в графене, что связано с емкостным характером проводимости графена на этих частотах [6]. Постоянный ток в слоях графена позволяет сместить частотную область емкостной проводимости в ТГц диапазон частот.

На Рис. 2 представлен спектр поглощения ТЕ волны в зависимости от угла ее падения на графеновую структуру. Черной линией показана область, где  $A=0$ , слева от которой на частотах  $\omega/2\pi < 1.05$  ТГц  $A < 0$ , что означает возможность усиления электромагнитного излучения на этих частотах. Усиление достигается в области, где действительная часть проводимости графена отрицательна. Механизм отрицательной проводимости в этом случае связан с изменением плотности массы носителей заряда при изменении скорости их дрейфа. Резонансы в спектре поглощения имеют вид, характерный для резонансов Фабри-Перо, при этом обладают свойствами поверхностных ТЕ мод в графене, описанных в работе [7].

В частности, с ростом угла падения частота резонансов растет, однако, начиная с некоторой частоты наблюдается обратная зависимость. Это связано с характером дисперсии поверхностной ТЕ моды в графене с постоянным током [7].

Таким образом, в настоящей работе показана возможность резонансного возбуждения ТЕ мод в структуре с двумя слоями графена с постоянным током. Возбуждаемые ТЕ моды являются гибридными и несут в себе свойства как волноводных мод, там и поверхностных ТЕ мод в графене.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики.

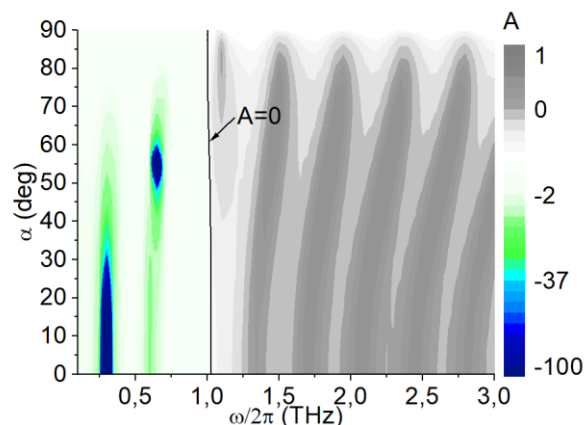


Рис. 2. Спектр поглощения ТЕ волны в зависимости от угла ее падения на графеновую структуру. Время релаксации импульса и энергия Ферми в каждом слое графена 0.1 пс и 200 мэВ, соответственно.

### Библиографический список

1. J.-H. Son, S. J. Oh, H. Cheon. *J. Appl. Phys.* **125**, 190901 (2019).
2. P. Olbrich, J. Kamann, M. König. *Rev. B* **93**, 075422 (2016).
3. D. Svintsov, *Phys. Rev. B* **97**, 121405(R) (2018).
4. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev, *Phys. Rev. B* **103**, 195430 (2021).
5. L. Falkovsky, A. Varlamov, *Eur. Phys. J. B* **56**, 281–284 (2007).
6. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 016803 (2007).
7. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, *J. Phys.: Condens. Matter* **34** 295301 (2022).

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЕРАГЕРЦЕВОЙ ГЕНЕРАЦИИ В РЕЗОНАТОРЕ, СОДЕРЖАЩЕМ ГИПЕРБОЛИЧЕСКУЮ НАНОСТРУКТУРУ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

О.Н Козина

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

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

Потребность в фотонных устройствах нано-метрового размера и их комплекующих частей является мотивацией для дальнейшего исследования различных типов метаматериалов, в том числе на основе графена. В частности, моделирование устройств для генерации излучения в терагерцевом диапазоне основано на использовании различных структур, содержащих графен [1-3].

В данной работе теоретически исследуется процесс распространения терагерцевого излучения в сложном резонаторе, содержащем ассиметричный гиперболический метаматериал (АГММ) на основе графена (рис. 1, а). АГММ состоит из периодически упорядоченных тонких слоев полупроводникового материала (в данном исследовании выбран карбид кремния [4]) и инвертированного графена [4-5]. Ассиметрия такой структуры задается посредством наклона оптической оси, по отношению к внешним границам раздела среды. Мы показали, что такой АГММ обладает значительным усилением в ТГц диапазоне частот [4-5]. За счет указанной ассиметрии, данный тип ГММ позволяет создать условия для вывода оптического излучения с высокой плотностью фотонов, накопленного в гиперболической среде, во внешнее пространство. Заклучив данный АГММ в резонатор, мы провели теоретическое исследование процессов распространения электромагнитных волн в такой структуре и показали возможность генерации ТГц волны в одномодовом режиме [5]. Расчеты выполнены с учетом эффекта насыщения графена.

АГММ представляет собой экстремально анизотропную одноосную среду и описывается тензором диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \{\{\epsilon_{\perp}, 0, 0\}, \{0, \epsilon_{\perp}, 0\}, \{0, 0, \epsilon_{//}\}\}$  у которого продольная и поперечная компоненты имеют разные знаки. На основании численных расчетов, выполненных с учетом динамических характеристик графена и карбида кремния, мы показали, что в диапазоне частот от 2 до 12 ТГц рассмотренный АГММ обладает свойствами гиперболической среды и усиливающими свойствами одновременно [4-5].

Расчеты проведены на основании метода матриц передачи. Для описания преобразования поля внутри АГММ использованы матрицы Берремана [6], позволяющие учитывать анизотропию среды и рассчитывать оптические характеристики при произвольном угле падения излучения на структуру. Характеристики излучения, распространяющегося в резонаторе, содержатся в матрице  $\mathbf{P}_t$ , которую можно получить из произведения матриц передачи для среды резонатора (воздух или диэлектрик)  $\mathbf{P}_0(l)$  и матрицы Берремана для гиперболического слоя  $\mathbf{P}(h)$ :  $\mathbf{P}_t = \mathbf{P}_0(l)\mathbf{P}(h)$ . Собственные значения итоговой матрицы  $\mathbf{P}_t$  находятся из формулы  $\Lambda_i = \exp(i \kappa_i L)$ , где  $\kappa_i$  характеризует фазовую задержку на одном проходе по резонатору ( $L = l + h$ ). Собственные волны определяются с помощью



условия  $\text{Re}(\kappa_i) = 2\pi m$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Спектральные зависимости действительной и мнимой частей логарифмов собственных значений определяют обыкновенные и необыкновенные собственные волны в резонаторе (рис. 1, б). Мнимая часть собственного значения  $\text{Im}(\kappa_i)$  характеризует усиление в структуре. Обнаружено, что усиление в исследуемом резонаторе значительно превышает уровень потерь, за счет присутствия АГММ данного типа, что позволяет многократно увеличить число необыкновенных мод в структуре.

Продемонстрирована возможность терагерцевой генерации в одномодовом режиме. При учете эффекта насыщения усиления графена показано, что генерация ТГц излучения может быть получена в диапазоне от 2 до 8 ТГц при значениях энергии Ферми 25...26 мэВ. Показано, что максимальное усиление достигается для необыкновенной моды при значении длины резонатора 1330 мкм и толщине АГММ 5 мкм.

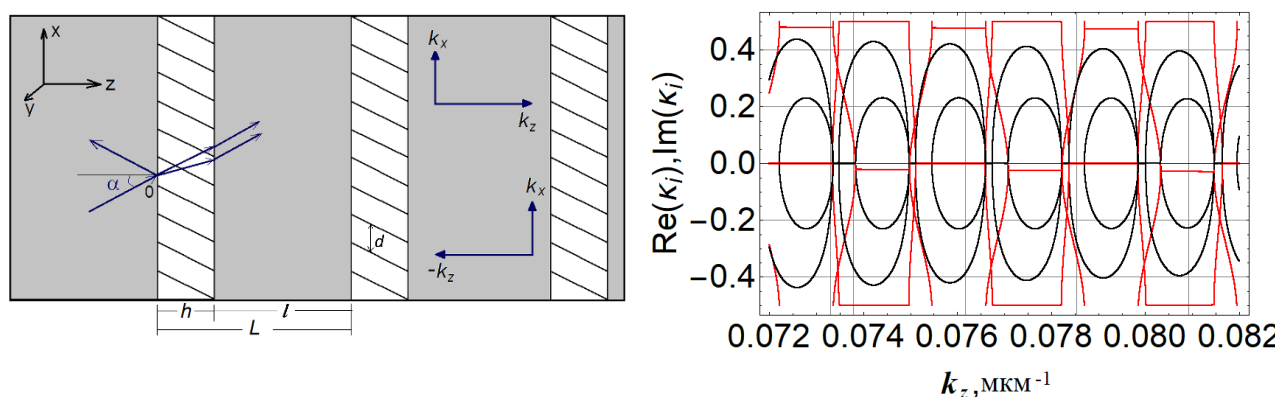


Рис. 1. (а) Схематическое представление сложного резонатора, содержащего АГММ (белые прямоугольники). Косые линии внутри гиперболической среды символизируют слои графена,  $\alpha$  – угол падения излучения на гиперболическую среду,  $h$  – общая толщина АГММ. Области серого цвета, толщиной  $l$ , соответствуют изотропной среде, характеризующейся потерями.  $L$  – длина полного обхода резонатора.

(б) Собственные значения  $\kappa_i$  матрицы  $\mathbf{P}_l$  в зависимости от  $k_z$ .  $\text{Re}(\kappa_i)$  – красные кривые,  $\text{Im}(\kappa_i)$  – черные кривые.  $d = 50$  нм,  $l = 1320$  мкм,  $h = 5$  мкм.  $E_F = 25$  мэВ,  $T = 300$  К,  $\tau = 10^{-12}$  с.

*Работа выполнена в рамках государственного задания.*

#### Библиографический список

1. Novoselov K.S., Falco V.I., Colombo L., Gellert P.R. et al. // Nature. 2012. V. 490. P. 192.
2. Polischuk O.V, Fateev D.V., Otsuji T., Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 08111
3. Obraztsov P. A., Kanda N., Konishi K. et. al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 241416.
4. Козина О.Н., Мельников Л.А. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 122. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>.
5. Kozina O.N., Melnikov L.A., Nefedov I.S. // Journal of Optics. 2020. V.22. №9. P. 095003. DOI: 10.1088/2040-8986/aba678.
6. Berreman D. W. // Journal of the Optical Society of America. 1972. V. 62. №4. P. 1157.

## ВЛИЯНИЕ ЧЕТЫРЕХМАГНОННОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА ГЕНЕРАЦИЮ ЭДС, ОБУСЛОВЛЕННУЮ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ПМСВ, НА ЧАСТОТАХ ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

М.Е. Селезнев<sup>1</sup>, Ю.В. Никулин<sup>1,2</sup>, В.К. Сахаров<sup>1</sup>, Ю.В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, А.В. Кожевников<sup>1</sup>, Г.М. Дудко<sup>1</sup>, С.Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, Ю.А. Филимонов<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: [mixanich94@mail.ru](mailto:mixanich94@mail.ru)

Исследование механизмов генерации ЭДС в структурах на основе пленок железо-иттриевого граната (YIG) и платины (Pt) важно для развития энергоэффективной элементной базы спинтроники и магноники [1, 2]. Ранее [3] для случая поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) было показано, что на частотах фазового синхронизма ПМСВ с обменными модами ЭДС резонансно возрастает, что отражает наличие сингулярностей Ван Хофа в плотности состояний спиновых волн. Однако при этом не обсуждалось влияние четырехмагнонных (4M) процессов параметрической неустойчивости. В данной работе восполняется указанный пробел.

Исследуемая структура изготавливалась на основе эпитаксиальной пленки YIG, толщиной 900 нм и намагниченностью 1800 Гс, выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната. На поверхности YIG с использованием методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления изготавливались элементы из Pt в форме прямоугольника длиной 220 мкм, шириной 200 мкм и толщиной 9 нм, а также медные микрополосковые антенны, апертурой 250 мкм, и медные электроды к элементам из Pt (рис. 1, а). Измерения S-параметров проводились с помощью векторного анализатора цепей в конфигурации ПМСВ при поле 939 Э. Измерения частотных зависимостей генерируемой ЭДС  $U(f)$  проводились с помощью синхронного детектора. При этом, на входную антенну подавался СВЧ сигнал с импульсной модуляцией (11.33 кГц) для обеспечения работы детектора и уменьшения влияния возможного нагрева на генерацию ЭДС.

В исследуемой структуре проявлялись дипольно-обменные резонансы [4] в виде провалов (отмечены “\*” на рис. 1, b) в частотных зависимостях коэффициента прохождения ПМСВ  $S_{12}(f)$  и в виде аномальных участков дисперсии  $k=k(f)$  (рис. 1, c). В области данных участков групповая скорость ПМСВ стремится к нулю, что приводит к увеличению плотности состояний ПМСВ (сингулярности Ван Хофа). В свою очередь, увеличенная плотность состояний приводит к возникновению пиков в  $U(f)$ , генерируемых за счет механизма обратного спинового эффекта Холла (отмечены “\*” на рис. 1, d).

Рост значения падающей мощности выше порога 4M процессов рассеяния приводит к уменьшению глубины провалов в  $S_{12}(f)$  (рис. 1, b) и выполаживанию аномальных участков дисперсии (рис. 1, c), что указывает на разрушение сингулярностей. В результате, в  $U(f)$  практически полностью исчезали осцилляции

(рис. 1, d), что также хорошо видно на вольт-ваттных зависимостях  $U(P_{in})$  (рис. 1, e) на частотах дипольно-обменных резонансов и в их окрестностях, например, на частотах  $f_1=4.542$  и  $f_2=4.58$  ГГц на рис. 1, e.

Исчезновение резонансных особенностей в частотной зависимости  $U(f)$  и  $S_{12}(f)$ , а также «сглаживание» участков аномальной дисперсии  $k(f)$  связано с нарушением фазового синхронизма ПМСВ и толщинных обменных волн, что приводит к исчезновению дипольно-обменных резонансов. В свою очередь нарушение фазового синхронизма вызвано наведенной 4М процессами неоднородностью основного состояния пленки в направлении распространения ПМСВ [5]. Кроме того, к «сглаживанию» резонансных особенностей в ЭДС приводит заселение параметрическими спиновыми волнами коротковолновых областей ( $k > 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ) спектра с сингулярностями ван Хофа.

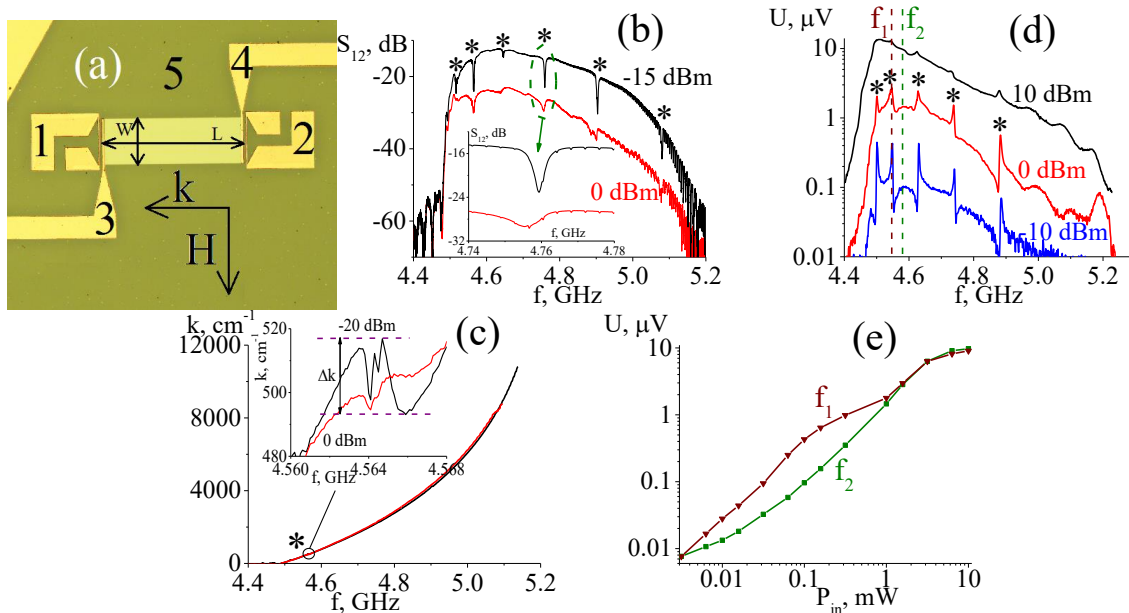


Рис. 1. (a) Схематическое изображение исследуемой структуры. (b) Амплитудно-частотные характеристики коэффициента прохождения ПМСВ и (c) дисперсионные кривые при входной мощности  $P_{in} = -15$  и  $0$  дБм. (d) Частотные зависимости ЭДС, детектируемы за счёт обратного спинового эффекта Холла, при разных уровнях входной мощности. (e) Вольт-ваттные характеристики на частотах  $f_1=4.542$  и  $f_2=4.58$  ГГц, отмеченными пунктирными линиями на (d).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00500).

#### Библиографический список

1. Cornelissen L. J., Peters K. J., Bauer G. E., et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 014412.
2. Demidov V. E., Urazhdin S., Anane A., et al. // JAP. 2020. V. 127, N. 11. P. 170901.
3. Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Сахаров В. К. и др. // ЖТФ. 2021. Т. 91, N 10. С. 1504-1508.
4. De Wames R. E., Wolfram T. // JAP. 1970. V. 41. N. 3. P. 987-993.
5. Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. N. 1. С. 318.

## ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ СПИНОВОГО ТОКА ЗА СЧЁТ ТРЁХМАГНОННЫХ ПРОЦЕССОВ

М. Е. Селезнев, А. В. Кожевников, Ю. В. Никулин, В. К. Сахаров,  
Г.М. Дудко, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, Ю. А. Филимонов

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

*E-mail: [mixanich94@mail.ru](mailto:mixanich94@mail.ru)*

Исследование механизмов генерации спинового тока в структурах феррит-металл представляет интерес для развития энергоэффективной элементной базы на основе спинтроники и магноники [1]. Наиболее широко исследуются структуры на основе пленок железоиттриевого граната (YIG) и платины (Pt). В таких структурах основным механизмом преобразования спинового тока или спиновых волн (СВ) в электрический является обратный спиновый эффект Холла (ОСЭХ), обусловленный процессами электрон-магнонного рассеяния за счет спин-орбитального и обменного взаимодействий на интерфейсе YIG/Pt [2]. В работе [3] было показано, что ЭДС, генерируемая за счет ОСЭХ при распространении поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) характеризуется двумя пиками - вблизи длинноволновой ( $f_0$ ) и коротковолновой ( $f_s$ ) границ, которые отвечают частотам сингулярностей ван Хофа плотности состояний в спектре ПМСВ [4]. В данной работе исследовано влияние трехмагнонных (3М) процессов на генерацию спинового тока при распространении ПМСВ в структуре YIG/Pt.

Исследовалась структура из элемента Pt толщиной 9 нм, длиной  $L \approx 230$  мкм и шириной  $W \approx 200$  мкм (рис. 1, а), нанесённого магнетронным распылением на пленку YIG толщиной 14.6 мкм и намагниченностью  $4\pi M \approx 1750$  Гс на подложке гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111). Образец располагался между полюсами электромагнита таким образом, что магнитное поле  $H$  было направлено касательно к поверхности пленки YIG и параллельно антенне, что соответствовало геометрии возбуждения ПМСВ. Исследование частотных зависимостей модуля и фазы коэффициентов отражения  $S_{22}$  и прохождения  $S_{12}$  сигналов ПМСВ осуществлялось с помощью анализатора цепей и СВЧ-зондов, подключённых к антеннам «1» и «2» (рис. 1, а) апертурой  $\approx 250$  мкм и шириной  $\approx 8$  мкм. Частотные зависимости ЭДС  $U(f)$  измерялись селективным вольтметром, который подключался к контактам «3» и «4» (рис. 1, а).

Исследовался случай  $H = 428$  Э <  $4\pi M/3$ , когда 3М процессы разрешены во всей полосе частот ПМСВ. С ростом мощности входного сигнала наблюдалось характерное для распада ПМСВ на пару параметрических спиновых волн (ПСВ) уменьшение значений  $S_{12}$  на всем частотном диапазоне (рис. 1, б). При этом коротковолновый пик генерируемой ЭДС [3] не наблюдался и сохранялся только длинноволновый (рис. 1, с). Величина ЭДС, несмотря на эффект ограничения мощности ПМСВ, линейно зависела от падающей мощности (рис. 1, д). При этом в спектре выходного сигнала ПМСВ вблизи частоты накачки  $f_p \cong f_0$  наблюдался шумовой пик (рис. 1, ф), который связан с рождением вторичных спиновых волн (ВСВ) за счет беспороговых процессов слияния ПСВ [5]. Данный эффект наблюдался ранее [6] и получил название «эффекта усиления» генерации спинового за

счет 3M распадов. При этом эффект объяснялся передачей импульса в магнетонную систему из решетки, а также влиянием ПСВ на скорость релаксации спиновых волн. При этом считалось, что к росту эмиссии спинового тока приводит появление вместо одного кванта накачки двух ПСВ, а разница в спиновых моментах магнона накачки и двух ПСВ покрывается за счет решетки ЖИГ на временах порядка спин-решеточной релаксации.

В данной работе показано, что «эффект усиления» однозначно связан с появлением шумового пика в спектре выходного сигнала ПМСВ. Это дает основание считать, что «эффект усиления генерации спинового тока при 3M распадах» связан с заселением ВСВ участков спектра анизотропных дипольно-обменных ПМСВ, отвечающих сингулярностям ван Хова в плотности состояний спиновых волн (рис. 1, e). При этом наблюдается корреляция величины ЭДС с амплитудой и шириной шумового пика в спектре на рис. 1, f, который, в свою очередь, по порядку величины совпадает с шириной области ( $\sim 300$  MHz) анизотропных дипольно-обменных волн в спектре на рис. 1, e.

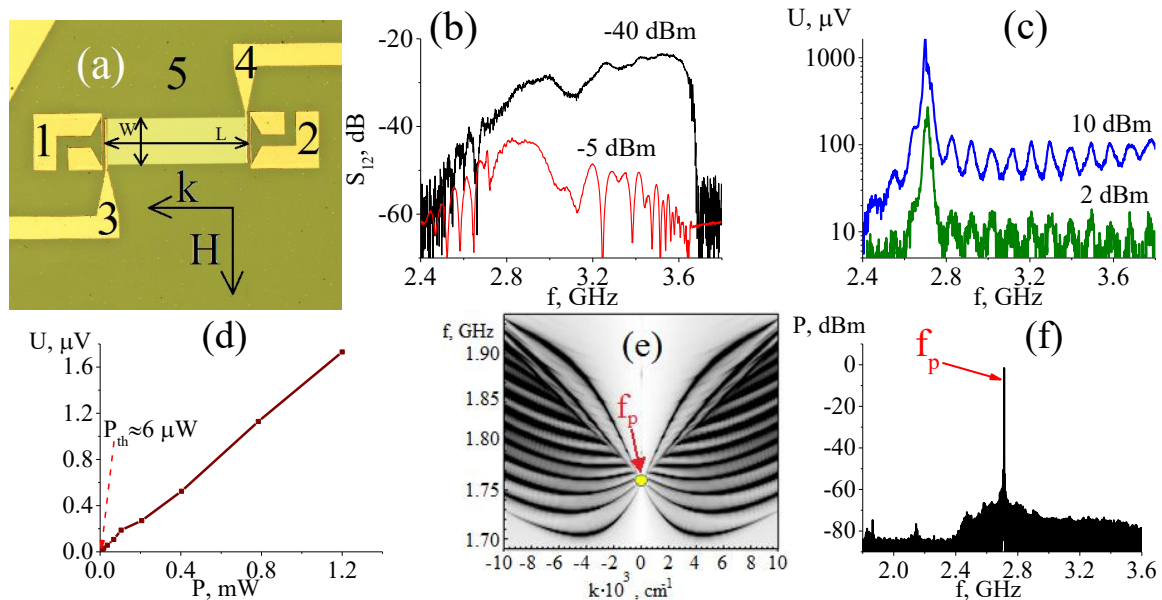


Рис. 1. (a) Исследуемая структура. (b) Спектр прохождения ПМСВ. (c) Зависимости от частоты и (d) от входной мощности для ЭДС, генерируемой за счёт прохождения ПМСВ. (e) Область анизотропных спиновых волн в дисперсионных характеристиках ПМСВ. (f) Спектр выходного сигнала ПМСВ на частоте накачки  $f_p$

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда  
(проект № 22-19-00500).*

1. Cornelissen L. J., Peters K. J., Bauer G. E., et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 014412.
2. Chumak A. V., Serga A. A., Jungfleisch M. B., et al. // APL. 2012. T. 100(8). P. 082405.
3. Nikulin Y. V., Seleznev M. E., Khivintsev Y. V., et al. // Semiconductors. 2020. V. 54. N. 12. P. 1721.
4. Eshbach J. R., Damon R. W. // Physical Review. 1960. T. 118. №. 5. C. 1208.
5. Темиряев А. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. N. 2. С. 313.
6. Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V. E., et al. // Nature materials. 2011. V. 10. N. 9. P. 660.

## Влияние конечных размеров в поперечном к волновому числу направлении на возбуждение двумерного плазмона в графеновом прямоугольнике

Д.В.Фатеев

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал,  
Саратов, 410019, Россия*

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

В последнее время широкий интерес проявился к созданию терагерцовых (ТГц) устройств, использующих двумерные плазмоны как для локализации и усиления электромагнитных полей, так и с приложением нелинейных свойств плазмонов [1]. Среди возможных реализаций двумерного электронного газа для возбуждения плазмонов лидирующие позиции занял графен [2]. Причем в исследованиях ТГц эффектов в графене не только используются высокая подвижность и линейный спектр носителей заряда присущие графену, но и развиваются лазерные и дрейфовые неустойчивости [3]. Основываясь на свойствах двумерных плазменных волн теоретические исследования ТГц плазмонных эффектов решаются в двумерной постановке задачи, считая направление перпендикулярное распространению плазмона бесконечным и однородным [4]. Такая постановка задачи значительно упрощает решения как в дисперсионных задачах, так и в задачах на возбуждение плазмонов внешней электромагнитной волной. Такой двумерный теоретический подход может быть вполне применим для плазмонных структур, в которых латеральный размер в направлении, поперечном к направлению распространения плазмона, на порядок величины и более превышает длину волны ТГц плазмона, что вполне экспериментально достижимо в плазмонных структурах, созданных на основе полупроводниковых гетероструктур. При типичной микронной длине волны ТГц плазмона размер полупроводниковых гетероструктур может достигать нескольких миллиметров [5]. Однако для графеновых структур с высокой подвижностью электронов основным методом получения графена по-прежнему является отшелушивание его от кристалла пирографита. Этот метод позволяет получить однослойный высококачественный графен, латеральные размеры которого как правило не превышают десятка микрон [6]. В плазмонных структурах, созданных на основе таких чешуек графена, двумерные модели не только ограничивают точность расчета электродинамических свойств, но и скрывают плазмонные эффекты, связанные с конечностью размера структур поперечном направлении. В данной работе предложен метод расчета резонансных плазмонных свойств трехмерных структур, являющийся развитием двумерного метода интегрального уравнения.

В работе исследовано возбуждение плазмонов в графеновом прямоугольнике, на плоскость которого нормально падает электромагнитная волна произвольной поляризации. Длина графенового прямоугольника в направлении  $OX$  обозначена как  $w$ , ширина в направлении  $OY$  –  $l$ , волна падает на прямоугольник в направлении  $-OZ$ . Плоскость  $OXY$  разделяет два полупространства с разной диэлектрической проницаемостью. Поля рассеянных волн раскладывались в двойной пространственный интеграл Фурье по направлениям  $OX$  и  $OY$ , зависимость Фурье компонент от координаты  $z$  принималось экспоненциальной. Для сшивания решений в диэлектрических средах были использованы граничные условия

на тангенциальные компоненты полей. Сформировать интегральные уравнения позволило использования закона Ома для токов  $j_x$  и  $j_y$  в графене, который описывался проводимостью  $\sigma$  [7]:

$$j_x(x, y) = \sigma \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-w/2}^{w/2} dx' dy' j_x(x', y') G_{q_x, q_y}^{xx}(x, x', y, y') + \sigma \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-w/2}^{w/2} dx' dy' j_y(x', y') G_{q_x, q_y}^{xy}(x, x', y, y') + \frac{1}{2\pi} \sigma Z_{0x} E_{in,x},$$

$$j_y(x, y) = \sigma \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-w/2}^{w/2} dx' dy' j_x(x', y') G_{q_x, q_y}^{yx}(x, x', y, y') + \sigma \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-w/2}^{w/2} dx' dy' j_y(x', y') G_{q_x, q_y}^{yy}(x, x', y, y') + \frac{1}{2\pi} \sigma Z_{0y} E_{in,y},$$

где  $G_{q_x, q_y}^{mn}(x, x', y, y')$  – ядра интегральных уравнений,  $n, m = x, y$ . Система инте-

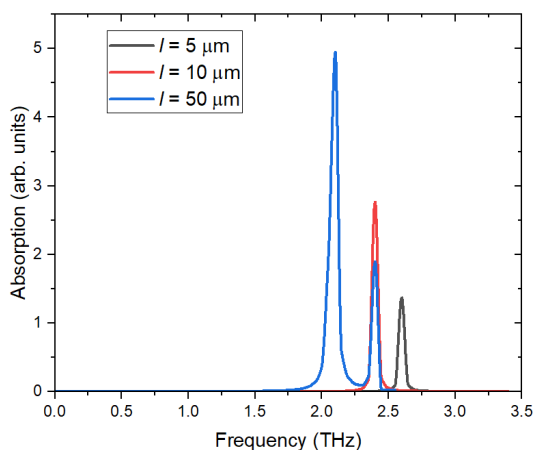


Рис. 1. Спектры поглощенной мощности в графеновом прямоугольнике в зависимости от поперечного размера  $l$ , при  $w = 1 \mu m$ .

Рост частоты с уменьшением поперечного размера  $l$  связан в увеличивающимся влиянием краевых эффектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-19-00611.

#### Библиографический список

1. Popov V. V. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2011. V. 32. № 10. P.1178.
2. Koppens F. H. L., Chang D. E., De Abajo F. J. G. // *Nano Lett*. 2011. P. 3370.
3. Moiseenko I. M., Popov V. V., Fateev D. V. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2022. V.34. № 29. P.295301
4. Fateev D. V., Mashinsky K. V., Polischuk O. V., Popov V. V. // *Physical Review Applied*. 2019. V. 11. P. 064002.
5. Маремьянин К. В., Ермолаев Д. М., Фатеев Д. В. [et al.] // *Письма в ЖТФ*. 2010. V. 36. № 8. С. 39.
6. Chen J., Badioli M., Alonso-González P. [et al.] // *Nature* 2012. V. 487. № 7405. P. 77.
7. Falkovsky L. A., Varlamov A. A. // *European Physical Journal B*. 2007. V. 56. № 4. P. 281.

гральных уравнений методом Галлеркина, путем разложения неизвестных токов  $j_x$  и  $j_y$  в ряды по полиномам Лежандра по направлениям  $x$  и  $y$ , преобразована в бесконечную алгебраическую систему уравнений относительно коэффициентов разложения токов. Полученная алгебраическая система решена численно учитывая сходимость. Вычисленные спектры поглощенной мощности при возбуждении плазмона в графеновом прямоугольнике демонстрируют значительную зависимость частоты фундаментального плазмонного резонанса от поперечного размера  $l$ .

## Содержание

<b>Л.А. Аблаева, А.Б. Адилова, Н.М. Рыскин</b> Исследование режимов взаимной синхронизации двух гиротронов, связанных с задержкой .....	7
<b>Н.А. Агейкин, А.С. Фионов, А.В. Смирнов</b> Исследование жидких сред с помощью фрактальной антенны на основе геометрии «Треугольник Серпинского» .....	9
<b>М.П. Алёшин, Д.Н. Бухаров, С.М. Аракелян</b> Моделирование структуры дендрита на поверхности высокоэнтропийного сплава AlCrFeCoNiCu .....	11
<b>А.Ж.К. Аль Алвани, В.Н. Миронюк, О.А.Х Хассун, Т.Я. Каратышова, М.В. Гавриков, Е.Г. Глуховской</b> Влияние температуры субфазы на плавающие моно-слои на основе смесей квантовых точек и жидких кристаллов.....	13
<b>М.Д. Амельченко, Ф.Ю. Огрин, С.В. Гришин</b> Расчет спектра электромагнитных волн ферромагнитного метаматериала с использованием пакета программ MaxLLG.....	15
<b>И.В. Хайрушев, Е.А. Рябов, И.С. Великанов, А.А. Андреев, С.А. Сергеев</b> Влияние пространственной дискретизации в исследовании свойств материалов в прямоугольном волноводе методом FDTD .....	17
<b>Н.В. Андриянова, В.О. Лукьянова</b> Оценка влияния режимов электроплазменной обработки на физико-механические свойства биосовместимых Ag-GA покрытий.....	19
<b>Э.Р. Багаутдинова, П.В. Купцов, В.И. Пономаренко, Н.В. Станкевич</b> Особенности построения отображения для фаз в численном эксперименте и по временному ряду для системы с гиперболическим хаосом .....	21
<b>Е.А. Байкина, С.Б. Вениг, В.Г. Сержантов, Г.Н. Наумова, Е.И. Селифонова</b> Определение водопоглощения глауконитового сорбента .....	24
<b>Е.А. Байкина, С.Б. Вениг, В.Г. Сержантов, Г.Н. Наумова, Е.И. Селифонова</b> Определение нефтепоглощения природного алюмосиликата.....	26
<b>Е.А. Байкина, С.Б. Вениг, В.Г. Сержантов, Г.Н. Наумова, Е.И. Селифонова</b> Определение сорбционной емкости гидрофобного сорбента на поверхности воды .....	28
<b>В.В. Балаева, А.В. Савин</b> Странные нехаотические аттракторы в слабодиссипативном отображении Эно.....	30
<b>С.С. Баров, Е.Л. Никишин, М.В. Павлова, А.В. Сучилин</b> Оценка разрешающей способности АО устройства с двойным Фурье-преобразованием для визуализации акустических полей от микрообъектов .....	32
<b>А.С. Бир, С.А. Одинцов Д.В. Романенко, А.В. Садовников, С.В. Гришин</b> Невзаимный параметрический спин-волновой резонанс в бикомпонентной магнитной метаповерхности.....	34
<b>Д.Ю. Будник, Ю.М. Ишбулатов, А.С. Караваяев</b> Разработка телемедицинского программного комплекса для детектирования уровня сахара в крови на базе Android .....	36



<b>А.А. Бурцев, В.В. Ионин, А.В. Киселев, Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, А.А. Невзоров, А.А. Лотин</b> Реконфигурируемые нанофотонные системы на основе фазоизменяемых материалов.....	38
<b>Д.Н. Бухаров, С.М. Аракелян</b> Моделирование системы Au нанокластеров на твердой поверхности .....	40
<b>А.М. Вахлаева, Ю.М. Ишбулатов</b> Разработка математической модели сигнала электрокардиограммы здорового человека с заданной фазой частотной модуляции.....	42
<b>Б.В. Сергеева, А.А. Андреев, И.С. Великанов, В.Н. Гусятников</b> Топология устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов на волнах пространственного заряда.....	44
<b>Л.Д. Волковойнова, А.А. Сердобинцев, А.В. Стародубов, А.М. Павлов, И.О. Кожевников</b> Оценочный расчет поглощенной энергии в ходе лазер-стимулированной металл-индуцированной кристаллизации аморфного кремния .....	46
<b>С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов</b> Сенсоры магнитного поля на основе интерференции магнитоупругих и дипольно-обменных волн.....	49
<b>В.И. Смирнов, В.А. Сергеев, А.А. Гавриков</b> Измерение теплового сопротивления микроволновой интегральной схемы усилителя мощности стандартным и модуляционным методом.....	50
<b>Т.Я. Каратышова, К.Ю. Пресняков, В.Н. Миронюк, М.В. Гавриков, А.Ж.К. Аль Алвани, Н.А. Бурмистрова, Е.Г. Глуховской</b> Проводящие плёнки Ленгмюра-Блоджетт для микро- и наноэлектроники. 1. Пленки на основе проводящих полимеров .....	52
<b>Г.В. Трушков, М.В. Гавриков, О.А Хассун, В.Н. Миронюк, А.Ж.К. Аль-Алвани, Т.Я. Каратышова, Е.Г. Глуховской</b> Проводящие плёнки Ленгмюра-Блоджетт для микро- и наноэлектроники. 2. Пленки на основе углеродных материалов .....	54
<b>Е.Г. Глуховской, А.Ж.К. Аль Алвани, В.Н. Миронюк, М.В. Гавриков, Т.Я. Каратышова, А.А. Клецов, К.Ю. Пресняков, Н.А. Бурмистова</b> Метод Ленгмюра – ключевой метод наноархитектоники.....	56
<b>А.В. Голоколенов, Д.В. Савин</b> Остаточная диффузия в системе-генераторе «стохастической паутины» при введении малой нелинейной диссипации.....	58
<b>И.А. Горбачев, А.В. Смирнов, В.В. Колесов</b> Формирование мембраноподобной фосфолипидной ЛБ-структуры со встроенными молекулами фермента глюкозооксидазы.....	60
<b>А.А. Грачев, Е.Н. Бегинин, С.Е. Шешукова, А. В. Садовников</b> Управляемые лазерным излучением Фано резонансы в нерегулярных магнитных микроструктурах .....	62
<b>Н.В. Григорьева, Н.М. Рыскин</b> Теоретический анализ устойчивости колебаний рабочей моды в многомодовом гиротроне .....	63

<b>В.А. Губанов, А.В. Садовников</b> Влияние лазерного нагрева на распространение спиновых волн в структуре с нарушением трансляционной симметрии .....	65
<b>Ю.А. Губанова, В.А. Губанов, Н. Ногинова, А.В. Садовников</b> Исследование зависимости полос непропускания спин-волнового сигнала от изменения параметров меандровой структуры из пермаллоя .....	66
<b>С.В. Васин, В.А. Сергеев, М.С. Ефимов</b> Свойства нанокompозитов поливинилового спирта –модифицированные полианилином многостенные углеродные нанотрубки.....	68
<b>А.С. Акимова, М.О. Журавлев, А.Е. Руннова</b> Использование частотно-временного анализа сигналов для выделения стадий сна .....	70
<b>К.С. Саматова, Р.К. Насруллаев, Д.Е. Суетенков, М.О. Журавлёв</b> Исследование электрической активности головного мозга у пациентов с челюстно-лицевыми нарушениями .....	72
<b>М.О. Журавлёв, А.Е. Руннова, А.Р. Киселев, К.С. Саматова</b> Частотные паттерны в электрической активности головного мозга: перспективы автоматической разметки полисомнографических записей .....	74
<b>М.О. Журавлёв, А.Е. Руннова, А.Р. Киселев, М.Ю. Новиков</b> Применение вейвлетного анализа для диагностики синдрома обструктивного апноэ во сне .....	76
<b>М.О. Журавлёв, А.Е. Руннова, А.О. Сельский, Е.П. Емельянова</b> Оценка индивидуальных характеристик электрической активности головного с использованием рекуррентного анализа .....	78
<b>Ю.М. Ишбулатов, Т.С. Бибичева, В.И. Гриднев, М.Д. Прохоров, М.В. Огнева, А.Р. Киселев, А.С. Караваев</b> Вклад двунаправленного кардиореспираторного взаимодействия в нелинейную динамику математической модели системы кровообращения .....	80
<b>О.А. Караваева, Б.Д. Зайцев, И.А. Бородина, А.П. Семёнов, А.А. Теплых, О.И. Гулий</b> Датчики на основе пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем для определения антибиотиков .....	82
<b>И.О. Кесслер, В.В. Нифталиева, Ю.В. Морозова, В.С. Климин</b> Использование комбинированной плазмы для формирования наноструктур на поверхности полупроводниковых подложек .....	84
<b>М.И. Балакин, В.В. Комаров, В.А. Киркица</b> Теоретическое исследование резонанса Фано в полосовом фильтре .....	86
<b>А.В. Киселев, В.В. Ионин, А.А. Бурцев, К.В. Лопухин, В.В. Балашов, А.Ю. Канаев, А.А. Лотин</b> Лазерный модулятор добротности из прозрачной керамики .....	89
<b>Н.А. Клычков, В.В. Симаков, И.В. Синёв, Д.А. Тимошенко</b> Влияние параметров термообработки на электрические и газочувствительные свойства пленок диоксида олова .....	91

<b>Н.А. Клычков, В.В. Симаков, Д.А. Шикун, И.В. Синёв, Д.А. Тимошенко</b> Стабилизация проводимости плёнок SnO <sub>2</sub> на воздухе с помощью введения добавок CuO.....	93
<b>Н.А. Клычков, В.В. Симаков, Д.А. Шикун, И.В. Синёв, Д.А. Тимошенко</b> влияние добавок CuO и ZnO на отклик сенсоров газа на основе слоёв SnO <sub>2</sub> к парам этанола.....	95
<b>А. С. Колесникова</b> Выбор физического потенциала для расчета полной энергии молекулярной структуры.....	97
<b>Е.Е. Колесниченко, Р.А. Торгашов, А.Б. Адилова</b> Моделирование электродинамических характеристик замедляющей системы для лампы бегущей волны субтерагерцевого диапазона .....	98
<b>М.Л. Корнеев, А.В. Стародубов</b> Различение временных рядов шумовой и хаотической природы с помощью поиска запрещенных паттернов перестановки.....	100
<b>М.В. Сысоева, М.В. Корнилов, Л.В. Такаишвили, В.В. Матросов, И.В. Сысоев</b> Реконструкция уравнений неавтономной системы фазовой автоподстройки частоты интегрированных по времени по скалярному временному ряду .....	102
<b>Н.В. Короневский, И.С. Великанов, А.А. Андреев, Б.В. Сергеева</b> Определение параметров тонкопленочных структур с помощью метаматериалов ..	104
<b>В.П. Круглов, И.Р. Сатаев</b> О возможности гиперболического хаоса в комплексной системе Шимицу-Мориока .....	107
<b>Д.Д. Кульминский, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров</b> Эффекты синхронизации в трехслойных сетях электронных генераторов с задержкой с адаптивными связями.....	108
<b>Д.Д. Кульминский, Ю.М. Ишбулатов, Е.И. Боровкова, А.В. Курбако</b> Изменение характеристик кроссрекуррентного анализа для выявления моментов открытия гематоэнцефалического барьера.....	109
<b>Д.Д. Кульминский, А.В. Курбако</b> Программно-аппаратный комплекс для выявления в реальном времени моментов открытия гематоэнцефалического барьера.....	110
<b>А.В. Курбако, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров</b> Десинхронизация связанных идентичных электронных генераторов типа Фитцхью-Нагумо .....	111
<b>А.В. Курбако, В.В. Сказкина, Е.И. Боровкова, А.С. Караваев</b> Сравнение методов выделения сигнала кардиоинтервалограммы из фотоплетизмограммы для оценки суммарного процента фазовой синхронизации.....	113
<b>А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, В.А. Камынин, В.А. Лапин</b> Временная компрессия частотно-модулированных импульсов в периодических волоконных световодах.....	115
<b>И.О. Золотовский, В.А. Лапин, Д.И. Семенов</b> Усиление и компрессия частотно модулированных импульсов в активном неоднородном световоде .....	117

<b>Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова</b> Делитель мощности, управляемый спиновым током .....	119
<b>Д.О. Любченко, А.В. Савин</b> Особенности динамики средней скорости в упрощенной системе Теннисона-Либермана-Лихтенберга с осциллирующей границей.....	121
<b>Д.О. Любченко, О.Б. Исаева</b> Сложная динамика генераторов со странными хаотическими и нехаотическими аттракторами и коммуникационные схемы на их основе .....	123
<b>Н.А. Малофеева, И.Н. Михайлов, О.Е. Геранчева, И.Д. Кособудский, Н.М. Ушаков</b> Получение тонкопленочных просветляющих покрытий на основе мезопористого оксида кремния в присутствии ацетатов меди и цинка золь-гель методом .....	125
<b>Д.А. Мальцев, И.Н. Михайлов, М.Ю. Васильков, Н.М. Ушаков</b> Спектральное взаимодействие оптического излучения с периодическими поверхностными наноструктурами пористого анодного оксида алюминия.....	127
<b>А.А. Мартышкин, Е.Н. Бегинин, Э.Г. Локк, А.В. Садовников</b> Перестройка радиационного затухания слабой моды в графеновой структуре с асимметричной элементарной ячейкой .....	129
<b>А.Г. Рожнев, М.М. Мельникова, Н.М. Рыскин</b> Исследование влияния длин секций ступенчатого резонатора на характеристики связанных колебаний в гиротроне.....	131
<b>В.Н. Миронюк, А.Ж.К. Аль Алвани, М.В. Гавриков, Т.Я. Каратышова, Г.В. Трушков, Е.Г. Глуховской</b> Влияние температуры субфазы на формирование монослоев асимметрично замещенного порфирина .....	133
<b>А.С. Голтаев, А.А. Воробьев, А.М. Можаров, А.В. Павлов, Д.М. Митин, В.В. Федоров, Ю.С. Бердников, И.С. Мухин</b> Отделенные от ростовой подложки солнечные элементы на основе GaAs/AlGaAs с улучшенными массогабаритными характеристиками.....	135
<b>И.Н. Михайлов, М.Ю. Васильков, Н.М. Ушаков, Д.А. Мальцев, Н.А. Малофеева</b> Газочувствительные свойства структур на основе пористого оксида алюминия, модифицированного наночастицами серебра .....	137
<b>В.А. Михалевский, А.А. Невзоров, А.А. Бурцев, А.В. Киселев, В.В. Ионин, Н.Н. Елисеев, А.А. Лотин</b> Трехконтактный мемристор на основе фазоизменяемых материалов.....	139
<b>М.Ю. Морозов, В.В. Попов</b> Усиление терагерцовых плазменных волн в желобковом металлическом волноводе с активным графеном.....	142
<b>Ю.В. Морозова, В.С. Климин</b> Использование графеноподобной пленки в качестве чувствительной области газового сенсора .....	144
<b>Е.В. Навроцкая, Д.Д. Кульминский, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров</b> Метод оценки параметров внешнего импульсного воздействия с помощью спайковой нейронной сети.....	145

<b>Э.Р. Незиров, Д.В. Нефедов</b> Влияние импульсных полей микросекундной длительности на стабильность параметров автоэлектронной эмиссии алмазографитовых катодов .....	147
<b>К.Н. Новикова, Н.А. Соломонов, И.В. Надоян, В.А. Школдин, Ю.С. Бердников, А.М. Можаров, И.С. Мухин</b> Резонансные масс-детекторы с увеличенной точностью на основе одиночных углеродных нановискеров, работающих на втором резонансе .....	149
<b>Д.А. Ножкин, А.А. Сердобинцев, И.О. Кожевников, В.В. Галушка, А.М. Захаревич, А.В. Стародубов</b> Создание и исследование планарных микроструктур из медно-молибденовых покрытий на диэлектрических подложках с помощью импульсной лазерной абляции .....	151
<b>С.А. Одинцов, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников, Э.Г. Локк</b> Невзаимное распространение спиновых волн в двуслойной системе латеральных магнитных микроволноводов .....	153
<b>И.С. Ожогин, И.А. Чистяков, В.В. Галушка, А.А. Сердобинцев, И.О. Кожевников, А.В. Стародубов</b> Разработка и совершенствование лазерных методов изготовления базовых компонентов гибкой СВЧ электроники (линии передачи, антенны) .....	155
<b>Е.С. Павлов, В.К. Сахаров, А.С. Джумалиев, Ю.В. Хивинцев</b> Поверхностная магнитостатическая волна в пленке железиттриевого граната с периодической решеткой из пермаллоевых микрополосок на поверхности .....	157
<b>И.В. Ивлиева(Перетокина), А.А. Мещерякова, Л.М. Бабков, В.В. Сорочкин</b> Строение и колебательные спектры пиридо[1,2-а]пиримидиновых систем .....	159
<b>А.С. Петров</b> Операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики .....	161
<b>О.С. Поликарпова, М. Черкасский, А.В. Садовников</b> Дисперсионные характеристики нутационных поверхностных спиновых волн .....	162
<b>И.И. Расулов, В.В. Галушка, И.О. Кожевников, А.А. Сердобинцев, А.В. Стародубов</b> Формирование и морфологическое исследование периодической структуры на диэлектрической подложке для использования в компактных вакуумных усилителях миллиметрового диапазона длин волн .....	163
<b>А.А. Ростунцова, Р.А. Торгашов, Н.М. Рыскин</b> 3D PIC моделирование распространения электромагнитной волны при взаимодействии со встречным прямолинейным потоком электронов в условиях циклотронного резонанса .....	165
<b>Е.А. Рябов, И.В. Хайрушев, И.С. Великанов, В.Н. Гусятников</b> Исследования фотонных кристаллов, изготовленных технологией 3D-печати, в X-диапазоне .....	167
<b>А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, А.А. Мартышкин, С.А. Никитов</b> Функциональные системы межсоединений на основе трехмерных и меандровых магнетонных структур .....	169

<b>В.К. Сахаров, А.С. Джумалиев, Ю.В. Хивинцев</b> Распространение спиновых волн в 4-портовых микроструктурах на основе плёнок железо-иттриевого граната, декорированных пермаллоем .....	171
<b>А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова</b> Отображение с квазипериодичностью высокой размерности .....	173
<b>А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова, Н.В. Станкевич</b> Динамика трех связанных квазипериодических генераторов .....	175
<b>А.О. Сельский, М.Ю. Новиков, К.С. Саматова, М.О. Журавлев</b> Влияние тренировки на построение вызванных потенциалов при зрительной стимуляции .....	177
<b>А.О. Сельский, О.И. Москаленко, А.А. Короновский</b> Влияние локализации флуктуаций проводящей минизоны в полупроводниковой сверхрешетке на характеристики колебаний тока .....	179
<b>Б.Д. Зайцев, А.П. Семёнов, А.А. Теплых, И.А. Бородина</b> Исследование механических свойств суспензий на основе глицерина при помощи продольных акустических волн.....	181
<b>Б.В. Сергеева, И.С. Великанов, А.А. Андреев, В.Н. Гусятников</b> Разработка макетов устройств на волнах пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах .....	183
<b>В.В. Сказкина, Н.С. Красикова</b> Исследование направленной связанности контуров вегетативной регуляции пациентов с вирусными заболеваниями ...	185
<b>М.М. Слепченков, Д.А. Колосов, О.Е. Глухова</b> Ван-дер-Ваальсовы гетероструктуры на основе борофена, нитрида галлия и оксида цинка для нанoeлектроники .....	187
<b>М.М. Слепченков, П.В. Барков, Д.А. Колосов, О.Е. Глухова</b> Перспективы применения гибридных графен-нанотрубных пленок островкового типа в устройствах растяжимой электроники .....	189
<b>А.В. Смирнов, Н.А. Агейкин, И.А. Горбачев, А.С. Фионов</b> Широкополосная фрактальная ректенна для систем сбора и преобразования фоновой электромагнитной энергии .....	191
<b>М.А. Соломатин, А.С. Варезников, Н.М. Ушаков, В.В. Сысоев</b> Энергоэффективные газовые сенсоры на основе диоксида олова, активированного УФ-излучением .....	193
<b>Н.А. Соломонов, А.М.Можаров, Ю.Г.Бердников, К.Н. Новикова, И.В. Надоян, Школдин, И.С. Мухин</b> Увеличение чувствительности наномеханических детекторов масс на основе связанных углеродных нановискеров ...	195
<b>С.В. Сухов, А.С. Шалин</b> Оптические силы в нанofотонике .....	197
<b>Л.В. Такашвили, В.И. Пономаренко, И.В. Сысоев</b> Реализация схемы таламокортикальной системы мозга на радиотехнических нейронах с аппроксимацией нелинейной функции диодами.....	199

<b>Р.А. Торгашов, И.А. Навроцкий, Н.М. Рыскин</b> Моделирование взаимодействия в миниатюрной ЛБВ миллиметрового диапазона с планарной замедляющей системой на диэлектрической подложке.....	201
<b>Н.А. Трунилин, Н.О. Шабунин, Р.К. Яфаров</b> Исследование выпрямляющих свойств в низкоразмерных 2D некристаллических углеродных гетероструктурах.....	203
<b>А.А. Тучин, М.И. Балакин, В.Б. Байбурин</b> Динамика трехмодового генератора Ван дер Поля, нагруженного на пассивную колебательную цепь .....	205
<b>Л.В. Тюрюкина</b> Параметрическое взаимодействие трех осцилляторов с квадратичной нелинейностью: уравнения полученные в рамках формализма Лагранжа .....	207
<b>И.О. Фильченков, В.А. Губанов, А.А. Грачев, В.В. Тихонов, А.В. Садовников</b> Динамика спиновых волн в касательно намагниченном прямоугольном ЖИГ-резонаторе .....	209
<b>И.В. Фролов, О.А. Радаев, В.А. Сергеев</b> Изменение внутренней квантовой эффективности светодиодов при испытаниях под действием лазерного излучения.....	211
<b>С.В. Стецюра, П.Г. Харитонов, Е.Г. Глуховской</b> Технология Ленгмюра-Блоджетт для получения гетерофазных материалов.....	213
<b>А.Н. Храмков, Ю.М. Ишбулатов, В.В. Сказкина, Е.С. Дубинкина, Е.И. Боровкова</b> Разделение фаз глубокого сна и быстрого движения глаз с помощью анализа когерентности сигналов дыхания и вариабельности сердечного ритма у здоровых добровольцев разных возрастных групп .....	214
<b>В.И. Роговин, И.А. Чистяков</b> Влияние точности расчёта электродинамических характеристик на выходные характеристики ЛБВО КУ-диапазона .....	216
<b>И.А. Чистяков, А.Г. Рожнев, Р.А. Торгашев, А.В. Стародубов</b> Исследование конструкции замедляющей системы планарного типа на диэлектрической подложке с включением высокоимпедансной поверхности для ЛБВ миллиметрового диапазона.....	218
<b>И.А. Чистяков, А.В. Стародубов</b> Подходы к численному моделированию и миниатюризации гибких планарных антенн на диэлектрических подложках для работы в ISM диапазоне .....	220
<b>М.С. Чугунова, А.А. Бурцев, С.А. Черобыло, А.А. Лотин</b> Исследование процесса кристаллизации методом клеточных автоматов .....	222
<b>Е.С. Шамсутдинова, В.И. Анисимкин, А.С. Фионов, А.В. Смирнов, В.В. Колесов, И.Е. Кузнецова</b> Использование электрофизического и электроакустического методов для определения диэлектрической проницаемости и вязкости суспензий .....	224
<b>К.В. Машинский, В.В. Попов, Д.В. Фатеев</b> Переключение направления тока в структурах с электронной и дырочной проводимостью .....	226
<b>И. М. Моисеенко, В. В. Попов, Д. В. Фатеев</b> Тензорная проводимость графена с электронным дрейфом в гидродинамическом приближении .....	228

<b>И. М. Моисеенко, В. В. Попов, Д. В. Фатеев</b> Усиление ТГц излучения в структуре с двумя слоями графена с постоянным током .....	230
<b>О.Н Козина</b> Теоретическое исследование режимов терагерцевой генерации в резонаторе, содержащем гиперболическую наноструктуру на основе графена .....	232
<b>М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, А.В.Кожевников, Г.М. Дудко, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов</b> Влияние четырехмагнотной параметрической неустойчивости на генерацию эдс, обусловленную распространением пмсв, на частотах дипольно-обменных резонансов .....	234
<b>М. Е. Селезнев, А. В. Кожевников, Ю. В. Никулин, В. К. Сахаров, Г.М. Дудко, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, Ю. А. Филимонов</b> Эффект усиления генерации спинового тока за счёт трёхмагнотных процессов.....	236
<b>Д.В. Фатеев</b> Влияние конечных размеров в поперечном к волновому числу направлении на возбуждение двумерного плазмона в графеновом прямоугольнике .....	238



Научное издание

«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА  
И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»

Сборник докладов XVII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 13 – 15 сентября 2022 г.)

Издается в авторской редакции  
Оригинал-макет подготовили Д.В. Фатеев, А.А. Теплых

---

Подписано в печать 05.08. 2021. Формат 60x84  
Усл. печ. л. 14,18(15).  
Тираж 100 экз. Заказ 37.

---

Издательство “Техно-Декор”.  
Саратов, Московская, 160.  
Тел.: (8452) 26-38-48 t-d@list.ru  
sar-print.ru