

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 XI Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 6 – 8 сентября 2016 г.)

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43
Н25

«Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: докл.
Н25 XI Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов : Изд-во “Техно- Декор”,
2016. – 276 с. : ил.
ISBN 978-5-9908612-0-6

В сборнике опубликованы материалы XI Всероссийской конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Работы участников связаны с созданием метаматериалов, углеродных наноструктур, нанокompозитных материалов, фононных, магнoнных 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:

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

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

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43

ISBN 978-5-9908612-0-6

© Саратовский филиал ИРЭ
им. В. А. Котельникова РАН, 2016

Почетный председатель конференции

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

Председатель конференции

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

Зам. председателя конференции

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

Председатель программного комитета

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

Программный комитет

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

ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ

Караваев Ю.Л. (канд. физ.-мат. наук, Ижевский государственный технический университет имени М.Т. Калашникова, Ижевск) «Мобильные роботы, реализующие новые принципы передвижения»

Кузнецов С.П. (д-р физ.-мат. наук, зав. лабораторией СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Саратов, Удмуртский государственный университет, Ижевск) «От геодезического потока на поверхности отрицательной кривизны к электронному генератору грубого хаоса»

Логозинский В.Н. (канд. физ.-мат. наук, АО «Физоптика») «Волоконно-оптические гироскопы»

Мельников Л.А. (д-р физ.-мат. наук, зав. кафедрой приборостроения Саратовского государственного технического университета им. Ю.А. Гагарина) «Неустойчивость Фарадея и синхронизация мод в лазерах»

Никитов С. А. (чл.-корр. РАН, директор ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва) «Тема лекции уточняется»

Попов В. В. (д-р физ.-мат. наук, зав. лабораторией СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Саратов) «Плазмонные фототоки в двумерной электронной системе»

Федоров Ф.С. (канд. физ.-мат. наук, с.н.с. СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН) «Электрохимическое получение оксидов переходных металлов для применения в мультисенсорных системах»

Щукин С.И. (д-р тех. наук, декан факультета «Биомедицинская техника» Московского государственного технического университета (МГТУ) им. Н.Э. Баумана) «Направления научных исследований лабораторий факультета биомедицинской техники МГТУ им. Н. Э. Баумана»

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ШТАРКА
В УЛЬТРАКОРОТКОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКЕ (0, 9)****Д.В. Авдеев, А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая***Воронежский государственный университет**Воронежский государственный архитектурно-строительный университет**E-mail: a.tuchin@bk.ru*

Многие из перспективных направлений в материаловедении, микро- и наноэлектронике связываются в последнее время с фуллеренами и ультракороткими углеродными нанотрубками (ук-ОУНТ) [1, 2]. При этом, электронная структура нанотрубок в случае внешнего воздействия остается малоизученной [3]. Поэтому, целью нашей работы является исследование зависимостей фундаментальных параметров ук-ОУНТ от длины и напряженности электрического поля.

Объектами исследования являются ук-ОУНТ (0, 9) симметрией D_3 , D_{3h}/D_{3d} , длиной 0.7–2.6 нм. Интервал напряженностей внешнего электрического поля $E = 0–0.5$ В/Å. Метод исследования – DFT (Теория функционала плотности) [3] в приближении локальной спиновой плотности LSDA, базис 3-21*G. Расчеты были выполнены с использованием программного комплекса Gaussian09.

Во внешнем электрическом поле ук-ОУНТ поляризуется. С увеличением напряженности поля значения дипольного момента ук-ОУНТ длиной 2.7 нм изменяются от 0 до 170 Дебай, величина эффективного заряда находится в интервале от 0.03 до 0.065 е. В сильном электрическом поле происходит расщепление энергетических уровней, вследствие эффекта Штарка. Величина смещения вниз энергии низшей свободной молекулярной орбитали (НСМО) ук-ОУНТ D_3 и D_{3h}/D_{3d} симметрии составляет 0.1 и 0.2 эВ, 0.5 и 0.7 эВ в электрическом поле напряженностью 0.2, 0.5 В/Å соответственно. Полевое смещение вверх энергии высшей занятой молекулярной орбитали (ВЗМО) на порядок меньше и, независимо от типа симметрии, не превышает 0.02 эВ. Стоит отметить, что величина полевого встречного смещения граничных орбиталей увеличивается с ростом длины нанотрубки и определяет уменьшение зазора между граничными орбиталями в электрическом поле. Величина зазора между граничными орбиталями при напряженности $E = 0.5$ В/Å изменяется от 0.32 до 0 эВ (D_3 симметрия) и от 0.7 до 0.01 эВ (D_{3h}/D_{3d} симметрия). Т.о., в сильном электрическом поле происходит индуцированный переход полупроводник–металл, что может использоваться для создания электронных ключей, бесконтактных датчиков напряженностей электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00926 мол_а).

Библиографический список

1. Sanchez-Valencia J.R. et al. // Nature Comm. 2014. Vol. 512. P. 61.
2. Liu L. et al. // Nature Comm. 2013. Vol. 4. P. 3989.
3. Kim C. et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165418.

ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ДВУХ ГИРОТРОНОВ, СВЯЗАННЫХ С ЗАДЕРЖКОЙ

А.Б. Адилова¹, С.А. Герасимова¹, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

² Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: AdilovaAB@info.sgu.ru

Изучение проблемы синхронизации связанных осцилляторов относится к числу основных направлений развития нелинейной динамики. Описание различных систем в терминах взаимодействующих осцилляторов используется в радиофизике, микроволновой электронике, биофизике, химии. В частности, взаимная синхронизация связанных сверхвысокочастотных (СВЧ) генераторов широко применяется в системах сложения мощностей. Однако в СВЧ диапазоне нельзя не учитывать время задержки сигнала между двумя генераторами, поскольку расстояние между ними может существенно превышать длину волны. В последнее время привлекла внимание задача о взаимной синхронизации мощных гиротронов [1], которые предполагается использовать для нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза.

В настоящей работе теоретически исследуется взаимная синхронизация двух гиротронов, связанных с задержкой. Система описывается двумя связанными уравнениями с задержкой

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

где Δ — расстройка между собственными частотами осцилляторов, $\psi = \omega_0 \tau$ — набег фазы сигнала за время прохождения по цепи связи, I_s — безразмерный параметр, представляющий собой нормированный ток электронного пучка, ρ — коэффициент связи, τ — время задержки, $\Phi = \Phi' + i\Phi''$ — комплексная функция электронной восприимчивости. Ранее в работе [2] данная система исследовалась в случае слабой нелинейности, когда для восприимчивости можно использовать аппроксимацию вида $\Phi \approx \alpha - \beta |A|^2$. В данной работе использовалась более реалистичная аппроксимация, когда $\Phi(A)$ находилась путем численного интегрирования известных уравнений гиротрона с фиксированной гауссовой структурой ВЧ-поля [3].

$$\Phi'(|A|) = \frac{\alpha' - \beta' |A|^2}{1 + \gamma' |A|^2}, \quad \Phi''(|A|) = \frac{\alpha'' + \delta' |A|^2 + \gamma'' |A|^4}{1 + \beta' |A|^4}, \quad (2)$$

где $\alpha' = 54.0541$, $\beta' = 15 \times 10^2$, $\gamma' = 60$, $\alpha'' = -22.0$, $\delta'' = 8 \times 10^3$, $\gamma'' = 28 \times 10^4$, $\beta'' = 5 \times 10^4$.

Механизм перехода к синхронному режиму хорошо иллюстрирует рис.1. На данном рисунке представлены зависимости КПД и частот первого и второго гиротрона в режиме биений (рис. 1а, в) и в режиме синхронизации (рис. 1б, г).

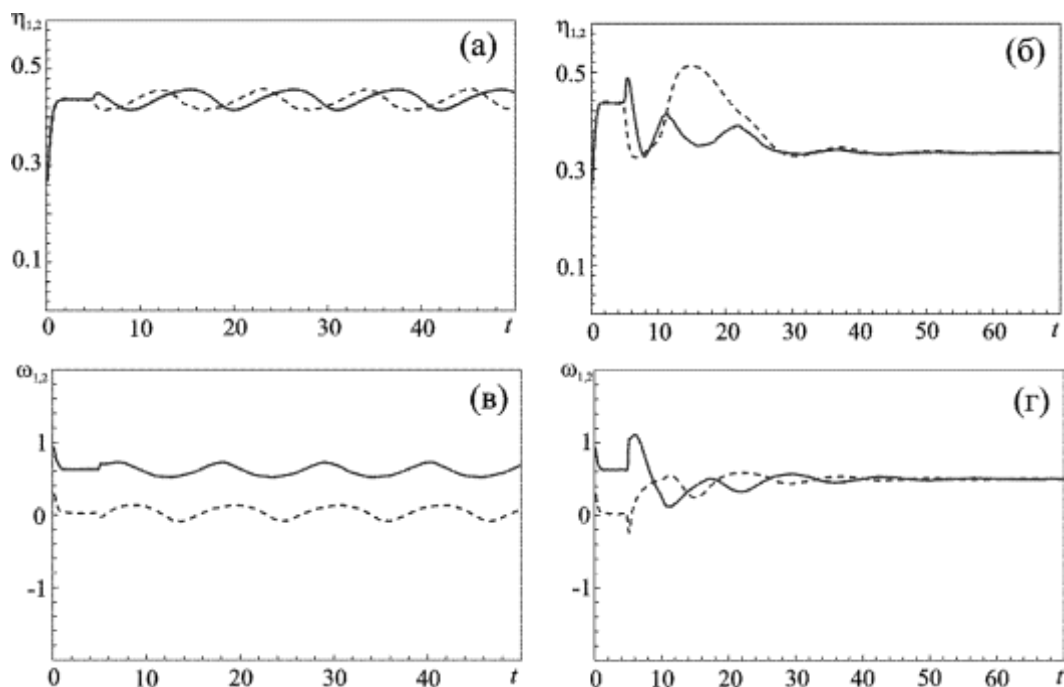


Рис. 1. Зависимость КПД (а, б) и частоты (в, г) первого и второго гиротрона при $\psi=0.2\pi$, $\tau=5$, $I_s=0.05$, $\Delta=0.3$, $\rho=0.1$ – режим биений (а, в) и $\rho=0.5$ – режим синхронизации (б, г). Сплошной линией показаны зависимость КПД и частоты первого гиротрона, пунктирной – второго гиротрона

Можно видеть (рис. 1 б, г), что на начальном этапе переходного процесса частоты и КПД гиротронов различны. Однако в момент времени $t > \tau$, сигнал от первого гиротрона начинает воздействовать на второй, и наоборот. После довольно короткого времени частоты становятся равными, что наглядно показывает механизм фазовой синхронизации.

В работе также проведено численное моделирование при различных параметрах. Найдены условия возникновения синхронизации на синфазной и противофазной моде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-32-00124).

Библиографический список

1. Rozental R.M., Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., Sergeev A.S., Zotova I.V. // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 093118.
2. Usacheva S.A., Ryskin N.M. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science, 2014. Vol. 24. P. 023123.
3. Nusinovich G.S. // Johns Hopkins University Press, Baltimore, 2004.

СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУКТУРЫ С ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКОЙ, ОТВЕЧАЮЩЕЙ АТТРАКТОРУ СМЕЙЛА – ВИЛЬЯМСА

Д.С. Аржанухина, С.П. Кузнецов

ОАО «Саратовский радиоприборный завод»

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: arzhanukhinadarja@rambler.ru

Один из продуктивных подходов к построению генераторов хаоса состоит в использовании схем в виде кольцевых цепочек, составленных из нелинейных активных и пассивных элементов и фильтров первого и второго порядка. Генерация в них обусловлена наличием обратной связи в силу замыкания кольца, а не автоколебательной природой индивидуальных элементов. Такие схемы в разных вариантах были предложены, исследованы теоретически и численно, а также созданы в виде реальных электронных устройств в ИРЭ РАН группой А.С.Дмитриева и его сотрудников [1]. Заслуживает внимания вопрос о построении на этой основе генераторов грубого гиперболического хаоса [2], первые примеры которых предложены В.П. Кругловым [3, 4]. В настоящей работе предложены два варианта схемотехнической реализации кольцевых генераторов, функционирование которых обусловлено присутствием аттракторов Смейла – Вильямса, и представлены результаты схемотехнического моделирования в среде Multisim.

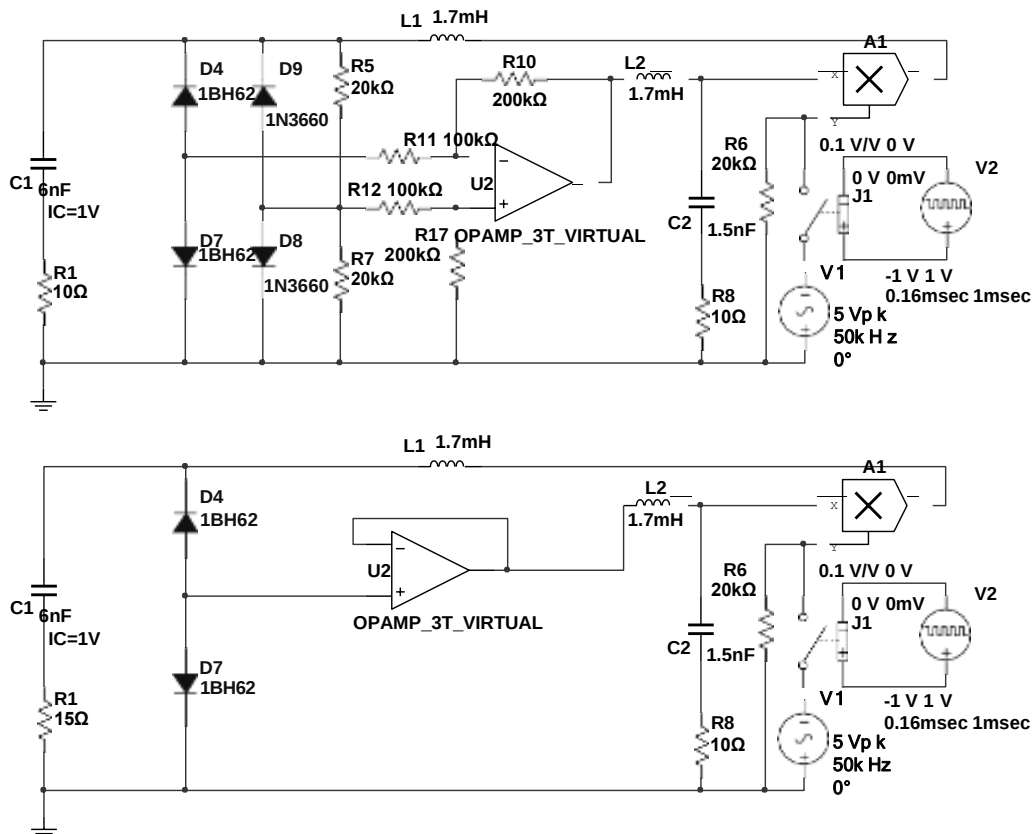


Рис.1. Схемы устройств с динамикой, соответствующей аттрактору Смейла-Вильямса.

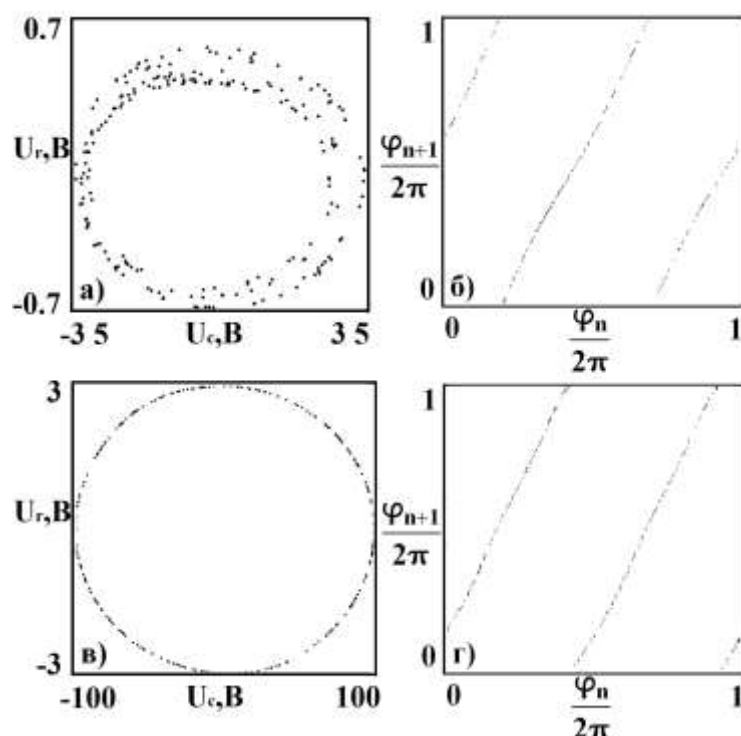


Рис.2. Фазовые портреты и диаграммы для фаз первой схемы (а, б) и второй схемы (в, г).

На рис.1 представлены схемы устройств, состоящих из двух осцилляторов, собственные частоты которых находятся в соотношении 1:2, и двух нелинейных элементов. Операционный усилитель совместно с диодами и резисторами образует первый нелинейный элемент, с квадратичной характеристикой при малых амплитудах и дальнейшим насыщением, которое обусловлено предельными параметрами операционных усилителей. На втором нелинейном элементе происходит умножение сигнала удвоенной частоты на вспомогательный внешний сигнал. Рис 2. демонстрирует графики, полученные при моделировании схем в среде Multisim с последующей обработкой данных внешней программой. На рис 2 а, в представлены фазовые портреты аттракторов в стробоскопическом сечении, а на диаграммах б, г данные в виде зависимости значений фаз φ_{n+1} от φ_n . Как можно видеть, диаграммы для фаз соответствуют растягивающему отображению окружности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-32-00449 (Д.С.А.) и 16-02-00135 (С.П.К.)).

Библиографический список

1. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Панас А.И. Генерация хаоса. М.: Техносфера, 2012. 424с.
2. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы: от математики к физике. ИКИ Москва - Ижевск, 2013. 488с.
3. Круглов В.П. // Известия вузов – Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, № 5. С. 138-150.
4. Круглов В.П. // Известия вузов – Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 1. С. 124-128.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ВИРКАТОРА С ЭЛЛИПТИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

А.А. Бадарин

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: Badarin.a.a@mail.ru

В настоящее время одной из актуальных и важных задач для современной СВЧ электроники больших мощностей является увеличение мощности и эффективности генерации электромагнитного излучения. Одними из перспективных и активно исследуемых источников сверхмощного СВЧ излучения являются генераторы на виртуальном катоде или виркаторы. Они могут быть использованы в устройствах ускорения ионных потоков, для исследования электромагнитной совместимости, для зондирования атмосферы и т. д. [1]

Виркаторы обладают рядом преимуществ, такими, как простота конструкции (в самом простом случае виркатор представляет собой вакуумную трубу дрейфа, в которую инжектируется сверхкритический ток [2-3]), высокая выходная мощность, низкие требования к пучку, возможность работы без внешнего магнитного поля. Но, несмотря на ряд преимуществ, одним из главных их недостатков является низкая эффективность (КПД подобных устройств колеблется около 1 %).

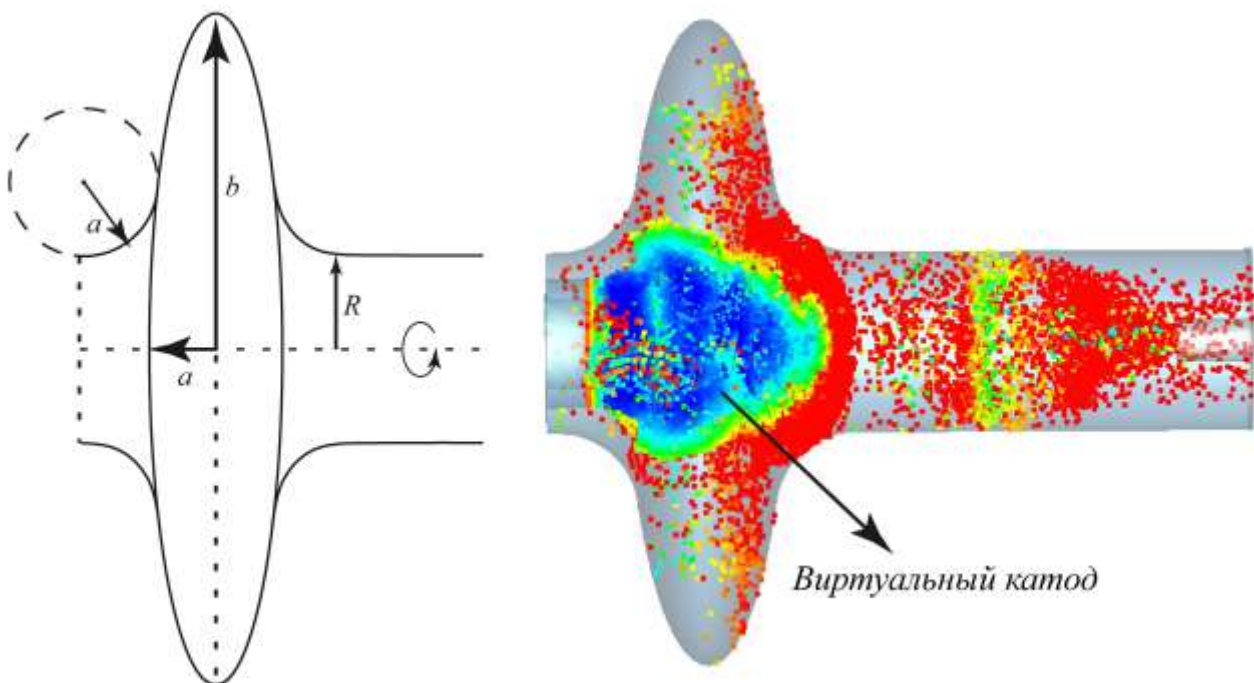


Схема эллиптического резонатора и модель релятивистской виркаторной системы, разработанная в CST.

Причин для такой низкой эффективности несколько. Основными, на наш взгляд, являются: низкая эффективность взаимодействия виртуального катода с полем электродинамической структуры и низкая эффективность вывода электромагнитного поля из области взаимодействия виртуального катода с элек-

ромагнитным полем в выходной волноводный тракт вследствие некогерентности излучения виртуального катода.

Для решения данных проблем было проведено численное исследование новой перспективной модели релятивистской виркаторной системы. Предложенная модель представляет собой электродинамическую структуру в виде эллиптического резонатора, в которую инжектируется трубчатый моноскоростной релятивистский электронный поток со сверхкритическим током, в результате чего в системе формируется виртуальный катод. Была проанализирована динамика электронного потока, электромагнитного поля и пространственного заряда в системе; фазовые портреты электронного потока в различных координатах ((z, Vz) , (r, Vz) и др., где Vz – продольная скорость электронов, z – продольная и r – поперечная координаты пространства взаимодействия); временные реализации токов, оседающих на различные элементы модели. Проведена глобальная оптимизация за счет изменения управляющих параметров системы. Обнаружен резонансный характер взаимодействия электронного потока с полем электродинамической структуры. Оптимизирован вывод мощности. Анализ полученных результатов показал, что эллиптический тип резонатора позволяет обеспечить лучшую эффективность взаимодействия релятивистского электронного потока и электромагнитного поля за счет лучшей локализации возбуждаемого поля в подобной электродинамической структуре, что приводит к значительному увеличению КПД системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 15-32-20299 и 15-52-04018), а также Президентской программы (проект № МК-5426.2015.2).

Библиографический список

1. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2002. 544 с.
2. Kurkin S.A., Hramov A.E., Koronovskii A.A. // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103. P. 043507.
3. Kurkin S.A., Badarin A.A., Koronovskii A.A. et al. // Physics of Plasmas. 2014. Vol. 21. № 9. P. 093105.

ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В НЕВЫРОЖДЕННОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА

П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов

Волгоградский государственный социально-педагогический университет

E-mail: ser-glazov@yandex.ru

Графен и структуры на его основе привлекают внимание ученых по всему миру удивительными физическими свойствами благодаря необычному электронному спектру и высокой подвижности носителей. Структуры на основе графена особенно перспективны для создания приборов нанoeлектроники и плазмоники.

В данной работе исследуются особенности продольной диэлектрической проницаемости, закона дисперсии и декремента затухания плазменных волн невырожденного электронного газа двухслойного графена, энергетический спектр которого описывается в однозонном низкоэнергетическом приближении.

Энергетический спектр электронов в двухслойном графене в нижней зоне проводимости в низкоэнергетическом приближении при выполнении условий $\Delta \ll t_{\perp}$, $\frac{v_F}{c} p \ll t_{\perp}$ имеет вид [1]

$$E(\vec{p}) = \Delta - \Delta \frac{2v_F^2 p^2}{t_{\perp}^2} + \frac{v_F^4 p^4}{2\Delta t_{\perp}^2}. \quad (1)$$

где Δ – полуширина энергетической щели при $p = 0$, $t_{\perp} \approx 0.4$ эВ – интеграл перекрытия между слоями графена, v_F – скорость Ферми ($v_F \approx 10^6$ м/с), $\vec{p} = (p_x, p_y)$.

Приближение (1) имеет довольно ограниченную область применимости по значениям температуры $k_B T \ll E_g$, где k_B – постоянная Больцмана, $E_g = 2\Delta / \sqrt{1 + 4\Delta / t_{\perp}}$ – ширина запрещенной зоны двухслойного графена. В нашем случае $E_g \approx 2\Delta$, ограничение на температуру $T \ll 900$ К. В данной задаче рассмотрим случай невырожденного электронного газа. С учетом условия на температуру, связанного с использованием однозонного приближения, диапазон исследуемых температур, ограниченный областью применимости задачи, составляет $30 \text{ К} < T < 90 \text{ К}$.

Будем интересоваться слабыми возмущениями электронной плазмы двухслойного графена. Продольная часть диэлектрической проницаемости невырожденного двумерного (2D) электронного газа в случае малых k , по аналогии с трехмерным электронным газом [2] имеет вид

$$\frac{\epsilon(\vec{k})}{2\epsilon_0} = 1 - \frac{e^2}{k} \sum_p \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \frac{1}{k \vec{L} - \vec{L} i 0}, \quad (2)$$

где $\epsilon = \partial E(p) / \partial p$, f – равновесная функция распределения электронов. Равновесную функцию распределения выберем в форме распределения Больцмана:

$$f(\vec{p}) = A \exp(-E(\vec{p}) / k_B T) \quad (A - \text{постоянная нормировки}).$$

Выполнив в [2] переход от суммирования по компонентам квазиимпульса к интегрированию и переходя в полярную систему координат, удастся получить аналитический результат в предельных случаях. Приведем один из результатов

для $\frac{\hbar\omega}{k_F T} \gg 1$ и $\frac{\hbar\omega}{k_F T} \ll 1$:

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega, k) = 1 - k \left| \frac{F}{a \epsilon_F} \right| \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} + (1 - \frac{1}{\epsilon}) \epsilon^2 \right] + \\ + i \frac{1 - \frac{2}{\epsilon} \frac{\hbar\omega}{k_F T} (1 - \frac{4}{\epsilon}) \epsilon^2}{2 \sqrt{6} k a^2} \exp \left[- \frac{1}{4 \epsilon^{2/3}} \left(\frac{\hbar\omega}{k_F T} \right)^3 \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\epsilon = \Delta / k_B T$, $\epsilon_F = \sqrt{2\epsilon} \Delta / t_{\perp}$.

=

Пространственная дисперсия приводит к возможности распространения в плазме продольных электрических волн. Закон дисперсии этих волн определяется уравнением $\epsilon(\omega, k) = 0$. Из (3) легко найти зависимость частоты от волнового вектора

$$\omega(k) = \sqrt{k} \left(\frac{\epsilon_F}{a \epsilon} \right) \sqrt{\frac{2\epsilon}{\epsilon}}, \quad (4)$$

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon}{3\epsilon}} \left(\frac{\epsilon_F}{4a^3 \epsilon \sqrt{k}} \right) \exp \left[- \frac{1}{\sqrt[3]{16\epsilon k^2 a^4}} \right], \quad (5)$$

где γ - декремент затухания плазменных волн. При увеличении ширины запрещенной зоны частота и декремент затухания плазменных волн уменьшаются.

Вызывает интерес сравнение декрементов затухания электронного газа двуслойного графена и 2D электронного газа, описываемого квадратичным спектром. Для длинноволнового приближения закон дисперсии плазменных волн и декремент затухания в двумерном электронном газе имеют вид

$$\epsilon_{2D}(k) = \sqrt{k} \sqrt{\frac{k_B T}{2ma^2}}, \quad \epsilon_{2D} = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{2m}} \left(\frac{1}{4a_4 k} \right) \exp \left[- \frac{1}{4ka_2} \right], \quad (6)$$

где m – эффективная масса электрона.

Исследование декремента затухания показало, что по сравнению с двумерным электронным газом, описываемым квадратичным спектром, в двухслойном графене диссипация энергии электрического поля в среде существенно больше в области параметров, рассматриваемых в данной задаче.

Сделаем численные оценки. При концентрации $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\Delta = 0.04 \text{ эВ}$, $T \approx 40 \text{ К}$, $a \approx 10^{-4} \text{ см}^{-1/2}$, $k \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ получаем, что частота плазменных колебаний составляет по порядку величины $\omega \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ($\omega/\omega_F \approx 10$).

Библиографический список

1. Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R., et al. // Reviews of Modern Physics. 2009. Vol. 81. P. 109.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2007.

ТИПИЧНЫЕ РЕЖИМЫ И ПЕРЕХОДЫ В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

М.И. Балакин, А.А. Дворак, С.В. Астахов, А.А. Кочанов, В.В. Астахов

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

E-mail: balakinmaxim@gmail.com

На современном этапе развития телекоммуникационных сетей актуальными являются задачи повышения скорости передачи данных и защищенности передаваемых сообщений. На сегодняшний день решение этих задач достигается путем применения оптоэлектронных генераторов для формирования стабильной высокочастотной (от радио- до терагерцового диапазона) несущей. Такая несущая может быть промодулирована импульсами малой длительности (порядка пикосекунд), что позволяет развить высокую скорость передачи данных [1]. Кроме того, оптоэлектронный генератор допускает формирование хаотической несущей, эффективно маскирующей передаваемое сообщение. Источник лазерного излучения при этом работает в квазистатическом режиме, что позволяет избежать возникновения паразитных импульсов и релаксационных колебаний [2].

В настоящей работе была исследована динамика оптоэлектронного осциллятора на примере двух математических моделей: обыкновенных дифференциальных уравнений и дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом.

Было показано, что в отсутствие запаздывания динамика оптоэлектронного осциллятора соответствует динамике классического генератора Ван дер Поля. Динамика математической модели, учитывающей фактор запаздывания, значительно более разнообразна. В зависимости от величин управляющих параметров, в такой системе можно наблюдать как режимы, характерные для классического генератора Ван дер Поля (устойчивый фокус, квазигармонический предельный цикл и релаксационные автоколебания), так и более сложную динамику, например, квазипериодические автоколебания. Бифуркационный анализ системы с запаздыванием показал, что с увеличением времени задержки структура фазового пространства усложняется за счет возникновения новых седловых предельных циклов, возникающих в результате бифуркаций Андронова-Хопфа седловой неподвижной точки. Выявлена важная закономерность: с увеличением времени запаздывания увеличивается количество бифуркаций Андронова-Хопфа, которые может претерпевать неподвижная точка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-37-00104-мол_а).

Библиографический список

1. Chembo Y.K., Hmima A., Lacourt P.-A., Larger L., Dudley J.M.. // J. Lightwave Tech. 2009. Vol. 27, № 22. P. 5160-5167.
2. Goedgebuer J.-P. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 2002. Vol. 38, № 9. P. 1178-1183.

ПРИБЛИЖЕННАЯ ТЕОРИЯ СЕКЦИОНИРОВАННОГО УСИЛИТЕЛЯ О-ТИПА

К.В. Белов¹, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*
E-mail: kirilltravelbox@mail.ru

Разработка миниатюрных генераторов и усилителей ТГц диапазона в настоящее время является перспективным направлением для спектроскопии, систем телекоммуникации, оборонной промышленности и других отраслей. Большое внимание уделяется приборам на основе лампы бегущей волны с ленточным электронным пучком и замедляющей системой типа сдвоенной гребенки. Результаты исследований [1-3] показывают, что при реалистичных значениях параметров (плотность тока порядка 100 А/см^2 , напряжение 20 кВ, длина ЗС 50 периодов) коэффициент усиления прибора диапазона 0.2 ТГц оказывается порядка 15 дБ. Возможности усиления приборов такого типа ограничены предельно достижимой плотностью тока электронного пучка, а также технологическими трудностями при создании миниатюрных замедляющих систем. Однако при малых амплитудах входного сигнала можно заметно повысить коэффициент усиления лампы, используя секционированные приборы, содержащие входную секцию, служащую для модуляции пучка, секцию дрейфа, в которой осуществляется группировка электронов, и выходную секцию, где электронный пучок отдает энергию полю. Схема такого усилителя представлена на рис. 1.

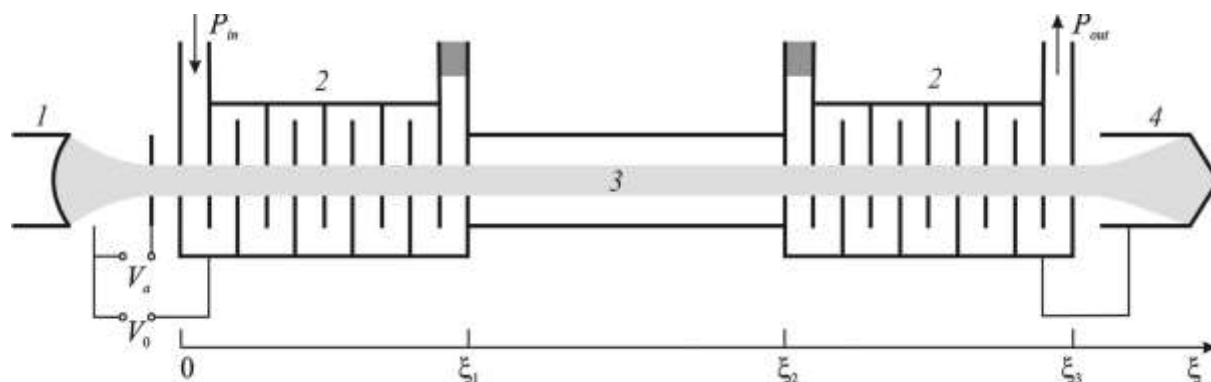


Рис. 1. Схема секционированного усилителя. 1 — электронная пушка, 2 — замедляющая система, 3 — электронный пучок, 4 — коллектор.

В работе развита приближенная теория секционированного усилителя. Используются традиционные уравнения стационарной нелинейной теории ЛБВ [4]. Вначале рассчитывается модуляция пучка во входной секции ($0 < \xi < \xi_1$, $\xi = \beta_e C z$ — безразмерная координата, см. рис. 1) заданным полем. В результате находятся начальные условия для электронов на входе в секцию дрейфа. Далее находится гармоника сгруппированного тока во второй секции ($\xi_1 < \xi < \xi_2$) по формуле $I_n = 2i^n J_n(nX) e^{in\psi}$, где J_n — функция Бесселя n -го порядка,

$$Xe^{i\psi} = -F_0 \xi_1^2 \frac{e^{i\Phi_1} - i\Phi_1 - 1 + i\Phi_2 (e^{i\Phi_1} - 1)}{\Phi_1^2}, \quad - \text{ комплексный параметр группировки,}$$

$\Phi_{1,2}$ — относительные углы пролета в первой и второй секциях, F_0 — амплитуда входного сигнала. Далее рассчитывается возбуждение выходной секции ($\xi_2 < \xi < \xi_3$) заданным током.

На рис. 2 представлен пример зависимости усиления прибора от угла пролета (считается, что входная и выходная секции идентичны, $\Phi_{1,3} = \Phi$). Рисунок демонстрирует, что при малых значениях входного сигнала усиление максимально при точном синхронизме, когда угол пролета $\Phi \approx 0$. При увеличении амплитуды входного сигнала сказываются нелинейные эффекты и усиление резко падает.

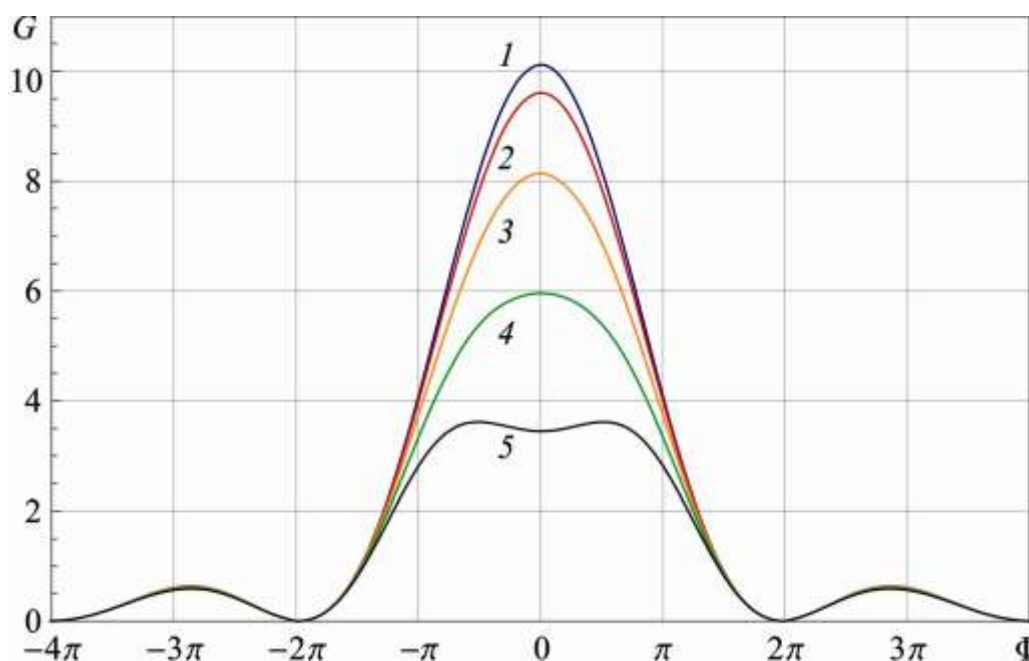


Рис. 2. Коэффициент усиления при безразмерных длинах секций $\xi_{1,3} = 1.5$, $\xi_2 = 4.5$ и различных значениях входного сигнала: 1 — 0.01; 2 — 0.1; 3 — 0.2; 4 — 0.3; 5 — 0.4.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00450-а).

Библиографический список

1. Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Каретникова Т.А., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Шалаев П.Д., Бурцев А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8-9. С. 601-613.
2. Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Шалаев П.Д. // Сб. статей IV Всеросс. Конф. «Электроника и микроэлектроника СВЧ». СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2015. Т. 1. С. 113-117.
3. Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Григорьев Ю.А., Бурцев А.А., Шалаев П.Д. // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 1. С. 54-60.
4. Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. радио. 1975.

**РАЗРАБОТКА ПЛАНАРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ
V-ДИАПАЗОНА НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ
ДЛЯ СВЧ УСИЛИТЕЛЕЙ И ГЕНЕРАТОРОВ О-ТИПА**

А.И. Бенедик,¹ А.Г. Рожнев,¹ Н.М. Рыскин,^{1,2} Г.В. Торгашов², П.Д. Шалаев³

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

³АО «Научно-производственное предприятие «Алмаз»

E-mail: andrej-benedik@yandex.ru

Освоение терагерцевого диапазона частот (0.1 - 3.0 ТГц) является одной из приоритетных проблем современной вакуумной СВЧ электроники. При создании миниатюрных электровакуумных СВЧ усилителей и генераторов О-типа для повышения мощности целесообразно использовать пространственно-развитые замедляющие системы и электронные пучки с большим поперечным сечением. В частности, представляется перспективным использование планарных замедляющих систем (ЗС) на диэлектрических подложках с ленточными электронными пучками. В свое время подобные ЗС были предложены в [1], а в последние годы – и в ряде зарубежных работ [2-4].

На рис. 1 представлены фотографии макетов планарных ЗС на диэлектрических подложках типа металлизированного меандра (рис. 1 а) и встречно-штырьевой планарной ЗС (рис. 1 б), изготовленные методом травления слоя металла толщиной порядка 1 мкм на поверхности диэлектрика. ЗС типа металлизированного меандра предполагается использовать в ЛБВ, где эффективное взаимодействие электронного пучка осуществляется с основной (0-й) прямой пространственной гармоникой, а систему встречно-штыревого типа – в ЛОВ, где рабочей является обратная (-1-я) пространственная гармоника.

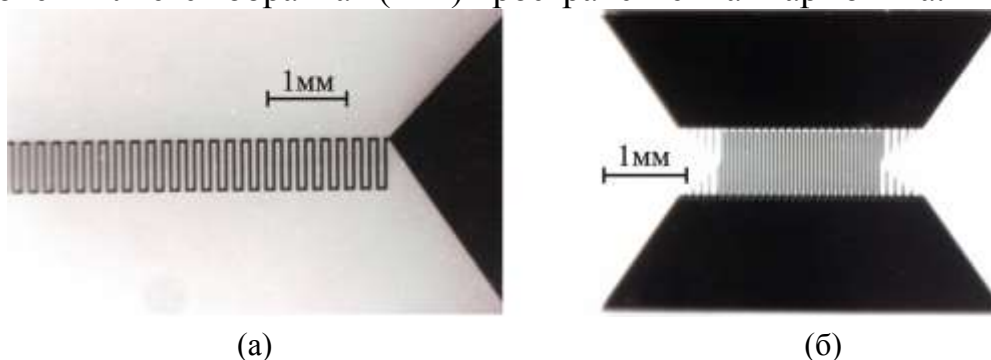


Рис. 1. (а) – фотография фрагмента ЗС типа меандр на диэлектрической подложке. (б) – фотография ЗС встречно-штыревого типа на диэлектрической подложке.

При помощи программы трехмерного численного моделирования HFSS [5] ранее были проведены расчеты электродинамических характеристик меандровой ЗС миллиметрового диапазона длин волн. В результате расчетов были определены основные управляющие параметры, влияющие на характеристики ЗС, подобраны геометрические размеры замедляющей структуры для диапазона частот 180-220 ГГц. На основе проведенных расчетов были созданы макеты ЗС при помощи фотолитографической технологии. Однако проведение холодных измерений в этом частотном диапазоне является трудоемким процессом, требующим дорогостоящего оборудования. Поэтому в дальнейшем перешли к соз-

данию прототипов ЗС в средней части миллиметрового диапазона (50-70 ГГц) (см. рис. 1).

На рис. 2 представлены результаты электродинамического моделирования ЗС типа встречные штыри (рис. 1 б), которую предполагается использовать в ЛОВ-генераторе. При моделировании рассматривались диэлектрические подложки из кварца ($\epsilon = 3.75$) и поликора ($\epsilon = 9.6$). Результаты моделирования показали, что для замедляющей системы типа встречных штырей предпочтительнее выбрать подложку из поликора, т.к. значение сопротивления связи, усредненного по сечению пучка, для данной подложки несколько выше и составляет на частоте 60 ГГц порядка 0.5-3 Ом (при усреднении предполагалось, что пучок сечением 500×50 мкм летит на высоте 50-75 мкм над поверхностью меандра). Напряжение синхронизма при этом составляет порядка $1.0 \div 1.3$ кВ. Аналогичные расчеты были проведены для меандровой планарной ЗС V-диапазона. Для нее, наоборот, оказалось, что лучше выбрать подложку из кварца. Ускоряющее напряжение и сопротивление связи на частоте 60 ГГц составляют около 4 кВ и 4-12 Ом соответственно.

В настоящий момент ведутся работы по изготовлению оснастки для проведения холодных измерений планарных ЗС на диэлектрических подложках V-диапазона, представленных на рис. 1.

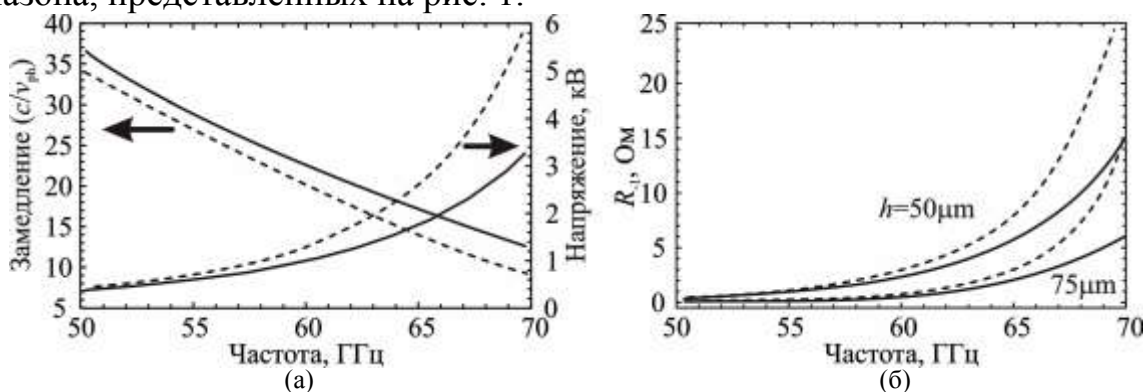


Рис. 2. (а) — замедление и напряжение синхронизма планарных ЗС типа встречные штыри с подложками из кварца (сплошные линии) и поликора (пунктирные линии) в области обратной (-1)-й пространственной гармоники. (б) — зависимость сопротивления связи (-1)-й пространственной гармоники от частоты при различных значениях расстояния от пучка до металлизированной поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00450а).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Захарченко Ю.Ф., Жбанов А.И., Нефедов И.С., Синицын Н.И., Торгашов Г.В. // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 12. С. 2049-2058.
2. Booske J.H. et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 12, No. 1, P. 54-75.
3. Sengele S., Jiang H., Booske J.H., Kory C.L., van der Weide D.W., Ives R.L. // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56, No. 5. P. 730-737.
4. Shen F., Wei Y.-Y., Xu X., Liu Y., Yin H.-R., Gong Y.-B., Wang W.-X. // J. Electromagnetic Waves and Applications. 2012. Vol. 26, No. 1. P. 89-98.
5. High Frequency Structure Simulator (HFSS) of ANSYS. [Online]. Available: <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/>

ДИНАМИКА КОНТУРОВ РЕГУЛЯЦИИ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ В УСЛОВИЯХ ВСПОМОГАТЕЛЬНОГО КРОВООБРАЩЕНИЯ

Е.И. Боровкова¹, А.А. Зазуля¹, А.Р. Киселев^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского
E-mail: rubane@mail.ru

Исследование взаимодействия и индивидуальной динамики систем вегетативной регуляции частоты сердечных сокращений (СРЧСС) и тонуса артериальных сосудов (СКТА) привлекает значительный интерес [1-3]. Однако, вопрос о характере индивидуальной динамики этих контуров остается открытым [4-6]. Наиболее распространенной гипотезой является представление о том, что СКТА является автоколебательной системой, динамика которой может наблюдаться в сигналах СРЧСС, которая лишь демонстрирует пассивный отклик на активность СКТА [4]. Однако, ряд экспериментальных результатов свидетельствует о том, что СРЧСС демонстрирует колебания в случае фармакологической или механической изоляции от СКТА [5, 6].

Целью работы являлось исследование особенностей динамики СРЧСС и СКТА в условиях, когда взаимодействие между этими системами заведомо нарушено, в ходе анализа уникальных записей пациентов с искусственным кровообращением и в условиях искусственной остановки сердца.

Проведена регистрация фотоплетизмограмм (ФПГ) 2 групп испытуемых. В одном случае, для проведения операции на сердце было искусственно остановлено, при этом системы искусственного кровообращения поддерживал кровоток в сосудах с постоянной скоростью. Вторая группа включала пациентов сердце которых было механически отрезано от сосудов, но сокращалось. Каждая группа включала 5 испытуемых. Для первой группы доступен был сигнал ФПГ, для второй сигналы ФПГ и электрокардиограммы (ЭКГ). Для обеих групп был проведен спектральный анализ ФПГ и оценка стандартных показателей Баевского [7]. Для второй группы, кроме этого, был проведен спектральный анализ КИГ и исследование синхронизации 0.1 Гц колебаний СРЧСС и СКТА с помощью метода, предложенного в [8].

По результатам спектрального анализа получены следующие результаты. Для первой группы записей в спектрах сигнала ФПГ отсутствовала 1 Гц составляющая, отвечающая за основной сердечный ритм. Дыхательная активность наблюдалась на частотах 0.30 ± 0.04 Гц. Ритмы регуляции АД наблюдались во всех спектрах, в трех случаях их амплитуда была больше, чем амплитуда дыхательной составляющей. Для второй группы записей в трех спектрах сигналов ФПГ присутствовала высокоамплитудная 1 Гц составляющая. Дыхательная активность наблюдалась на частотах 0.23 ± 0.05 Гц. Ритмы регуляции СКТА и СРЧСС, имеющие частоту около 0.1 Гц, наблюдались во всех спектрах и их амплитуда была сопоставима с амплитудой дыхательной составляющей и спектральной 1 Гц составляющей для всех записей.

Для одной записи второй группы выявлены статистически значимые ин-

тервалы захвата частоты и фазы, значение S составило 40%.

Таким образом, проведенные исследования показывают наличие спектральных составляющих с частотой порядка 0.1 Гц, связанных с активностью СРЧСС и СКТА, даже в случае изолированного сердца, что свидетельствует в пользу гипотезы о высокой степени функциональной независимости исследуемых контуров регуляции и индивидуальном характере их индивидуальной динамики.

Наличие значимой синхронизации между ритмами исследуемых регуляторных систем в случае изолированного сердца свидетельствует о том, что взаимодействие между регуляторными контурами может осуществляется на уровне центров вегетативного управления, а не только через гидромеханическую связь.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00326), гранта Президента РФ (проект № МД-4368.2015.7).

Библиографический список

1. Киселев А.Р., Караваев А.С., Гриднев В.И., Посненкова О.М., Шварц В.А., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Безручко Б.П. // Саратовский научно-медицинский журнал. 2010. Т. 6. N. 1. С. 061-072.
2. Караваев А.С., Киселев А.Р., Гриднев В.И., Боровкова Е.И., Прохоров М.Д., Посненкова О.М., Пономаренко В.И., Безручко Б.П., Шварц В.А. // Физиология человека. 2013. Т. 39. N. 4. С. 105-111.
3. Kiselev A.R., Gridnev V.I., Karavaev A.S., Posnenkova O.M., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P. // Applied Medical Informatics. 2011. Vol. 28. N. 1. P. 1-8.
4. Malliani A., Julien C., Billman G.E. // American Journal of Physiology. 2006. Vol 101. P. 684.
5. Ottensen J.T. Modelling the Dynamical Baroreflex-Feedback Control // Mathematical and Computer Modelling. 2000. N. 31. P. 167.
6. Kotani K., Struzik Z.R., Takamasu K. // Physical Review E. 2005. Vol 72. P.041904.
7. Баевский Р.М., Иванов Г.Г., Чирейкин Л.В., Гаврилушкин А.П., Довгалецкий П.Я., Кукушкин Ю.А., Миронова Т.Ф., Прилуцкий Д.А., Семенов А.В., Федоров В.Ф., Флейшман А.Н., Медведев М.М. // Вестник аритмологии. 2001. Т. 24 С. 65-87.
8. Безручко Б.П., Гриднев В.И., Караваев А.С., Киселев А.Р., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Рубан Е.И. // Изв. ВУЗов «ПНД». 2009. Т. 17. N. 6. С. 44-56.

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ТИТАНА, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДИОКСИДОМ РУТЕНИЯ, ДЛЯ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ВОДЫ

М.Ю. Васильков^{1,2}, Ф.С. Федоров^{1,2}

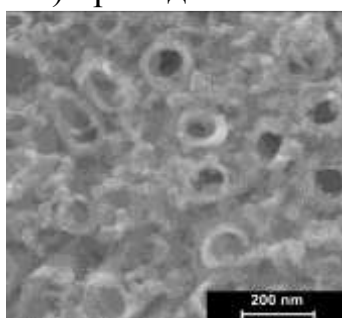
¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина.

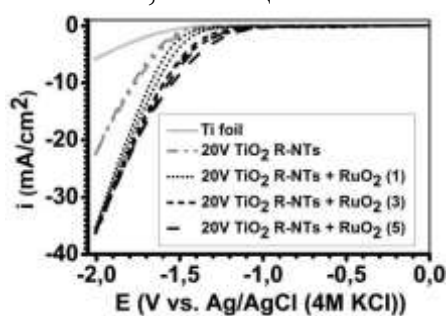
E-mail: vasilk.mikhail@yandex.ru

Развитие технологии получения водорода на основе процессов электролиза воды связано, главным образом, с заменой дорогостоящих Pt катализаторов материалами на основе оксидов переходных металлов, легированных различными ионами [1,2]. При этом, повышения эффективности таких катализаторов можно добиться изменением морфологии поверхности электродов, делая их более гидрофильными, что способствует уменьшению блокировки поверхности электрода за счет более легкого удаления пузырьков газа [3]. В данной работе исследуются каталитические свойства нанотубулярного диоксида титана с варьируемой геометрией поверхности, модифицированного оксидом рутения (IV), в процессах электролитического расщепления воды.

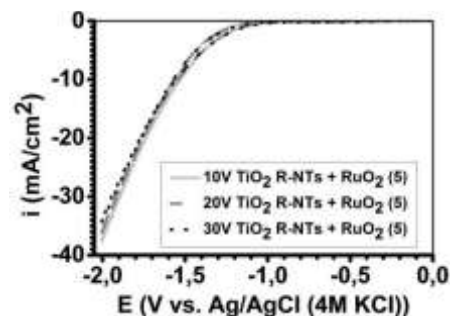
Получение нанотрубок диоксида титана проводилось в соответствии с методикой, описанной в [4]. С целью увеличения проводимости полученные структуры подвергали катодной поляризации при постоянном напряжении -4 В в течение 40 мин. После этого проводили обработку массива нанотрубок в 0,03 М растворе хлорида рутения RuCl_3 (38% Ru, Alfa Aesar) с последующим отжигом в атмосфере воздуха при температуре 650 °С в течение 30 мин, что способствовало формированию RuO_2 на торцах трубок в виде наночастиц размером до 20 нм (Рис. 1а). Модифицирование образцов (пропитка в растворе RuCl_3 и отжиг) проводилось в количестве 1, 3 и 5 циклов.



а



б



в

Рис. 1. Изображение СЭМ поверхности массива нанотрубок диоксида титана с осажденными наночастицами диоксида рутения (а). Циклические вольтамперограммы, записанные в 0,1 М Na_2SO_4 при скорости сканирования 20 мВ/с для различных опытных образцов нанотрубок TiO_2 с наночастицами RuO_2 в зависимости от числа циклов модифицирования (б) и в зависимости от внутреннего диаметра нанотрубок при 5-ти циклах модифицирования (в)

Установлено, что введение добавки диоксида рутения в исходную матрицу нанотрубок TiO_2 способствует появлению каталитического эффекта в реакции разложения воды. Увеличение числа циклов модифицирования образцов при-

водит к росту катодного тока и сдвигу потенциала разложения воды в положительную сторону (Рис. 1б). С уменьшением внутреннего диаметра нанотрубок от $(103,0 \pm 18,1)$ нм до $(34,4 \pm 6,0)$ нм, что достигалось снижением напряжения анодирования от 30 до 10 В, наблюдается некоторое увеличение выделения водорода, без значительных изменений потенциала разложения (Рис. 1в).

Таким образом, показана возможность применения нанотрубок диоксида титана, модифицированных наночастицами диоксида рутения, в качестве эффективного катализатора для систем расщепления воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (договор №7208ГУ2/2015 от 03.08.2015 г) и в рамках госзадания №3701 Министерства образования и науки РФ. Авторы выражают благодарность за помощь в проведении исследований проф. Р. Хемпельманну (Саарский университет, г. Саарбрюккен, Германия) и д-ру Ч. Ли (Корейский институт науки и технологий Европы, г. Саарбрюккен, Германия).

Библиографический список

1. Lee S.S. et al. // Water Res. 2013. Vol. 47, № 12. P. 4059–4073.
2. Lačnjevac U.Č. et al. // Electrochim. Acta. 2015. Vol. 168. P. 178–190.
3. Chen R. et al. // Electrochem. commun. 2012. Vol. 22. P. 16–20.
4. Васильков М.Ю. и др. // НННФ. 2013. С. 35–36.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ В ЖИДКОСТИ ТРЕХЛОПАСТНОГО ВИНТА В ПОСТАНОВКАХ ИДЕАЛЬНОЙ И ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ КОНЕЧНОМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ

Е.В. Ветчанин¹, В.А. Тененев^{1,2}, Л.Ф. Илалетдинов^{1,2}

¹Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова

²Удмуртский государственный университет, Ижевск

E-mail: veugene186@gmail.com

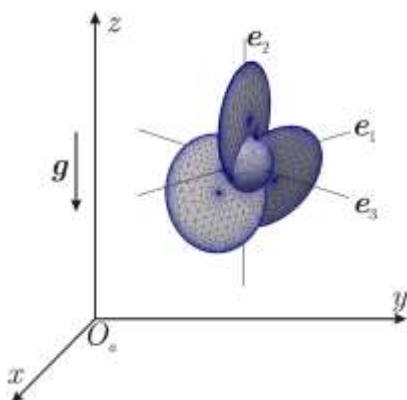


Рисунок 1. – Геометрия тела

В данной работе рассматривается свободное падение в жидкости трехлопастного винта, форма которого приведена на рисунке 1. Винт состоит из шара и лопастей в форме сплюснутых эллипсоидов вращения. Центр масс винта совпадает с центром шара, таким образом, момент силы Архимеда и силы тяжести относительно центра тела равен нулю.

В зависимости от предположений о свойствах среды могут быть получены различные математические модели, приводящие к разным результатам. Так, предположение об идеальности среды позволяет применить классический математический аппарат для анализа уравнений движения, но приводит к возникновению равноускоренных движений, которые в экспериментах практически не наблюдаются. Поэтому требуется учитывать эффекты вязкости, имеющие место в реальных жидкостях. Наиболее полную информацию о динамике системы, безусловно, можно получить из совместного численного решения уравнений движения тела и уравнений Навье-Стокса. Однако, такой подход требует существенных вычислительных ресурсов для осуществления подробных параметрических исследований, и, по нашему мнению, целесообразен только для проведения сравнительно небольшого числа расчетов. На основе такой серии расчетов мы строим феноменологический закон вязкого сопротивления, что позволяет свести исследование движения к анализу системы 18 обыкновенных дифференциальных уравнений.

Для описания движения используются две системы координат: неподвижная $O_d x y z$ и подвижная $Oe_1 e_2 e_3$ жестко связанная с телом (см. рисунок 1). Начало O подвижной системы координат совпадает с центром масс винта. Ось Oe_3 подвижной системы координат совпадает с осью винтовой симметрии тела. Движение тела моделируется следующей системой дифференциальных уравнений [1, 2]

$$\dot{p} = p \times \Omega - \frac{\partial p}{\partial t} - F_s, \quad \dot{M} = M \times \Omega + p \times V - G_s$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial x}{\partial t} + \Omega \times x, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{\partial y}{\partial t} + \Omega \times y, \quad \frac{dz}{dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + \Omega \times z, \quad x = \frac{\partial x}{\partial t} \cdot V, \quad y = \frac{\partial y}{\partial t} \cdot V, \quad z = \frac{\partial z}{\partial t} \cdot V$$

где V – поступательная скорость винта, Ω – угловая скорость винта.

$p = CV + B\Omega$ – импульс, $M = B^T V + A\Omega$ – кинетический момент, $C = mE + \Lambda_1$,

$A = J + \Lambda_2$, m – масса тела, J – тензор инерции тела, Λ_1 – тензор присоединенных масс, Λ_2 – тензор присоединенных моментов инерции, B – тензор, возникающий вследствие винтовой симметрии, $\mathcal{P} = (\mathcal{P} - \mathcal{P})vg$ – вес тела в жидкости, $\mathcal{P}_b$ – плотность материала тела, $\mathcal{P}$ – плотность жидкости, v – объем тела, g – стандартное ускорение свободного падения, F_s – внешняя сила сопротивления, G_s – внешний момент сопротивления, x, y, z – координаты точки O в неподвижной системе координат, $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \mathcal{P}_3$ – проекции ортов осей неподвижной системы координат на подвижную. Уравнения для $p, M, \mathcal{P}$ отделяются.

В постановке идеальной жидкости ($F_s = 0, G_s = 0$) была исследована устойчивость равноускоренных вращений, соответствующих следующим случаям: 1) ось винтовой симметрии вертикальна $\mathcal{P}_1 = \mathcal{P}_2 = 0, \mathcal{P}_3 = \pm 1$; 2) ось

винтовой симметрии горизонтальна $\mathcal{P}_1^2 + \mathcal{P}_2^2 = 1, \mathcal{P}_3 = 0$. Каких-либо устойчивых режимов кроме указанных найти не удалось.

В постановке вязкой жидкости компоненты силы F_s и момента G_s задавались законом квадратичным по поступательным и угловым скоростям. Численный анализ уравнений движения показал, что в зависимости от параметров системы наблюдаются как регулярные режимы движения, так и хаотические (см. рисунок 2). Регулярный и хаотический аттрактор могут сосуществовать при одних и тех же значениях параметров системы, а переход к хаосу происходит через каскад бифуркаций удвоения периода.

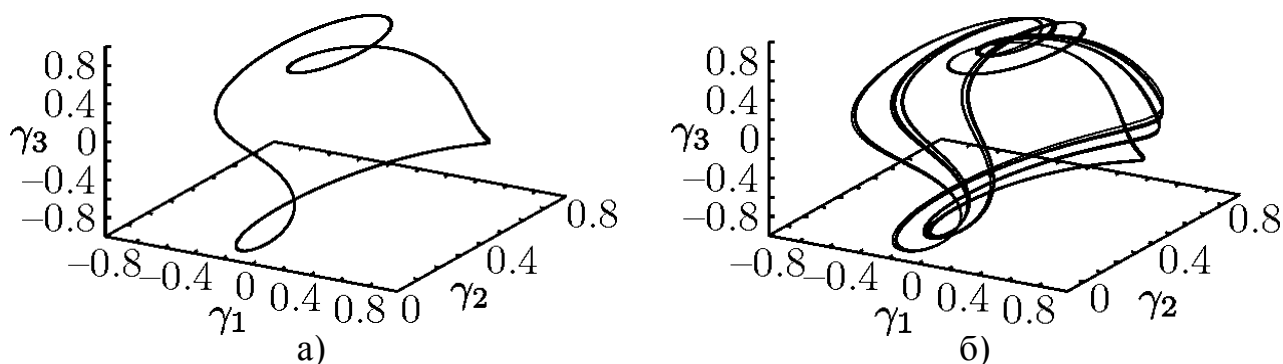


Рисунок 2 – Проекция на подпространство $\{\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \mathcal{P}_3\}$ (а) регулярного аттрактора, (б) хаотического аттрактора

Работа Е.В. Ветчанина выполнена в рамках базовой части государственного задания вузам, а также при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 15-08-09093-а и № 15-38-20879 мол_а_вед). Работа В.А. Тененева выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-01-00395-а).

Библиографический список

1. Борисов А.В., Мамаев И.С. Динамика твердого тела. Гамильтоновы методы, интегрируемость, хаос. Москва - Ижевск, ИКИ, 2005, 576 с.
2. Kirchhoff G., Hensel K. Vorlesungen uber mathematische Physik. Mechanik. Leipzig: BG Teubner, 1874. P. 489

КОНКУРЕНЦИЯ МОД В МНОГОКОНТУРНОМ АВТОГЕНЕРАТОРЕ**Ю.Ю. Галкина², О.В. Астахов², Е.П. Селезнев^{1,2}, Н.В. Станкевич^{1,3}**¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина.

E-mail: stankevichnv@mail.ru

Исследование многочастотных квазипериодических колебаний является весьма актуальной задачей [1]. В недавних работах [2, 3] была предложена модель из пяти глобально связанных осцилляторов ван дер Поля, в которой можно наблюдать сценарий Ландау-Хопфа: последовательное рождение торов более высокой размерности. В [4] предложена методика построения многомерных сечений Пуанкаре для наблюдения многомерных торов. В настоящей работе исследуется динамика многоконтурного автогенератора, содержащего пять колебательных систем с независимым управлением возбуждения каждой из колебательных мод (рис 1).

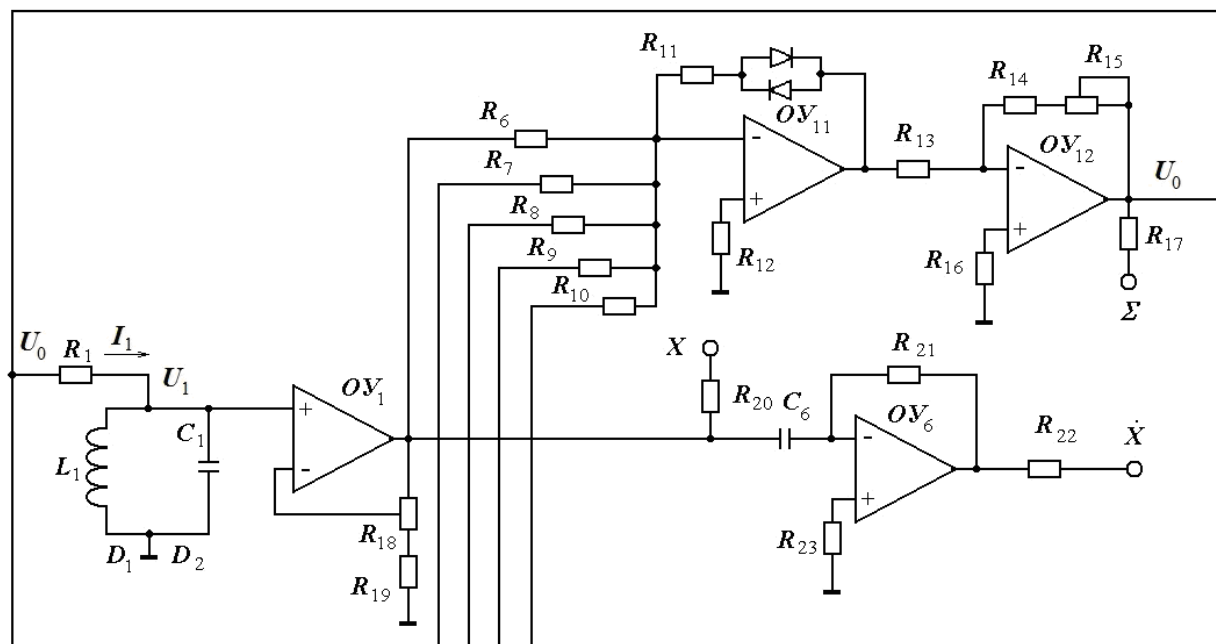


Рис.1. Схема одного контура многоконтурного автогенератора с общей нелинейностью.

Основу многоконтурного автогенератора (рис.1) составляют пять колебательных контуров $L_1C_1 - L_5C_5$ (на рисунке показан только первый колебательный контур). Эти контура задают частоты пяти собственных автоколебательных мод. В качестве активных элементов используются операционные усилители OY_1-OY_5 с регулируемыми коэффициентами усиления по напряжению, работающие в линейном режиме и использующиеся для развязки колебательных контуров между собой и отдельного управления возбуждением каждой из мод генератора. Усилитель на OY_{11} представляет собой суммирующий, инвентирующий нелинейный усилитель, обеспечивающий нелинейное ограничение амплитуды колебаний. Усилитель на OY_{12} представляет собой инвентирующий

усилитель, работающий в линейном режиме и обеспечивающий дополнительное усиление суммарного сигнала. Усилители на ОУ₆-ОУ₁₀ представляют собой дифференцирующие усилители и предназначены для получения производной напряжения с выходов ОУ₁-ОУ₅. Частоты собственных мод были распределены следующим образом: $f_1 = 10 \text{ кГц}$, $f_2 = \sqrt{1.25} f_1$, $f_3 = \sqrt{1.5} f_1$, $f_4 = \sqrt{1.75} f_1$, $f_5 = \sqrt{2} f_1$. Управляющими параметрами исследуемой системы являются коэффициенты усиления k_1 - k_5 усилителей ОУ₁-ОУ₅, а также коэффициент усиления k ОУ₁₂.

На рис.2 на плоскости параметров k_1 - k_5 представлены карты динамических режимов для случая возбуждения первой и пятой моды (слева), а также первой, третьей и пятой моды (справа). Наличие общей для всех мод нелинейности приводит к их конкуренции. Возбуждение каждой из мод происходит мягким образом, а переход от одной моды к другой носит жесткий гистерезисный характер.

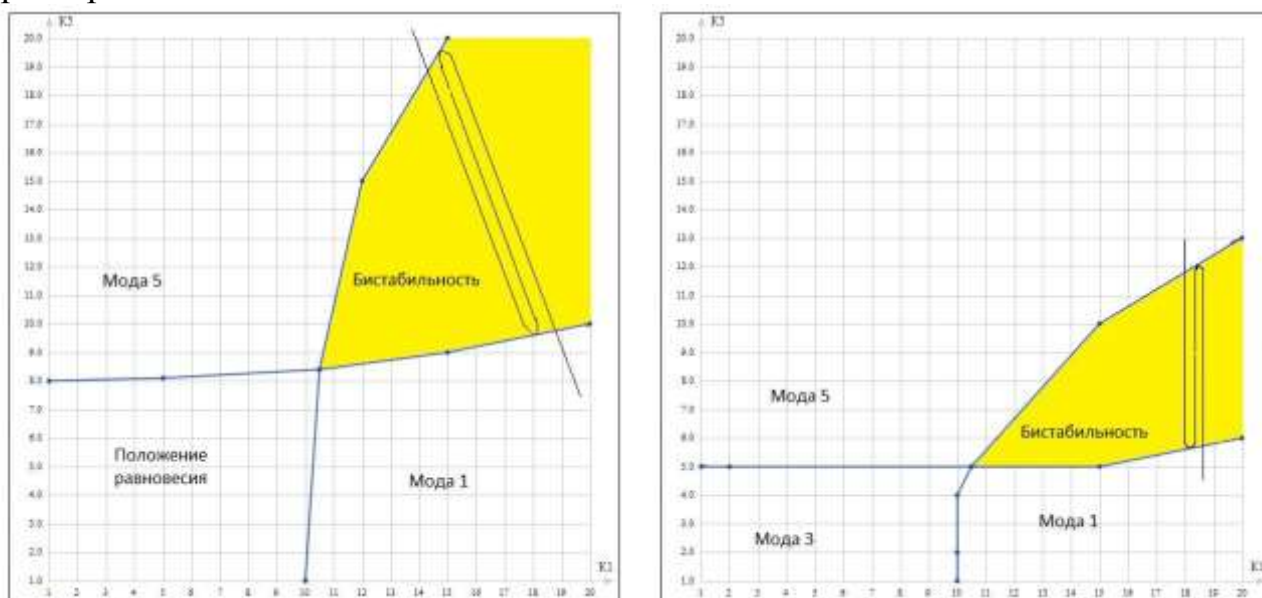


Рис.2. Структура плоскости параметров (K_1 - K_3) в случае возбуждения двух мод (слева) и трех мод (справа)

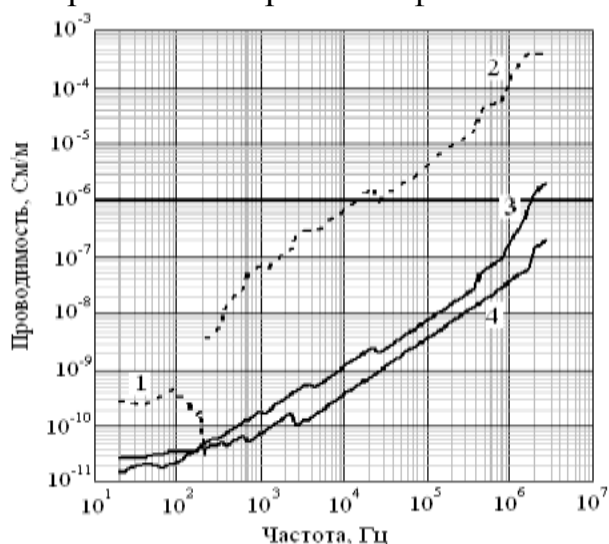
Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-02-00085-а).

Библиографический список

1. Кузнецов А.П., Сатаев И.Р., Станкевич Н.В., Тюрюкина Л.В. Физика квазипериодических колебаний. Саратов: Издательский центр «Наука». 2013. 252 с.
2. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Тюрюкина Л.В., Сатаев И.Р. // Нелинейная динамика. 2012. Т. 8, №5. С. 863.
3. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Sataev I.R., Turukina L.V. // Physics Letters A. 2013. Vol. 377. P. 3291.
4. Stankevich N.V., Kuznetsov A.P., Popova E.S., Seleznev E.P. // Com.Nonlin.Sci.Num.Sim. 2016.

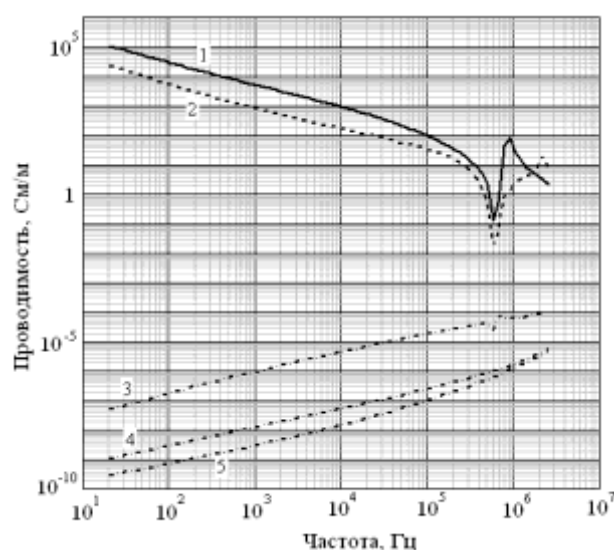
**НЕРАЗРУШАЮЩЕЕ МНОГОПАРАМЕТРОВОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
СВОЙСТВ CORE-SHELL НАНОЧАСТИЦ****И.В. Галушка***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: igor.galushka.90@mail.ru*

Одной из актуальных проблем физического материаловедения является создание методов неразрушающего надежного определения параметров субмикронных частиц сложного строения, определяющим образом влияющие на ряд физических, термодинамических и химических свойств наночастиц и структур на их основе [1-3]. Проводился вычислительный и практический эксперименты по исследованию кремниевых наночастиц с удельной площадью поверхности $67 \text{ м}^2/\text{г}$ (преимущественно сферических с эффективным диаметром $\sim 50 \text{ нм}$) на основе модельных представлений теории эффективной среды по Максвелл-Гарнету [1,2] и Анзулевичу [3]. Экспериментальный материал получен посредством исследования, включающего импедансометрию, электронную микроскопию и рентгенофазовый анализ.



1 – ядра частиц, 2 – частицы «ядро-оболочка», 3 – композит, 4 – полистирол

Рисунок 1 - Проводимость компонент композита в случае с поглощающей матрицей



1 – частиц ядро оболочка, 2 – ядра наночастиц, 3 – композит с непоглощающей матрицей, 4 – бумажная подложка, 5 – бумажная подложка со слоем композита

Рисунок 2 - Проводимость компонент композита с непоглощающей матрицей

Посредством ИК-спектроскопии, рентгенофазового анализа и электронной микроскопии установлено следующее: частица имеет механически напряженное кристаллическое ядро, окруженное оксидной аморфной оболочкой толщиной 10 нм .

На основе данных полученных посредством импедансометрии, в основу которой заложено измерение электрической емкости и тангенса диэлектрических потерь, с учетом моделей расчета [1-3] получены частотные зависимости проводимости, представленные на рисунках 1 и 2, ядер наночастиц и установ-

лено явное влияние оболочки и окружения.

Оригинальность работы заключается в исследовании кремниевых частиц модели core-shell в случае поглощающей и непоглощающей матриц.

Внедрение разработанной методики в сочетании с молекулярным и квантовохимическим моделированием [4-7] позволяет прогнозировать физико-химических свойства наночастиц и структур на их основе.

Работа подготовлена в рамках базовой части государственного задания Министерства образования и науки РФ(проект №3468).

Библиографический список

1. *Биленко Д.И., Вениг С.Б., Терин Д.В. и др.* Многопараметровая диагностика микро- и наноструктур : монография - Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2015. 136 с.
2. *Galushka V.V., Bilenko D.I., Terin D.V., Revzina E.M., Kondratyeva O.Yu., Kozhevnikov I.O.*// BioNanoScience. 2015. № 5. P. 227-232.
3. *Buchelnikov V.D., Louzguine-Luzgin D. V., Xie G., Li S., Yoshikawa N., Sato M., Anzulevich A. P., Bychkov I. V., Inoue A.* // J. of Applied Physics. 2008. Vol. 104, No. 1. P. 113505.
4. *Корчагин С.А., Терин Д.В., Романчук С.П.* // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2015. Т. 23, № 3. С. 55-65.
5. *Биленко Д.И., Терин Д.В., Кондратьева О.Ю., Ревзина Е.М., Вениг С.Б.*// Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2014. Т. 14, № 2. С. 46-49.
6. *Кондратьева О.Ю., Терин Д.В., Ревзина Е.М., Кондратьева Е.В., Вениг С.Б.*// Информационные технологии в образовании XXI века: сб. науч. трудов по материалам Международной научно-практической конференции, М.: НИЯУ МИФИ, 2015. С. 204-208.
7. *Кондратьева О.Ю., Ревзина Е.М., Терин Д.В., Кондратьева Е.В., Вениг С.Б.* Пат. №2015661026 РФ. Программный комплекс «Система сегментирования, анализа и маркетингования наукоемкой информации «КВРТ-1Г»».

СОЕДИНЕНИЕ НЕЙРОНОПОДОБНОГО ГЕНЕРАТОРА И БИОЛОГИЧЕСКОГО НЕЙРОНА ПОСРЕДСТВОМ ОПТОВОЛОКНА**С.А. Герасимова¹, М.А. Мищенко¹, А.В. Лебедева¹, В.Б. Казанцев¹**¹Университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

E-mail: gerasimova@neuro.nnov.ru

Разработка и создание компактных нейроморфных устройств обработки информации является одним из новых перспективных направлений междисциплинарных исследований. Это связано, прежде всего, с перспективами развития прорывных медицинских технологий - созданием искусственных нейрочипов-имплантов, оптогенетических систем, оптоэлектронных интерфейсов воздействия на клетки мозга, необходимые для борьбы с нейродегенеративными заболеваниями.

В этой работе представлена оптоэлектронная система стимуляции и синхронизации нейронов мозга необходимая для мониторинга активности мозга и осуществления способов воздействия/управления сигнализацией в мозге через фотоэлектрическую стимуляцию. Разработанная система состоит из нейроноподобного генератора в качестве управляющего устройства; оптоэлектронного интерфейса между искусственным и живым нейроном, включающего в себя светодиод, оптоволоконный канал, фотодиод, усилитель сигнала на транзисторе; среза мозга крысы (биообъекта) и систему регистрации экспериментальных данных.

С помощью предлагаемой системы были простимулированы разные участки нервной ткани: была проведена стимуляция сомы (тел нейрона), синаптическая стимуляция и стимуляция дендритов, получены разные формы ответов нейронов (суммарные потенциалы) в зависимости от участков стимуляции нейронов. Было проведено исследование оптимальных режимов работы разработанной нейрокогнитивной системы, выявлены параметры эффективной стимуляции нейронов мозга, продемонстрировано и изучено явление десенситизации, суть которого состоит в том, что при многократной и длительной стимуляции ответы нейронов значительно уменьшаются.

Стимуляция живой клетки осуществлялась сигналом, поступающим с фотодиода, представляющим собой импульсы длительностью 10-25 мс, амплитудой от 1 В до 6 В, частотой от 4-30 Гц. Экспериментально было показано, что амплитуда стимулирующего сигнала от 1 В до 2 В не достаточно эффективна, амплитуда более 3 В приводит к десенситизации, оптимальная величина амплитуды стимулирующего сигнала от 2 В до 3 В.

Отметим, что развитие технологий аппаратной реализации нейронов и методов их сочетания с живыми клетками позволит перейти на принципиально новый уровень протезирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014—2020 годы" (Соглашение №14.578.21.0074, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57814X0074)

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ СВОЙСТВ УЛЬТРАКОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК (0,9) ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Г.И. Глушков¹, А.В. Тучин¹, Е.Н. Бормонтов¹

¹*Воронежский государственный Университет*

E-mail: green5708@yandex.ru

В настоящее время спиновые процессы в низкоразмерных системах, приводящие к возникновению магнитного отклика на наномасштабах в немагнитных объемных материалах, привлекают все большее внимание теоретиков и экспериментаторов [1–3]. Интерес к полупроводниковой спинтронике определяется возможностью создания устройств, сочетающих в себе энергонезависимость запоминающих устройств, малые токи утечки и высокое быстродействие активных элементов.

Обнаруженная теоретически спиновая некомпенсированность в одностенных углеродных нанотрубках, графеновых нанолентах указывают на возможность применения углеродных наноматериалов для разработки элементной базы полупроводниковой спинтроники [4–6]. Bullard et.al [4] продемонстрировал теоретическую возможность управления спинами в графеновых хлопьях приложением внешнего электрического или магнитного поля и изменением геометрии образца, однако задача контролируемого синтеза графеновых нанохлопьев является нерешенной. Современные методы синтеза ультратонких одностенных углеродных нанотрубок (ук-ОУНТ) позволяют получить образцы с узким распределением по длине и хиральности. ук-ОУНТ, стабильнее графеновых нанолент и нанохлопьев, поэтому наличие собственной спиновой некомпенсированности в зигзагообразных ук-ОУНТ определяет к ним интерес для разработки элементной базы углеродной спинтроники.

Цель работы – исследование размернозависимой и полевой перестройки электронной структуры зигзагообразных ук-ОУНТ (0, 9) D_{3h} и D_{3d} симметрии в спинсинглетном и спинтриплетном состояниях.

Численное моделирование электронной структуры синглетного и триплетного состояний ук-ОУНТ (0, 9) в интервале длин 0.7–3 нм проводилось теорией функционала электронной плотности (DFT) в программном комплексе для решения квантово-химических задач Gaussian09 в Суперкомпьютерном Вычислительном Центре Воронежского Государственного Университета. Теория функционала электронной плотности широко используется для моделирования электронной структуры углеродных наноматериалов, полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [3,6].

При нечетном числе i кольцевых сегментов образующих остов нанотрубки ук-ОУНТ (0, 9) имеет D_{3h} симметрию, при четных i – D_{3d} симметрию. Исследованы зависимости фундаментальных параметров от длины ук-ОУНТ (0, 9) (зазор между низшей свободной и высшей занятой молекулярными орбиталями E_{LH} , сродство к электрону E_A , работа выхода электронов W , потенциал ионизации IP). Спиновая поляризация для двух спиновых каналов определялась как разница плотности электронных состояний электронов со спином

«вверх» и «вниз» на соответствующем уровне Ферми.

Разность индексов хиральности кратна трем, однако из-за квантоворазмерных ограничений и наличия шапок ук-ОУНТ (0, 9) имеет ненулевой зазор между граничными орбиталями. В интервале числа сегментов $i=0-9$ зазор $E_{\text{ЛН}}$ ук-ОУНТ (0, 9) независимо от типа симметрии монотонно уменьшается с 1.83 до 0.59 эВ. В исследуемом интервале длин потенциал ионизации монотонно уменьшается с 7.56 эВ до 5.02 эВ, сродство к электрону увеличивается с 2.68 эВ до 4.10 эВ. Приведенная энергия связи ук-ОУНТ (0, 9) составляет 8.57–8.71 эВ/атом.

Во внешнем электрическом поле $E=0-0.5$ В/Å индуцированный заряд определяет поляризацию ук-ОУНТ. Дипольный момент изменяется в интервале от 0 до 170 Дебай при числе сегментов $i=9$. При напряженности поля $E=0.5$ В/Å величина модуляции зазора между граничными орбиталями составляет 0.57 эВ ук-ОУНТ (0, 9) с числом сегментов $i=9$.

Установлена монотонная убывающая зависимость спиновой поляризации с 5.9% до 1.3% при дискретном наращивании остова ук-ОУНТ (0, 9). В сильном электрическом поле качественно зависимость сохраняется, однако имеется ряд особенностей. Обнаружена чувствительность смещения Штарка орбиталей ук-ОУНТ к ориентации спинов, определяющее уменьшение спиновой поляризации электронов со спином «вверх» и увеличение для электронов со спином «вниз». При напряженности поля $E=0.5$ В/Å достигнуто двукратное увеличение спиновой поляризации электронов со спином «вниз» с максимумом 13.7%. При критической напряженности поля происходит инверсия зависимости спиновой поляризации от длины ук-ОУНТ (0, 9), таким образом, основным становится канал проводимости для электронов со спином вниз.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00926 мол_а).

Библиографический список

1. Bhaattacharya S, Akande A., Sanvito S. // Chemical Communications. 2014. Vol. 50 P. 6626.
2. Awschalom D D, Flatte M E // Nature Communications. 2007 Vol. 3. P. 153.
3. Wu J, Hagelberg F. // Physical Review B. 2010. Vol. 81. P. 155407.
4. Bullard Z, Girao E, Owens J, Shelton W, Meunier V. // Nature. 2015. Vol. 5. P. 7634.
5. Wang J, Jiang W, Wang B, Gao Y, Wang Z., Zhang R. // New J. Phys. 2016. Vol. 1 P. 023029.
6. Tuchin AV., Glushkov GI., Bityutskaya LA. // J. of Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. 690. P. 012026.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕШЁТКИ МАГНИТНЫХ ВОЛНОВОДОВ НА ОСНОВЕ ДИСКРЕТНОГО НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЁДИНГЕРА

А.А. Грачев, С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stig133@gmail.com

Системы латерально связанных волноведущих структур на основе тонких пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей [1]. Перестройка рабочих частот таких устройств внешним магнитным полем и путем изменения коэффициента связи между ферритовыми волноводами, разнообразие типов дисперсии и характера связи распространяющихся спиновых волн (СВ), проявление различных нелинейных эффектов (солитонное распространение волн, автомодуляция) позволяют изменять их характеристики и режимы работы в широких пределах.

В данной работе проведено исследование процессов дискретной дифракции поверхностных и обратных объёмных СВ в системе латерально связанных ферритовых волноводов численными методами и методом Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии [2]. Схематически структура представлена на рисунке 1:

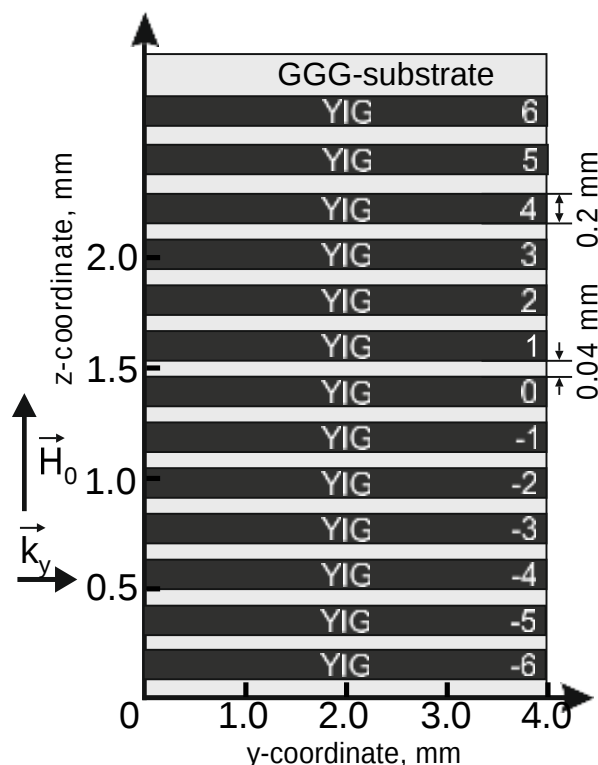


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры.

Численное моделирование производилось на анализе решений дискретного нелинейного уравнения Шрёдингера (ДНУШ)[3,4]. Показано, что полученные дифракционные картины существенным образом зависят от частоты и ампли-

туды входного сигнала возбуждаемого в волноводах с $n = -2, -1, 0, 1$ и 2 . Видно, что с ростом частоты увеличивается длина перекачки в волноводах и, следовательно, режим дифракции сменяется на рефракцию пучка магнитостатических волн (МСВ) и далее наблюдается режим, когда пучок идёт одновременно по пяти волноводам (Рис. 2). Также видно, что при увеличении амплитуды входного сигнала на динамику распространения спиновых волн начинает влиять нелинейность, приводящая к формированию дискретного солитона в такой структуре.

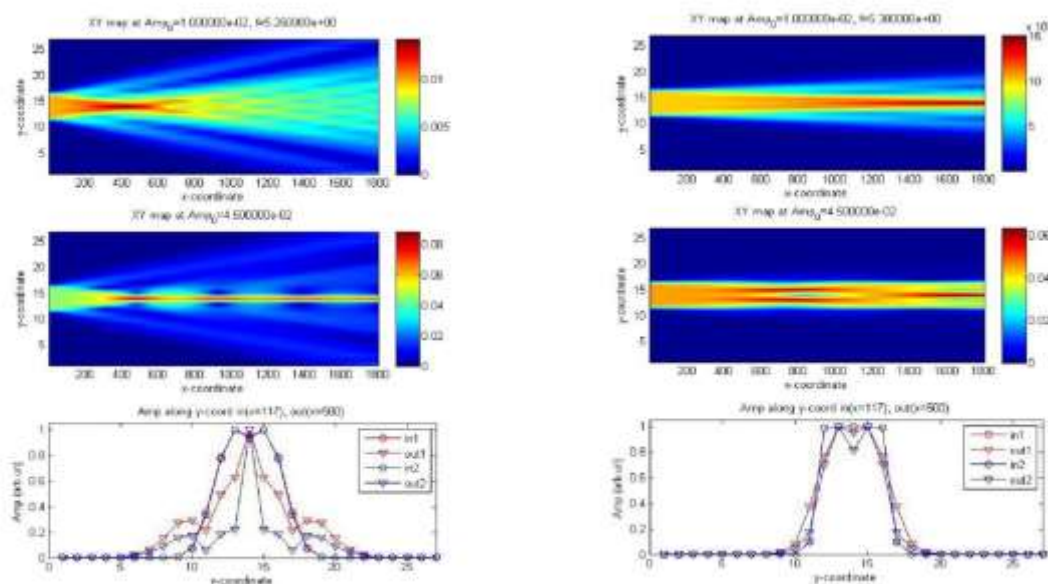


Рис. 2. Распространение пучка МСВ в рассматриваемой структуре.

Методом конечных элементов и конечных разностей во временной области проведен расчет электродинамических характеристик, определен спектр и построены распределения полей и дисперсионные характеристики волноводных мод такой структуры при возбуждении в ней поверхностной СВ. Результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с данными экспериментального исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 16-37-60093, 16-37-00217, 16-02-00789) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

Библиографический список

1. Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., Münzenberg M. // Phys. Rep. 2011. Vol. 507. P. 107-136.
2. Demokritov S.O., Hillebrands B., Slavin A.N. // Phys. Rep. 2001. Vol. 348. P. 441-489.
3. Lederer F., Stegeman G., Christodoulides D., Assanto G. // Phys. Rep. 2008. Vol. 463. P. 1-126.
4. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

НЕЛИНЕЙНЫЙ КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ВНУТРИЧЕРЕПНЫХ ЭЭГ КРЫС - ГЕНЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ АБСАНСНОЙ ЭПИЛЕПСИИ В СКОЛЬЗЯЩЕМ ВРЕМЕННОМ ОКНЕ

А.А. Грищенко¹, Г.Д. Кузнецова², И.В. Сысоев¹

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Институт высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН

E-mail: vili_von@mail.ru

Абсансная эпилепсия — это особая форма кратковременных неконвульсивных приступов, с приостановкой текущей деятельности, вплоть до выключения сознания [1]. Данная форма встречается у детей и подростков в возрасте до 14 лет. Как правило, в 60% случаев прекращение болезни происходит само при достижении возраста половой зрелости. Проблема заключается в том, что часто ни больные дети, ни их родственники и окружающие не подозревают о заболевании, объясняя приступ тем, что ребенок задумался или отвлекся, что потенциально угрожает здоровью и жизни ребенка при многих ситуациях: на транспорте, при переходе дороги, при использовании острых, огнеопасных предметов и устройств. Кроме того, в значительном проценте случаев абсансная эпилепсия, не будучи вовремя диагностирована и вылечена, переходит в юношеском возрасте в конвульсивные формы, существенно более сложные и опасные.

Изучение абсансной эпилепсии часто проводят на генетических моделях, в частности, крысах линии WAG/Rij [2], поскольку для них возможна запись внутричерепных ЭЭГ. В данной работе были проанализированы записи 2 крыс линии WAG/Rij, по 20 разрядов у каждой. Данные снимались с частотой выборки 512 Гц и записывались 16-разрядным АЦП с аппаратной фильтрацией в диапазоне 1-99 Гц и подавлением 50-Гц наводки. Анализировались два канала: лобная область (FC) и теменная область (PC) коры больших полушарий, так как ранее нами было найдено падение функции линейной корреляции перед началом припадка именно на этих каналах [3].

Чтобы понять, существует ли нелинейная связь двух каналов, нами был использован коэффициент нелинейной корреляции h^2 [4] (1).

$$h^2 = 1 - \frac{Dx_{ост}}{Dx_{общ}} \quad (1)$$

где $Dx_{общ}$ есть дисперсия сигнала, а $Dx_{ост}$ есть дисперсия остатков нелинейной аппроксимирующей функции, рассчитываемая по формуле (2):

$$Dx_{ост} = \frac{1}{p_k - 1} \sum_{i=0}^{p_k} (y_i - \bar{y})^2 \quad (2)$$

Величина (1) была рассчитана для каждого разряда у каждой крысы. Далее индивидуальные зависимости для отдельных крыс усреднялись, при этом начала разрядов совмещались. Полученные зависимости проиллюстрированы на рис. 1. Начало припадка соответствует $t=0$ и отмечено черным маркером. Серым маркером отмечена дина окна, равная одной секунде или примерно равная

512 точкам. Из рис. 1 видно, что имеется падение нелинейной корреляции в начале разряда.

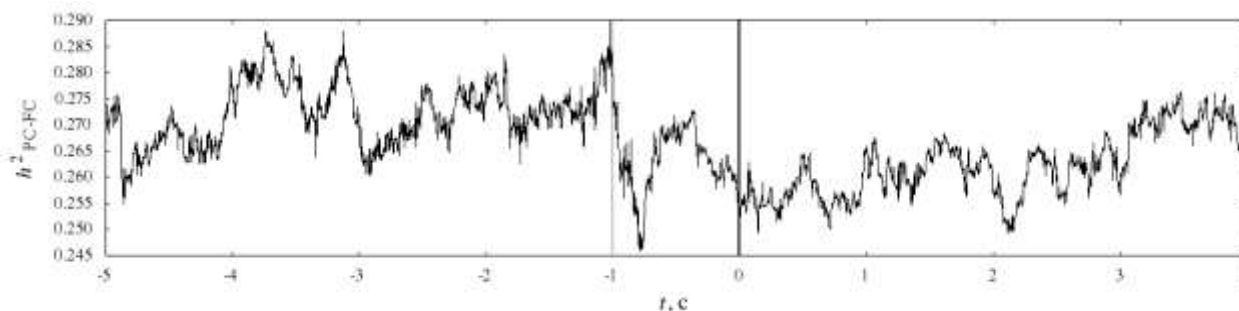


Рис.1. Усредненная функция нелинейной корреляции для одной из крыс.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-34-00203) и Стипендии Президента для поддержки молодых учёных (№ СП-1510.2015.4.)

Библиографический список

1. Волнова А.Б., Ленков Д.Н. // Медицинский академический журнал. 2012. Т. 12, №1.
2. Van Rijn C.M., Gaetani S., Santolini I. et al. // Epilepsia. 2010. Vol. 51, Is. 8. P. 1511–1521.
3. Грищенко А.А., Кузнецова Г.Д., Сысоев И.В. // Материалы II Всеросс. семинара памяти профессора Ю.П. Волкова. 2015.
4. Da Siva F.L., Pijn J.P., Boeijinga . // Brain Topography. 1989. Vol. 2, Is. 1. P. 9-18.

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ СЛОЖНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

М.М. Доломатова¹, Э.А. Ковалева², Д.О. Шуляковская²,
К.Ф. Латыпов^{1,2}, Н.Х. Паймурзина^{1,2}

¹Бакирский госуларственный университет,

²Уфимский госуларственный нефтяной технологический университет, Уфа

E-mail: milana.1992@mail.ru

Определение таких характеристик электронной структуры, как потенциал ионизации (ПИ) и сродства к электрону (СЭ) молекул и органических полупроводников является актуальной проблемой в молекулярной электроники и нанотехнологиях.

Работа посвящена изучению сложных органических наноструктур, состоящих из полициклических молекул – нефтяных асфальтенов, с применением новых оптических методов.

Ранее в работах [1-3] было показано определение электронной структуры молекул и материалов с применением электронной феноменологической спектроскопии (ЭФС). В ЭФС [1,2] вещество рассматривается как единая система (рис.1) и сам метод основан на корреляции между интегральными оптическими характеристиками и свойствами вещества с применением закона: спектр-свойство и цвет-свойство. Например, корреляция может существовать между интегральной силой осциллятора Θ и физико-химическими свойствами.

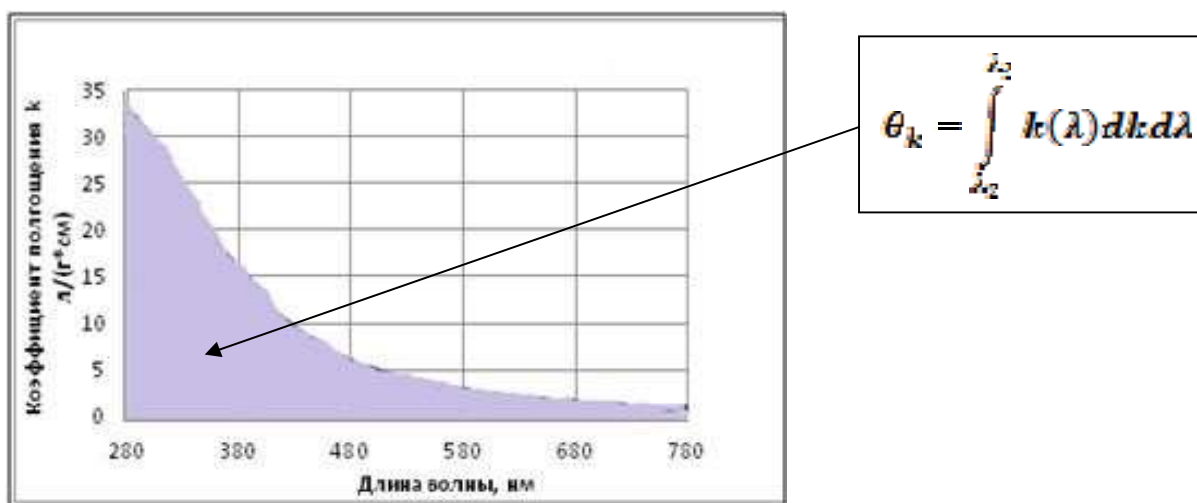


Рис.1 – Электронный спектр поглощения асфальтенов

где θ_k — интегральная сила осциллятора, нм; k —коэффициент поглощения, л/(г•см); λ_1, λ_2 -границы длин волн в спектре УФ-в и (или) видимой областях, нм.

В отличие от предыдущих работ в ЭФС были разработаны новые методы определения электронной структуры.

Эти методы доказаны на большом количестве объектов – ароматических и гетероатомных соединений. Первый из методов [5] – дистанционный, основанный на определении цветовой характеристики по фотоизображениям исследуе-

мых объектов (1,2). Второй метод [4] основан на комбинации оптических и топологических свойств органических молекул (3, 4).

$$\text{ПИ} = A_0 + A_1 \cdot q_{\text{photo}}, \quad (1)$$

$$\text{СЭ} = B_0 + B_1 \cdot q_{\text{photo}}, \quad (2)$$

$$\text{ПИ} = C_0 + C_1 \cdot \Theta + C_2 \cdot I, \quad (3)$$

$$\text{СЭ} = D_0 + D_1 \cdot \Theta + D_2 \cdot I, \quad (4)$$

где q_{photo} – цветовая характеристика фотоизображения в колориметрической системе sRGB; A_0, A_1, B_0, B_1 – эмпирические коэффициенты, зависящие только от типа цветовой характеристики; Θ – оптическое свойство – интегральная сила осциллятора; I – топологического индекса молекулярной структуры; $C_0, C_1, C_2, D_0, D_1, D_2$ – эмпирические коэффициенты. Ошибка методов не превышает 0,1-0,2 нм.

Комплексный феноменологический подход, основанный на измерении интегрального поглощения электронных спектров поглощения, позволяющий в ходе одного измерения одновременно получать информацию о ПИ и СЭ в ряду кислород- и азотсодержащих и ароматических молекул в видимой и УФ областях спектра поглощения электромагнитного поглощения. Порог чувствительности метода по определению ПИ и СЭ 0,1-0,2 эВ. Обеспечивая, тем самым, получение корректной информации об электронной структуре молекул и свойствах материалов для нанoeлектроники и сложных молекулярных систем на их основе.

Разработаны простые и универсальные способы для определения характеристик электронной структуры различных классов органических полупроводников. Это важно для изучения многих электронных систем в молекулярной электронике и нанотехнологиях, например, одиночных молекул, атомных кластеров и высокомолекулярных систем, а также предоставляет возможности дистанционных определения электронных свойств.

Библиографический список

1. Доломатов М.Ю. Фрагменты теории реального вещества. От углеводородных систем к галактикам. М.: Химия, 2005. 208 с.
2. Dolomatov M.Yu., Mukaeva G.R., Shulyakovskaya D.O. // Journal of Materials Science and Engineering B. 2013. Vol. 3. №3. P. 183-199
3. Shuykovskaya D.O., Dolomatov M.Yu., Dolomatova M.M., Eryomina S.A. Electrical and Data Processing Facilities and Systems. 2014. № 1 P. 106-113.
4. Dolomatov M.Yu., Mukaeva G.R., Shulyakovskaya D.O., Jarmuhametova G.U., Latypov K.F. // Journal of Materials Science and Engineering B. 2012. №4. P. 261-268.
5. Доломатов М.Ю., Ярмухаметова Г.У., Шуляковская Д.О. // Прикладная физика. 2011. №1. С. 20-31.

ГЕНЕРАТОР ХАОСА С АТТРАКТОРОМ СМЕЙЛА - ВИЛЬЯМСА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ГИБЕЛИ КОЛЕБАНИЙ

В.М. Дорошенко, С.П. Кузнецов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: dorvalentina9@gmail.com

В работе предлагается новая неавтономная система на основе двух взаимодействующих осцилляторов, где реализуется гиперболический хаос, и отличающаяся по принципу действия от описанных ранее примеров [1,2]. Функционирование системы основано на использовании эффекта гибели колебаний [3].

Рассмотрим систему, описываемую уравнениями

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (\mu - x^2)\dot{x} + \omega_0^2 x + 2\varepsilon xy &= KH(\sin(2\pi t / T))(\dot{y} - \dot{x}), \\ \ddot{y} + \alpha\dot{y} + 4\omega_0^2 y + \varepsilon x^2 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где в записи правой части первого уравнения использована функция Хевисайда:

$$H(\xi) = \begin{cases} 0, & \xi < 0, \\ 1, & \xi \geq 0. \end{cases} \quad (2)$$

Система содержит два элемента – осциллятор Ван дер Поля с рабочей частотой ω_0 и линейный осциллятор с диссипацией, которые связаны через квадратичный нелинейный элемент, не вносящий потерь энергии. При возбуждении автоколебаний первого осциллятора, часть энергии передается второму через нелинейный элемент, и его колебания отвечают второй гармонике, имея удвоенную частоту и фазу в сравнении с первым осциллятором. Это имеет место на интервале времени протяженности $T/2$. Далее, на такое же время включается однонаправленная связь – воздействие второго осциллятора на первый типа силы вязкого трения, пропорциональное разности мгновенных обобщенных скоростей. Это влечет гибель колебаний в первом осцилляторе, тогда как во втором происходит только медленное затухание в силу наличия собственных потерь, описываемых параметром α . Затем однонаправленная связь выключается, и в первом осцилляторе снова начинает развиваться автоколебательный процесс. Начальные условия для него задаются состоянием, реализующимся в конце периода присутствия однонаправленной связи, и определяются воздействием второго осциллятора. Соответственно, фаза возникающих автоколебаний отвечает фазе второго осциллятора, то есть удвоенной фазе предыдущей автоколебательной стадии. Таким образом, за полный период модуляции параметра связи T фаза претерпевает двукратно растягивающее отображение. В силу сжатия в пространстве состояний по остальным направлениям, аттрактором стробоскопического отображения Пуанкаре будет соленоид Смейла – Вильямса. Динамика системы иллюстрируется диаграммами, приведенными на рис.1 и 2.

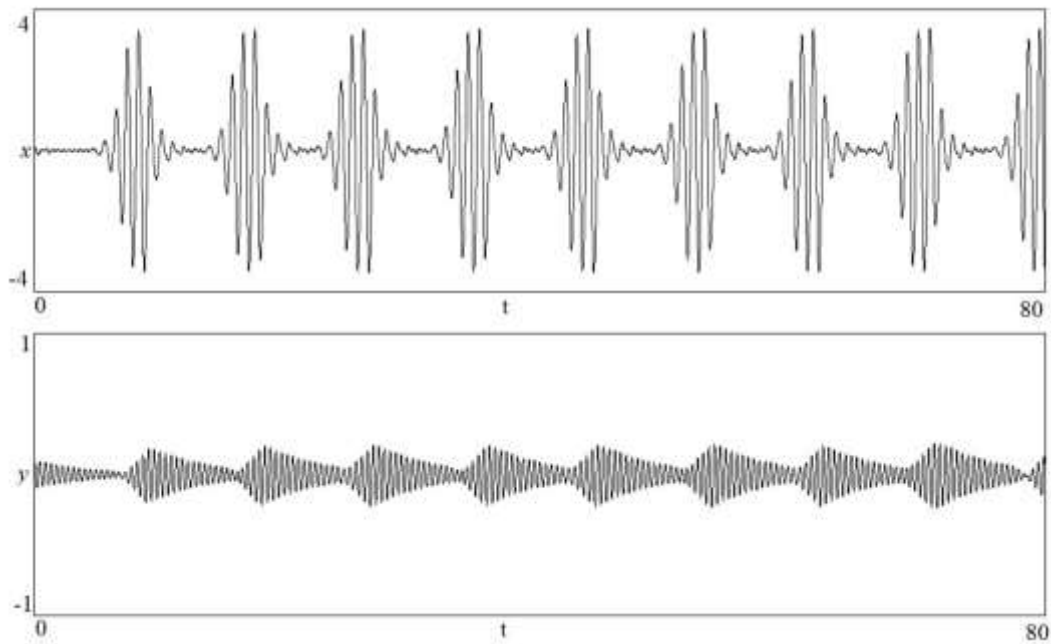


Рис.1. Реализации для осцилляторов, составляющих систему, при $\varepsilon=0.5$, $\omega_0=2\pi$, $T=20$, $\alpha=0.4$, $K=5$.

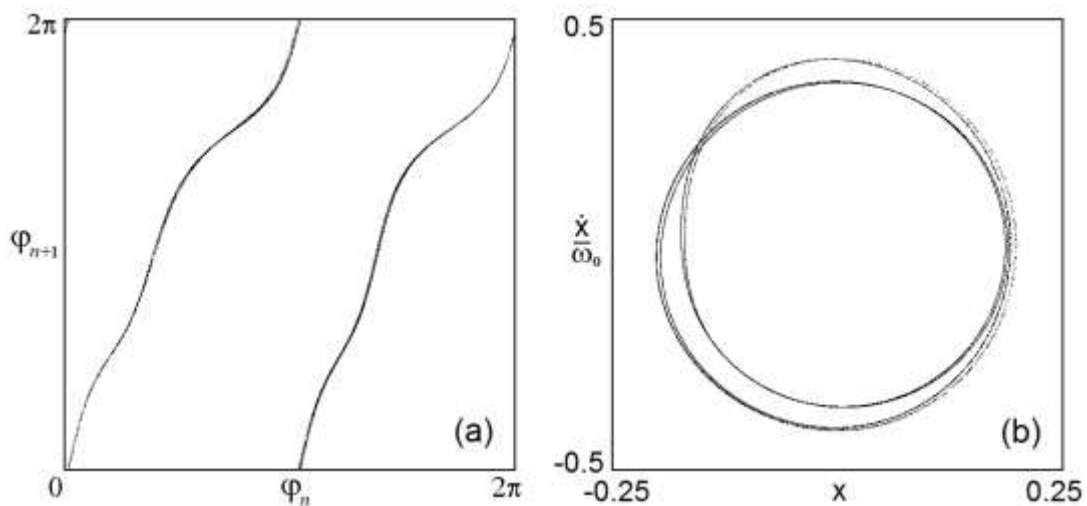


Рис.2. Диаграмма для фаз на последовательных периодах (a) и портрет аттрактора в стробоскопическом сечении в проекции на фазовую плоскость первого осциллятора (b) при $\varepsilon=0.5$, $\omega_0=2\pi$, $T=20$, $\alpha=0.4$, $K=5$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-32-00449 (В.М.Д.) и 16-02-00135 (С.П.К.)).

Библиографический список

1. Кузнецов С.П. // УФН. 2011. Т. 181, №2 С. 121-149.
2. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы: от математики к физике. ИКИ Москва - Ижевск, 2013. 488с.
3. Mirollo R.E., Strogatz S.H. //SIAM Journal on Applied Mathematics. 1990. Vol. 50. №. 6. P. 1645-1662.
4. Aronson D.G., Ermentrout G.B., Kopell N. // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1990. Vol. 41. №. 3. P. 403-449.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ ДЛЯ АНАЛИЗА ЗНАЧИМОСТИ РАЗЛИЧНЫХ КАНАЛОВ ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММЫ ПРИ КЛАССИФИКАЦИИ СОСТОЯНИЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА

В.С. Дыкин, А.Е. Руннова, В.Ю. Мусатов, С.В. Пчелинцева, А.Е. Храмов

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

E-mail: acm@sstu.ru

Изучение когнитивной активности мозга путем исследования его электрической активности с помощью метода электроэнцефалографии (ЭЭГ) является важным и широко используемым методом исследования нейрофизиологии человека [1]. Одной из задач, вызывающей интерес исследователей, является изучение процессов в головном мозге при выборе того или иного изображения при предъявлении оптических иллюзий, например, куба Неккера [2].

В данной работе представлены результаты исследования, по каким наборам каналов системы регистрации ЭЭГ возможно с наибольшей точностью распознать, какое из двух предъявляемого состояний бистабильного изображения регистрируется оператором.

Анализировались записанные фрагменты многоканальной ЭЭГ по 750 отсчетов (соответствующие 3 с измерений, частота дискретизации 250 Гц), взятые после предъявления испытуемому неоднозначного изображения.

Для выделения наиболее существенных переменных использовалось преобразование исходных данных методом главных компонент (МГК). Этот метод заключается в уменьшении размерности многокомпонентных данных путём проецирования данных из исходной системы координат в систему главных компонент, что значительно упрощает интерпретацию данных [3].

Был проведён анализ проекций данных на первые 12 главных компонент (ГК), которые описывают 96,74% общей вариации данных. Проекция на первые 6 ГК приведены на рис. 1-3. Было выявлено, что первые 12 ГК не разделяют пространство по признаку состояния куба Неккера.

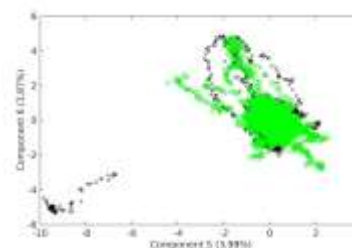
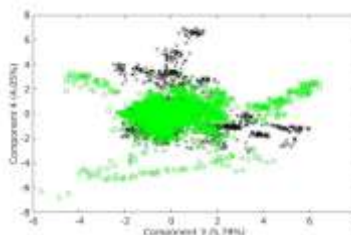
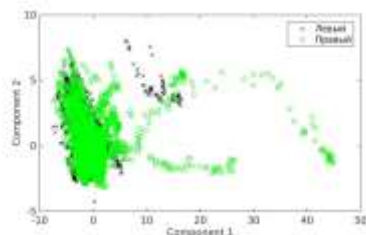


Рисунок 1 - Проекция данных на 1 и 2 ГК

Рисунок 2 - Проекция данных на 3 и 4 ГК

Рисунок 3 - Проекция данных на 5 и 6 ГК

Были проанализированы матрицы нагрузок, вычисленные в процессе преобразований МГК, позволяющие судить о степени схожести различных каналов в соответствии с выявленными ГК. Графики коэффициентов матрицы нагрузок для первых 6 ГК приведены на рис. 4-6.

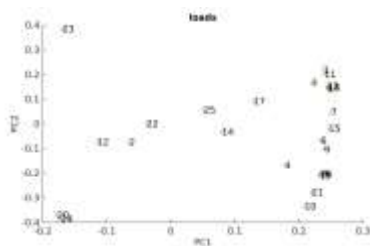


Рисунок 4 - Коэффициенты каналов матрицы нагрузок для 1 и 2 ГК

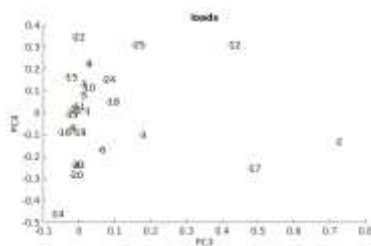


Рисунок 5 - Коэффициенты каналов матрицы нагрузок для 3 и 4 ГК

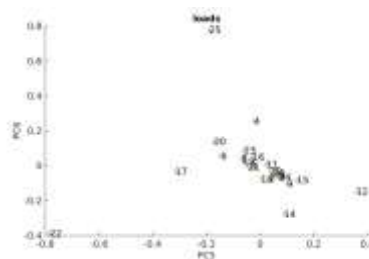


Рисунок 6 - Коэффициенты каналов матрицы нагрузок для 5 и 6 ГК

Было выявлено, что некоторые каналы (1, 11, 13, 16) имеют высокую степень схожести, что означает возможность исключения таких каналов из анализа.

Полученные предварительные результаты позволяют в перспективе выбрать наиболее оптимальные каналы для использования в целях создания интеллектуальной системы анализа состояний головного мозга при предъявлении испытуемому различных изображений, например, для дальнейшего применения в системах биологической обратной связи [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-08221).

Библиографический список

1. Гнездицкий В.В. Обратная задача ЭЭГ и клиническая электроэнцефалография (картирование и локализация источников электрической активности мозга). – М.: МЕДпрессинформ, 2004. 624 с.
2. Einhäuser W., Martin K.A.C., König P. // European Journal of Neuroscience. 2004. Vol. 10, № 20. P. 2811—2818.
3. Эсбенсен К. Анализ многомерных данных. Избранные главы / Пер. с англ. С.В. Кучерявского. Черноголовка, изд. ИПХФ РАН. 2005.
4. Norris S.L., Currier M. // Introduction to quantitative EEG and Neurofeedback. / Eds.: Evans J.R. & Abarbanel A., 1999, Academic Press, ISBN 978-0-12-243790-8 - P. 223—240.

ВОЛНЫ В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ГРАФЕН-ДИЭЛЕКТРИК

Д.А. Евсеев, Д.И. Семенов

Ульяновский государственный университет

E-mail: comrade-dmitriy@mail.ru

В работе исследуются особенности волноводного распространения объемных и поверхностных волн ТЕ и ТМ типов в плоскостойкой структуре графен-диэлектрик. Структура представляет собой эффективную среду толщиной d , состоящую из N монослоев графена толщиной d_g , отделенных друг от друга слоями прозрачного диэлектрика толщиной d_d и диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ_d . Комплексная ДП графенового слоя

$$\epsilon_g = \epsilon_g' + i\epsilon_g'' = \epsilon_{g0} - \frac{4\epsilon_d\epsilon_g'}{\epsilon_d} + i\frac{4\epsilon_d\epsilon_g''}{\epsilon_d},$$

где ϵ_{g0} вклад решетки графена, а ϵ_g' и ϵ_g'' - действительная и мнимая части

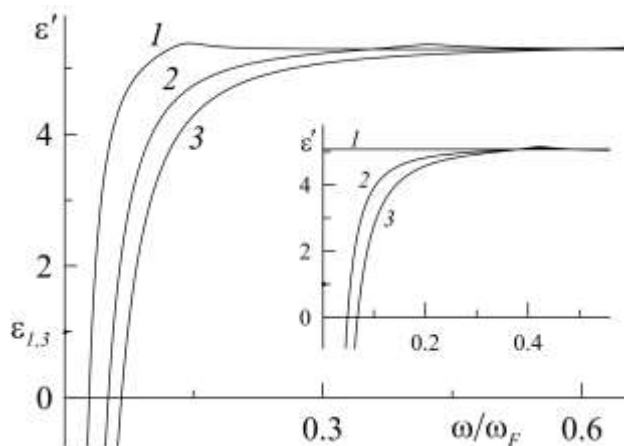
проводимости графена. Рассматриваемая структура обладает выделенным направлением, что определяет одноосную анизотропию ее свойств. Тензор эффективной ДП такой среды имеет отличные от нуля компоненты $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_0$. В длинноволновом приближении указанные компоненты имеют вид:

$$\epsilon = \frac{1+N}{1+\epsilon_d} + \frac{\epsilon_d N}{\epsilon_d + \epsilon_g} + i\frac{4\epsilon_d\epsilon_g''}{\epsilon_d + \epsilon_g}, \quad \epsilon_0 = \frac{1+\epsilon_d}{\epsilon_d} + \frac{\epsilon_d N}{\epsilon_d + \epsilon_g + i4\epsilon_d\epsilon_g''/\epsilon_d d_g},$$

где параметр $\epsilon = d_g/d_d$, а также учтено, что эффективная среда является заполнением и находится между двумя графеновыми слоями, не входящими в эффективную среду. Зависимость действительной части величины ϵ от частоты

приведена на рис.1. Здесь $\epsilon_{1,3} = 1$ - ДП окружающих сред, $T = 300$ К, $\epsilon_d = 0.01$, химический потенциал $\mu = (0.2, 0.6, 1.0)$ (кривые 1-3); на вкладке

$\mu = 0.6$ эВ, $\epsilon_d = 0, 0.01, 0.02$ (кривые 1-3).



В результате решения граничной волноводной задачи получены дисперсионные соотношения для симметричных (S) и антисимметричных (A) TE и TM мод симметричного волновода:

$$q_2 \operatorname{tg}(q_2 d / 2) = q_1 + i 4 \sqrt{\epsilon} k_0 / c \quad (S),$$

$$-q_2 \operatorname{ctg}(q_2 d / 2) = q_1 + i 4 \sqrt{\epsilon} k_0 / c \quad (A)$$

$$q_1 \sqrt{\epsilon} \operatorname{ctg}(q_2 d / 2) = q_2 (\sqrt{\epsilon} - i (4 \sqrt{\epsilon} / \epsilon) q_1) \quad (S),$$

$$q_1 \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg}(q_2 d / 2) = -q_2 (\sqrt{\epsilon} - i (4 \sqrt{\epsilon} / \epsilon) q_1) \quad (A).$$

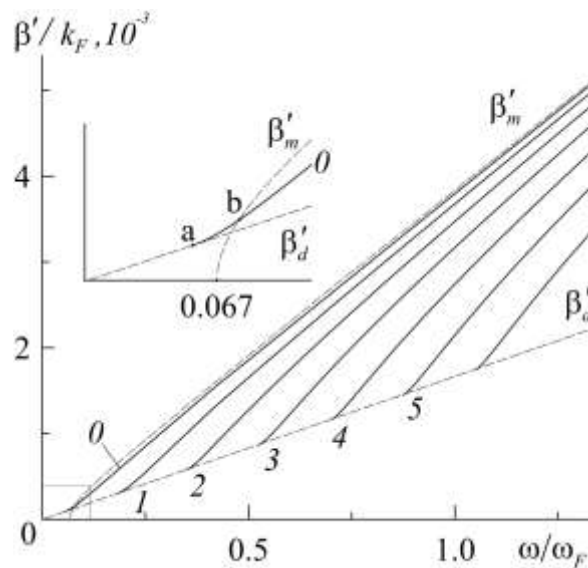
)

На рис. 2 приведена частотная зависимость нормированной действительной части константы распространения для четных и нечетных волноводных мод типа TE, полученные при $\epsilon = 0.6 \text{ eV}$ $\epsilon' = 0.01$. Нормировка ϵ'

и проведена

на величину $k_F = \sqrt{\epsilon} / c$, цифрами отмечены первые шесть мод. Видно, что модовые дисперсионные кривые ограничены двумя зависимостями: линией отсечки $\sqrt{\epsilon} / c$ и фотонной линией $\sqrt{\epsilon'} / c$, которым отвечают

пунктирные кривые. Для нулевой моды зависимость $\beta'_0(\omega)$ практически на всем частотном интервале совпадает с фотонной линией. Отклонения от фотонной линии наблюдаются на низких частотах (вставка), где сказывается материальная дисперсия среды, заполняющей волновод.



В докладе будут обсуждаться особенности локализации и распространения объемных и поверхностных мод в рассматриваемой волноводной структуре. Проводится сравнение с результатами работы [1], в которой заполнением пространства между внешними слоями графена является диэлектрик.

Библиографический список

1. Буслаев П.И., Иорш И.В., Шадрин И.В., Белов П.А., Кившарь Ю.С. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97, вып. 9. С. 619-623.

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПЕРЕМЕЖАЮЩЕГОСЯ ПОВЕДЕНИЯ В МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМАХ, НАХОДЯЩИХСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО И СТОХАСТИЧЕСКОГО СИГНАЛОВ

М.О. Журавлев^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, О.И. Москаленко^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

¹ *Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

² *Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина.*

E-mail: zhuravlevmo@gmail.com

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

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

Несмотря на значительный интерес со стороны исследователей к изучению мультистабильности и перемежаемости, в настоящий момент времени остается нерешенным вопрос, связанный с детальным пониманием процессов, происходящих в мультистабильных системах при воздействии на них шумов, и теоретическим описанием возникающего при этом перемежающегося поведения. Важно отметить, что исследование данного типа перемежающегося поведения находит отражение во многих современных научных работах. В частности, в

ряде работ показано, что перемежаемость, индуцированная шумом, может возникать в системах различной природы (в полупроводниковых лазерах [12], в легированном эрбием оптоволоконном лазере [13], мерцании квантовых точек [10], в сенсорных нейронах [14], в сердечных тканях [15], в микро- и наномеханических системах [16], в переходе Джозефсона [11]). Тем не менее, несмотря на большое количество работ, связанных с изучением влияния шумового воздействия на мультстабильные системы и попытками описать возникающую при этом перемежаемость, индуцированную шумом, в настоящий момент времени не существует общей теоретической модели, описывающей данный тип поведения.

Настоящая работа посвящена разработке теоретической модели, описывающей индуцированное шумом перемежающееся поведение в мультстабильных системах. В рамках данной работы предложенная теоретическая модель прошла апробацию на примере простой модельной системы, демонстрирующей индуцированную шумом перемежаемость (осциллятор Дуффинга под внешним шумовым воздействием). Проведено численное моделирование осциллятора Дуффинга с внешним шумовым воздействием, получены статистические характеристики перемежающегося поведения, наблюдающегося в исследуемой системе, полученные результаты сопоставлены с разработанной теоретической моделью, получено хорошее соответствие между ними. Аналогические результаты получены для двух взаимно связанных осцилляторов Лоренца и легированного эрбием оптоволоконного лазера, находящегося под внешним шумовым воздействием [13], при этом результаты численного моделирования и теоретические закономерности также хорошо соотносятся друг с другом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 15-32-20299, № 16-32-60078).

Библиографический список

1. Maurer J., Libchaber A. // J. Phys. Lett. (Paris). 1980. Vol. 41. P. 515–L518.
2. Brun E., et. al. // Opt. Soc. Amer. 1985. Vol. 2. P. 156–167.
3. Thompson J.M.T., Stewart H.B. // Nonlinear Dynamics and Chaos, Wiley, Chichester, 1986.
4. Foss J. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 708–711.
5. Atteneave F. // Sci. Am. 1971. Vol. 225. P. 63–71.
6. Grebogi C. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. № 13. P. 935–938.
7. Moon F. C., Li G.-X. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. № 14. P. 1439–1442.
8. Arecchi F.T. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1217–1220.
9. Neiman A., Russell D.F. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 138103.
10. Kuno M., et. al. // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 112. P. 3117.
11. Siddiqi I. et. al. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. P. 027005.
12. Pedaci F. et. al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 36125.
13. Pisarchik A. N. et. al. // Phys. Rev. E. 2012. Vol. 86. P. 056219.
14. Longtin A., Bulsara A., Moss F. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 656.
15. Chialvo J. J. // Cardiac Electrophysiology: From Cell to Bedside (Saunders). 1990. Vol. 24 P. 201–214.
16. Chan H.B., Stambaugh C. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 224301.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОТРУБОК, ЗАПОЛНЕННЫХ АТОМАМИ МЕТАЛЛОВ

А.А. Заворотний, В.В. Филиппов

Липецкий государственный педагогический университет им. П.П. Семенова-Тян-Шанского

E-mail: aazavorotniy@mail.ru

В настоящее время у инженеров и ученых наблюдается особый интерес, направленный на экспериментальные исследования кремниевых кластеров [1], а также на теоретическое моделирование известных кластеров и прогнозирование их свойств [2, 3]. Все большее внимание в последнее время уделяется новым аллотропным модификациям кремния, в частности фуллеренам и нанотрубкам [4, 5]. Соответственно, является весьма актуальной проблема расчета их основных квантовых характеристик, описание изменений энергетического спектра при заполнении их материалами, особенностями поведения плотности квантовых состояний.

В данной работе рассматривается математическая модель расчета энергетического спектра, квазиимпульса Ферми и плотности электронных состояний кремниевых нанотрубок (НТ), заполненных атомами металлов. Проанализированы изменения этих характеристик от величины радиуса нанотрубки и анизотропии эффективной массы носителей заряда.

Известно, что при заполнении углеродных НТ (УНТ) атомами металлов свободные электроны из металлической части частично переходят на поверхность НТ [6]. Поэтому в работе сделано предположение, что отрицательный заряд распределен по поверхности нанотрубки равномерно, а положительный – внутри структуры равномерно по объему [7], также не делается акцента на атомной структуре нанотрубки и ее внутреннего строения.

Согласно описанной модели потенциальная энергия электронов внутри нанотрубки квадратично зависит от расстояния $r < R$ до центра нанотрубки [7]:

$$U(r) = \begin{cases} -e \cdot \frac{K_i}{4\pi\epsilon_0} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right), & r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases}$$

где e – заряд электрона, K_i – абсолютное значение поверхностной плотности заряда НТ. Здесь $i = 1$ для НТ, построенной из шестиугольных граней кремния, $i = 2$ для НТ, построенной из квадратных ячеек. Величина K_i подсчитывается как число атомов кремния на единицу длины, деленное на число атомов N_0 принявших один электрон и умноженное на заряд электрона e .

Энергетический спектр электрона, находящегося в потенциальной яме, определен с помощью уравнения Шредингера в цилиндрической системе координат в приближении эффективной массы. В результате самосогласованного решения получено выражение для полной энергии электрона, находящегося в основном состоянии.

Вид полученного выражения для энергетического спектра позволяет за-

ключить энергия у дна локализирующего потенциала состоит из энергии расщепления уровней и энергии, характеризующей глубину потенциальной ямы. Далее в работе проводится анализ зависимости энергии расщепления уровней от радиуса нанотрубки для разных номеров осцилляторных уровней, откуда видно, что с увеличением номера возрастает энергия, которая имеет существенные значения при небольшом радиусе НТ (~ 10 нм), а при радиусе большем 50 нм энергия изменяется незначительно.

Интерес представляет также анализ зависимости квазиимпульса Ферми (КИФ) от радиуса НТ и значения эффективных масс атомов, заполняющих нанотрубку. В работе проанализировано изменение квазиимпульса от радиуса при заполнении объема НТ атомами серебра, калия и кальция, откуда видно, что с уменьшением значения эффективной массы допирующих атомов при продольном движении электронов внутри нанотрубки уменьшается значение квазиимпульса. Существенный спад значений КИФ проявляется при малых радиусах нанотрубки (~ 10 нм).

Далее в работе с учетом полученного выражения для полной энергии электронов в основном состоянии определено выражение для плотности одноэлектронных состояний наполненной металлом НТ. Полученное выражение проанализировано в зависимости от энергии электронов в случаях заполнения объема НТ атомами серебра и кальция. Из представленных в работе графиков видно, что с увеличением продольной массы электрона, а также радиуса нанотрубки плотность состояний сдвигается в область больших значений, что согласуется с результатами расчетов плотностей состояний для низкоразмерных структур [8].

Таким образом, в работе получены выражения, позволяющие определять положение уровня Ферми, плотность электронных состояний и число каналов проводимости. Представленные результаты дают возможность прогнозировать свойства УНТ и КНТ, с учетом анизотропии эффективной массы в канале наноструктуры. Показано, что электронными свойствами однослойных нанотрубок, наполненных металлами, можно управлять, изменяя радиус НТ или выбирая различные материалы для их наполнения.

Библиографический список

1. Герасименко Н.Н., Пархоменко Ю.Н. Кремний – материал наноэлектроники. М.: Техносфера, 2007. 352 с.
2. Борщ Н.А., Переславцева Н.С., Курганский С.И. // Известия вузов. Физика. 2006. Т. 49, №2. С. 46-51.
3. Мазуренко Е.А., Дорошенко М.Н., Герасимчук А.И. // Украинский химический журнал, 2008. Т. 74, №11. С. 3-15.
4. Perepichka D.E., Rosei F. // Small. 2006. Vol. 2, No 1. P. 22-25.
5. Шека Е.Ф., Никитина Е.А., Заец В.А., Гинзбург И.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, №3. С. 195-199.
6. Miyamoto Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74, No 15. P. 2993.
7. Поклонский Н.А. и др. // ФТТ. 2000. Т. 42, №10. С. 1911-1916.
8. Дамта С. Квантовый транспорт: от атома к транзистору. – М. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2009. 532 с.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РОСТА И ОТЖИГА НА СВОЙСТВА СЛОЕВ Ge, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ «ГОРЯЧЕЙ ПРОВОЛОКИ» НА Si(100)

А.В. Зайцев, С.А. Денисов, В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

E-mail: andrew1994a@mail.ru

Выращивание гетероэпитаксиальных слоев Ge на Si-подложках вызывает широкий интерес, как для изготовления самостоятельных элементов полупроводниковой электроники, так и для возможности совмещения кремниевой микроэлектроники с оптоэлектронными элементами на основе A_3B_5 . В первом случае это светоизлучающие диоды, фотодетекторы, работающие в области длин волн $\lambda = 1,3 - 1,5$ мкм. Во втором – виртуальные подложки для выращивания структур со слоями A_3B_5 .

Основной проблемой при росте эпитаксиальных слоев Ge/Si(001) является формирование дислокаций несоответствия вследствие значительного рассогласования кристаллических решёток Ge и Si (4,2 % для плоскостей (001) Si и Ge при 300 K). Сложность выращивания малодефектных слоев Ge на Si заключается еще и в том, что рост начинается по механизму Странского-Крастанова, т.е. после первоначального послойного роста он переходит в трехмерный (островковый). Последующее смыкание островков приводит к образованию большого (до 10^{10} см^{-2}) количества дефектов в слое Ge [1].

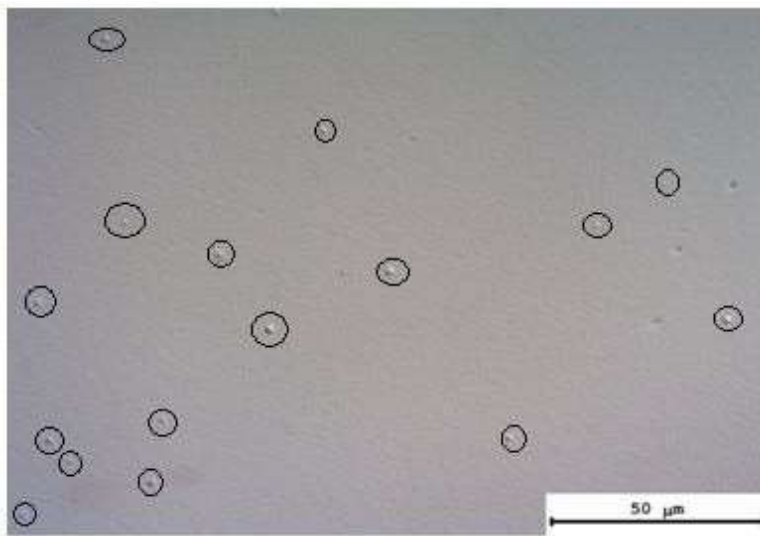
Для преодоления этих трудностей необходимо проводить рост при низкой температуре. Одним из таких методов является метод газофазной эпитаксии Ge, усиленной «горячей проволокой», разработанный в НИФТИ ННГУ.

В работе исследовались одно- и двухтемпературный режимы роста: при постоянной температуре подложки ($T_s = 350^\circ\text{C}$) и при двух температурах (350°C и 500°C). А также исследовалось влияние послеростового отжига (при $800^\circ\text{C}/30$ мин.) выращенных при постоянной температуре 350°C слоев Ge.

Выращивание слоев Ge проводилось в высоковакуумной установке с базовым давлением $5 \cdot 10^{-9}$ Торр. В качестве подложек использовались стандартные пластины Si(001) в виде диска $\varnothing 50$ мм. После финишной подготовки поверхности (отжиг подложки и рост буферного слоя Si) подложки в ростовую камеру напускался газ моногерман (GeH_4), который разлагался на поверхности «горячей проволоки». В качестве «горячей проволоки» использовалась танталовая полоска, нагреваемая до $T_{\text{Ta}} = (1200-1550)^\circ\text{C}$ пропусканием через нее электрического тока. Давление моногермана поддерживалось постоянным: $4 \cdot 10^{-4}$ Торр. Толщина исследуемых слоев Ge составляла 0,5 мкм.

С помощью метода рентгеновской дифракции установлено, что при однотемпературном режиме роста ширина кривой качания на половине максимума интенсивности ($\Delta\omega_{1/2}$; англ.: FWHM) от слоя Ge(004) варьируется в интервале 5,7-10,8 угл.мин. в зависимости от температуры «горячей проволоки». Плотность прорастающих дислокаций, отождествленная с плотностью ямок травления, составляет $(3-6)10^5 \text{ см}^{-2}$ (рисунок), что на 1,5-2 порядка величины ниже плотности дислокаций в слоях, выращенных другими методами [2]. По данным

атомно-силовой микроскопии поверхность слоев Ge имеет террасчатую структуру, что свидетельствует о слоевом механизме их роста. Среднеквадратичная шероховатость (RMS) на скане $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ составляет $\sim 0,8 \text{ нм}$.



Поверхность гетероэпитаксиального слоя Ge, выращенного на подложке Si(100) после травления. Ямки травления, отождествленные с выходом на поверхность прорастающих дислокаций, выделены кружками.

Структурное совершенство (величина $\Delta\omega_{1/2}$) слоев Ge при двухтемпературном режиме выше, чем совершенство слоев, выращенных при постоянной температуре (350°C): значение $\Delta\omega_{1/2}$ составляет $3,1$ угл. мин. При увеличении времени осаждения основного слоя гладкость его поверхности улучшается. Однако, по сравнению с однотемпературным режимом, при двухтемпературном режиме роста огрубление поверхности слоев Ge несколько выше (величина RMS превышает 1 нм).

Послеростовой отжиг выращенных при постоянной температуре 350°C слоев Ge проводили сразу после роста слоя непосредственно в ростовой камере установки. Показано, что такой отжиг улучшает структурное совершенство слоев: $\Delta\omega_{1/2}$ снижается до $2,62$ угл. мин. При этом по данным атомно-силовой микроскопии поверхность слоя сохраняется гладкой, как после выращивания: значения среднеквадратичной шероховатости поверхности (RMS) не превышают 1 нм .

Работа выполнялась в рамках госзадания (№2014/134, проект 3423) Минобрнауки России, а также при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации (проект № МК-7021.2015.2) и РФФИ (проект №15-02-99664)

Библиографический список

1. Sheldon P, Yacobi B.G., Jones K.M., Dunlavy D.J. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 4186.
2. Tan Y.H., Tan C.S. // Thin Solid Films. 2012. Vol. 520. P. 2711.

**ФУНКЦИОНАЛИЗАЦИЯ СТЕКЛОУГЛЕРОДА НА ОСНОВЕ
ФУЛЛЕРЕН-ГРАФЕНОВОЙ АТОМИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ****А.А. Зыктин, О.Е. Глухова***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: zyktin.a.a@gmail.com*

Как известно, углерод существует во многих аллотропных состояниях. Кроме алмаза и графита, хорошо известны нанотрубки, графен и пористый углерод, который часто называют стеклоподобным [1]. При размерах пор в несколько нанометров плотность достаточно мала и составляет $\sim 1,5$ г/см³. Еще в конце 20 века стеклоуглерод начал применяться для изготовления матричных автоэмиссионных катодов [2], обеспечивающих стабильный ток. Эмиттер из стеклоуглерода имел радиус скругления 2 нм. Работа выхода стеклоуглерода составляла 4,6 эВ, что отвечает работе выхода графита. Современная электроника также использует стеклоуглерод и композиты на его основе в качестве источника электронов. Подвергаемые ионной бомбардировке Ar⁺, образцы стеклоуглерода обеспечивают низкотемпературный стабильный эмиссионный ток [3], а стеклоуглеродные зерна демонстрируют высокую вторичную эмиссию [4]. Керамический композит, содержащий допированный азотом пористый стеклоуглерод (Mesoporous Nitrogen-Doped Carbon-Glass), является очень перспективным материалом для создания катода твердотельных литиево-ионных батарей. Время перезарядки батарей уменьшается в шесть раз [5]. Многоуровневая компоновка острий матричных катодов на основе стеклоуглерода позволяет сегодня получать достаточно большие токи $\sim 2 \cdot 10^9$ А/см² [6]. Однако, возможности стеклоуглерода в эмиссионной электронике не исчерпаны, поскольку на данный момент не была использована возможность заполнять его нано- и микропоры веществом, способным понизить работу выхода. С другой стороны, не исследованы особенности окисления стеклоуглерода с позиции влияния на электронную структуру, хотя кислород как активный элемент наиболее вероятно будет насыщать края наноструктур, образующих поры. В этой ситуации важно оценить, насколько заметно окисление будет снижать эмиссионную способность стеклоуглерода. Легирование калием стеклоуглерода также активно не исследовалось, хотя и проводились работы по насыщению поверхности стеклоуглерода калием с целью придания ей гидрофильных свойств. Отметим, что в последние годы интерес к этому пористому углероду возрос, что обусловлено возможностями электронной микроскопии, открывшей особенности строения этого материала и его уникальные механические свойства [7]. Это позволило не только построить достаточно точные атомистические модели стеклоуглерода, но и сделать его классификацию по топологии. Если раньше стеклоуглерод подразделялся просто на графетезированный (анизотропный материал из многослойных чешуек графена, образующих подобие слоев) и неграфетезированный (чешуйки графита хаотично расположены) [8], то сейчас даже неграфитизированный стеклоуглерод подразделяется на два класса. Тип I GC состоит в основном из распределённых случайным образом изогнутых слоев графеновых фрагментов. Тип II GC содержит самоорганизующиеся нанометро-

вые фуллереноподобные сфероиды и 3D неупорядоченные многослойное графеновые чешуйки. [1, 7].

В данной работе *in silico* исследуются особенности оксидирования и легирования калием пористого стеклоподобного графен-фуллеренового углерода, а также влияние этих процессов на зонную структуру и эмиссионные свойства. Расчёты проводились Методом Сильной Связи в оригинальном программном комплексе Mizar [9].

Была получена зонная структура для чистого стеклоуглерода, а так же для различных концентраций кислорода и калия в нём.

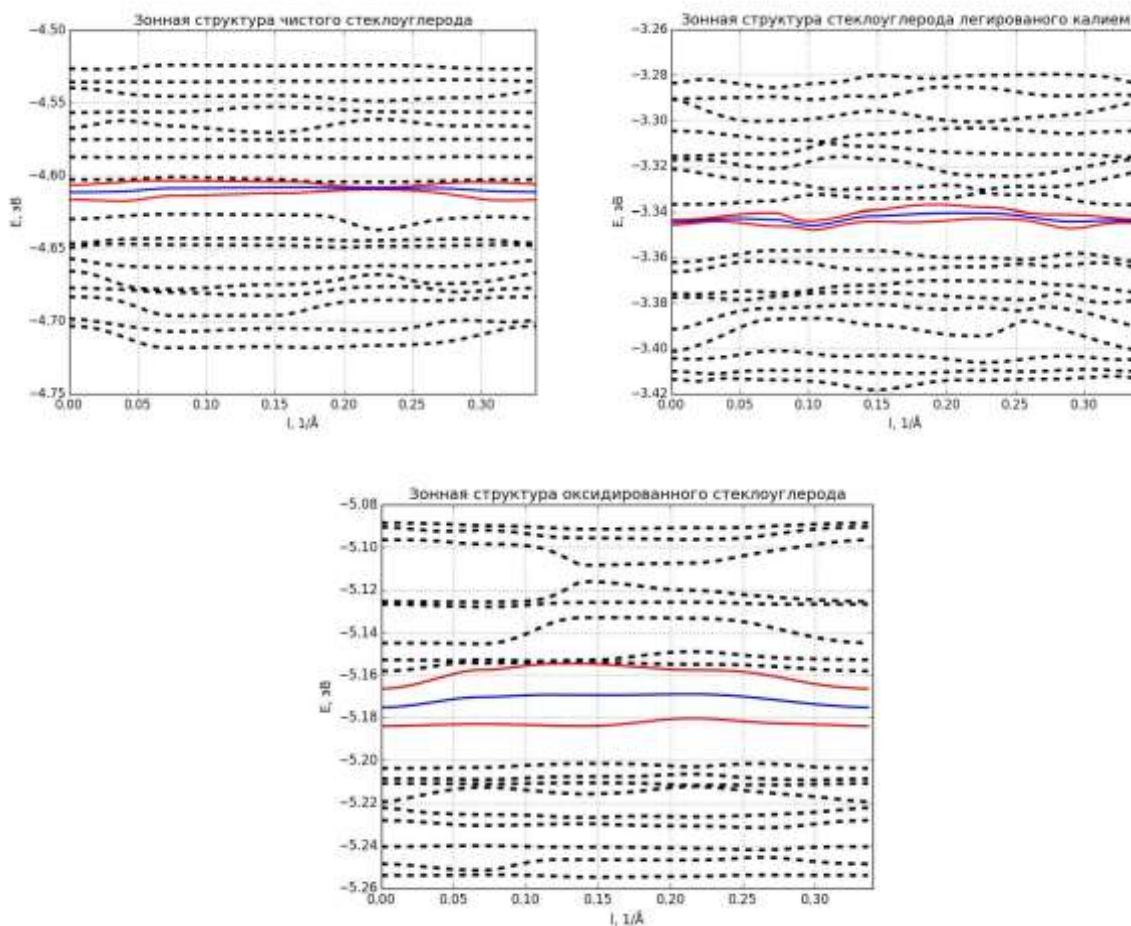


Рис.1: Зонные структуры для чистого (слева сверху), легированного калием с концентрацией 7.66%(справа сверху) и оксидированного с концентрацией кислорода 7.09% (снизу). Нижний красный уровень — последний уровень в валентной зоне, верхний красный — первый уровень в зоне проводимости, красный — уровень ферми.

На основе этих данных была получена оценка работы выхода стеклоуглерода для различных концентраций калия и кислорода.

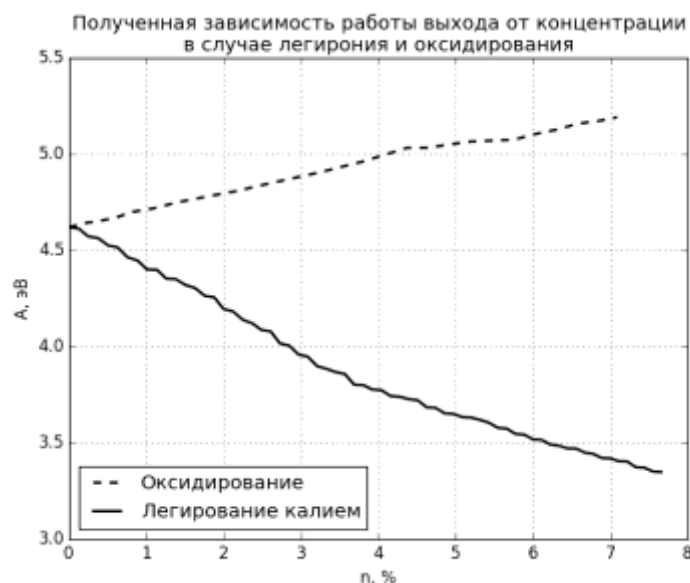


Рис.2: Работа выхода стеклоглерода при различных концентрациях калия и кислорода.

Библиографический список

1. Harris J.F. // J. Mater Sci. 2013. DOI: 10.1007/s10853-012-6788-1.
2. Luo K., Shi Z., Varesi J. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1997. Vol. 15. P. 349-360.
3. Andrianova N.N. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2011. Vol. B 269. P. 861-864.
4. Richterová I., Fujita D., Němeček Z. // WDS'08 Proceedings of Contributed Papers. Part II, 2008. P. 68-73.
5. Kichambare P., Rodrigues S., Kumar J. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2012. Vol. 4. P. 49-52.
6. Shesterkin V.I. // J. of Communications Technology and Electronics. 2014. Vol. 59, No 8. P. 833-837.
7. Zhao Z., Wang E., Yan1 H. // Nature Communications. 2015. No 6. P. 6212-6222.
8. Franklin R.E. // Proc. Of Roy. Soc. A. 1951. No 209. P. 196-218.
9. Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Свид. №2016612893 РФ. Многопроцессорный программно-информационный комплекс моделирования молекулярных систем для супер-ЭВМ «Mizar»

**ВЧ-МАГНЕТРОННОЕ НАПЫЛЕНИЕ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ
НАНОСТРУКТУР ZnSe/Al₂O₃ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ****М.М. Иванов, Р.М. Закирова, П.Н. Крылов, И.В. Федотова***Удмуртский государственный университет**E-mail: fft@udsu.ru*

Исследования управляемых процессов роста наночастиц полупроводниковых материалов представляют большой интерес в связи с возможностью их применения в инжиниринге материалов [1]. Нанокристаллические материалы обладают неравновесной структурой, незначительные изменения параметров системы могут привести к изменению их свойств. Поиск технологически простых методов создания наноматериалов является актуальной задачей.

Мультислойные наноструктуры ZnSe/Al₂O₃ получены последовательным ВЧ магнетронным напылением на модернизированной установке “Катод” [2]. Предельное давление - $4.2 \cdot 10^{-3}$ Па. Рабочее давление аргона - $2 \cdot 10^{-1}$ Па. Падающая мощность магнетрона при нанесении слоев ZnSe составляла 200 Вт (отраженная - 14 Вт), при получении слоев Al₂O₃ падающая мощность соответствовала 300 Вт (отраженная - 40 Вт). Температуру подложек поддерживали 200°C. Толщина прослоек Al₂O₃ в мультислойных наноструктурах ZnSe/Al₂O₃ была постоянной и составляла 7.5 Å, а толщина ZnSe была различной и составляла: 9, 18, 27, 36, 45 Å. Количество пар слоев подбиралось таким образом, чтобы обеспечить приблизительно одинаковую суммарную толщину (0.4 мкм). Использовали кварцевые, стеклянные, кремниевые подложки, а также сколы NaCl.

Согласно результатам рентгенофазового анализа для мультислойных наноструктур с толщиной прослойки ZnSe 9 Å наблюдаются дифракционные отражения, характерные для оксида алюминия. Для мультислойных структур с толщиной прослойки ZnSe 18 Å отражения, принадлежащие Al₂O₃, не наблюдаются. Для мультислойных наноструктур ZnSe/Al₂O₃ с большой толщиной прослойки селенида цинка появляются дифракционные отражения, принадлежащие ZnSe кубической сингонии. Размеры области когерентного рассеяния с ростом толщины слоев ZnSe увеличиваются.

На электроннограммах структур с толщинами прослойки ZnSe 9 и 18 Å наблюдаются концентрические кольца, которые свидетельствуют о наличии нанокристаллитов. С увеличением толщины прослойки ZnSe на кольцах наблюдаются утолщения, что связано с наличием текстуры.

По спектрам пропускания определены показатели преломления и ширина запрещенной зоны. Показатель преломления мультислойных наноструктур ZnSe/Al₂O₃ увеличивается с ростом толщины слоев ZnSe. Ширина запрещенной зоны уменьшается с ростом толщины слоев ZnSe.

Библиографический список

1. Мурадов М. Б., Эйвазова Г.М., Елчиев Я.М. // Прикладная физика. 2010. №5. С. 94.
2. Алалыкин С.С., Закирова Р.М., Кобзиев В.Ф., Крылов П.Н., Федотова И.В. // Химическая физика и мезоскопия. 2015. Т. 17. №3. С. 360.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МИГРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЁНКАХ ZnO ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

М.Н. Ивонин, О.А. Агеев

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения

Южного федерального университета, Таганрог

E-mail: michael24kobe@gmail.com

Тонкие плёнки ZnO являются перспективным материалом для мемристорных структур, так как под действием внешнего электрического поля в плёнке наблюдаются процессы миграции дефектов, что приводит к переключению сопротивления. Мемристоры как переменные резисторы очень перспективны в качестве синапсов нейронных сетей, но для использования необходимо решить ряд проблем как технологических, так и теоретических.

Целью работы является разработка модели процессов миграции дефектов в наноструктурированных плёнках ZnO под действием внешнего электрического поля и их влияния на электрофизические параметры плёнки.

Моделирование роста наноструктуры проведено в рамках модели конденсации кластеров. Предложена классификация кластеров по энергии образования и скорости распада. Коалесценция частично описана в рамках теории Колмогорова с использованием сегментов повторяемости, обуславливающие образование как минимум 5 типов дислокаций с векторами $\mathbf{b}$ $[11\bar{2}0]$ и $[0001]$ и последующим зарождением перегибов, ступенек и точечных дефектов через взаимодействия частичных дислокаций и других линейных дефектов с точечными дефектами и с внешним полем. Переползание и скольжение дефектов под действием внешнего поля обусловлено нарушением равновесия, вследствие избытка определенного дефекта. Как результат через седловые точки, созданные определенным типом экранирования заряда, текут диффузионные потоки.

На рисунке 1 представлена теоретическая ВАХ наноструктурированной плёнки ZnO под действием внешнего электрического поля.

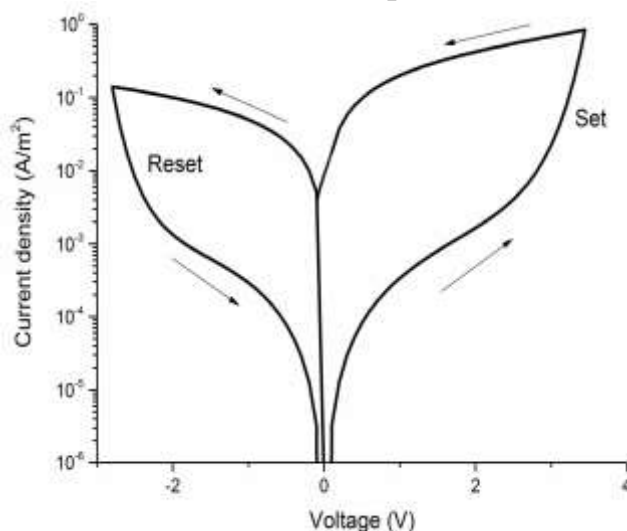


Рисунок 1 — Вольтамперная характеристика ZnO структуры.

Результаты моделирования позволят выявить влияния структурных параметров наноструктурированной плёнки ZnO на мемристорный эффект и установить технологические условия управления величиной переключения структуры из высокоомного в низкоомное состояние.

Библиографический список

1. *Marine J., Silicon W.* // Le Vide Sci. Tech. Appl. 1998. № 228. P. 440.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ НАНОМЕТРОВЫХ СМЕЩЕНИЙ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

М.В. Герасимов¹, С.В. Ильин¹, М.В. Логунов^{1,2}, С.А. Никитов²,
А.В. Спирин¹, А.Н. Чалдышкин¹

¹Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск.

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва.

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

Исследование быстропротекающих процессов в магнитных материалах является актуальным, что подтверждается разнообразием способов изменения их магнитного состояния: под действием магнитного поля [1], спин-поляризованного тока [2], лазерных импульсов [3]. Использование доменных границ (ДГ) в устройствах спинтроники [4] определяет интерес к исследованию малых смещений ДГ.

В настоящей работе представлена установка, позволяющая в магнетиках с полидоменной структурой исследовать временную эволюцию нанометровых смещений ДГ. Для инициирования движения ДГ использованы лазерные импульсы или импульсы магнитного поля, для регистрации магнитного состояния – индукционный и магнитооптический методы.

Для достижения высокой пространственной разрешающей способности реализовано совместное применение методов пространственной фильтрации выходного оптического потока и импульсной переходной реакции в режиме реального времени [5]. Это позволило обеспечить исследование процессов движения ДГ с пространственным и временным разрешением 5 nm и 1 ps соответственно.

Индукционный метод регистрации сигнала намагничивания [6] реализован с использованием импульсно-индукционного способа для пассивного преобразования. Оптимизация параметров первичного преобразователя позволила избежать искажений регистрируемого сигнала, связанных с влиянием резонанса в измерительной цепи на передаточную функцию индукционного датчика, и обеспечить временное разрешение 1 ns.

В качестве объекта для иллюстрации возможностей установки использован феррит со структурой граната в виде монокристаллической пленки состава $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ толщиной 8.3 μm , с коэрцитивной силой 0.7 Oe, полем коллапса цилиндрических магнитных доменов 32 Oe.

Особенностью работы установки является «отжиг» доменной структуры в переменном магнитном поле перед каждым воздействием возбуждающего импульса (рис., а). Формирование термодинамически равновесной доменной структуры позволяет достичь высокой повторяемости процессов намагничивания. Динамическое изменение магнитного состояния исследуемого образца инициировали с помощью возбуждающих импульсов магнитного поля и наносекундных лазерных импульсов.

При регистрации изменения состояния исследуемого образца магнитооптическим методом использован зондирующий лазерный луч непрерывного гелий-неонового лазера. Регулярная доменная структура выполняет функцию фа-

зовой дифракционной решетки. Дифракционная картина Фраунгофера является двумерным преобразованием Фурье предметного поля в спектр по пространственным частотам, что позволяет реализовать пространственную фильтрацию этих частот. В настоящей работе реализовано селективное выделение одного из высших порядков дифракции. По изменению его интенсивности регистрировали динамику малых геометрических изменений регулярной доменной структуры при намагничивании (рис., б).

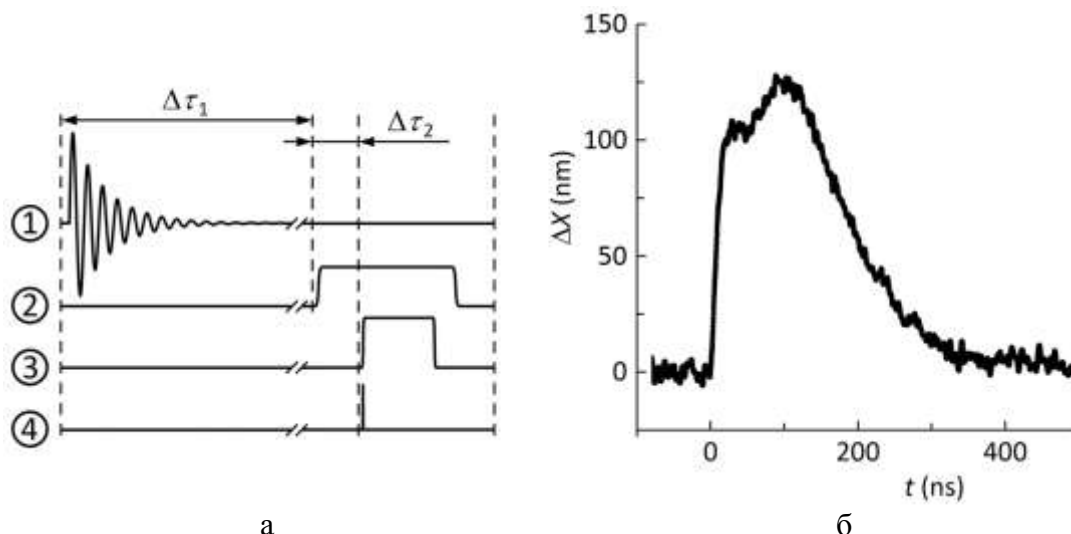


Рис. а) Временная диаграмма работы установки (один цикл): 1 – размагничивающий импульс, 2 – импульс, задающий время работы фотодетектора, 3 – импульс магнитного поля, 4 – импульс лазера, $\Delta\tau_1$ – длительность размагничивающего радиоимпульса, $\Delta\tau_2$ – время переключения фотодетектора в рабочий режим. б) Временная зависимость смещения доменных границ $\Delta X(t)$, индуцированная циркулярно поляризованными лазерными импульсами: длительность 5 ns, длина волны 527 nm, плотность энергии 7 mJ/sm².

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы развития МГУ им. Н.П. Огарёва (соглашение № 757 между Министерством образования и науки РФ и МГУ им. Н.П. Огарёва) и РФФИ (проект № 15-07-08152А).

Библиографический список

1. Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. // ПТЭ. 2009. № 2. С. 148.
2. Chureemart P., Evans R.F.L., Chantrell R.W. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83, № 18. P. 184416.
3. Калашникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В. // УФН. 2015. Т. 185. № 10. С. 1064.
4. Hoffmann A., Bader S.D. // Phys. Rev. Applied. 2015. Vol. 4. № 4. P. 047001.
5. Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Раев В.К. и др. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник. М: Радио и связь, 1987.
6. Genkin G. M., Nozdrin Yu.N., Okomel'kov A.V., Tokman I.D. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. № 2. P. 024405.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА НАПРЯЖЕНИЯ НА МЕМРИСТОРНЫЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

М.В. Ильина, А.А. Коньшин

Южный федеральный университет, Таганрог

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения

E-mail: mailina@sfedu.ru

Большое внимание в современной электронике уделяется повышению энергоэффективности работы электронных устройств. Одним из основных направлений развития в этой области является разработка энергонезависимых запоминающих устройств, не уступающих по быстродействию современной оперативной памяти и не имеющих ограничений по масштабируемости их элементарных ячеек. Наибольших успехов достигли исследования по созданию резистивной памяти на основе мемристорных структур [1]. Одним из перспективных материалов для создания мемристорных структур со временем переключения сопротивления единицы пикосекунд являются вертикально ориентированные углеродные нанотрубки (ВОУНТ) [2, 3].

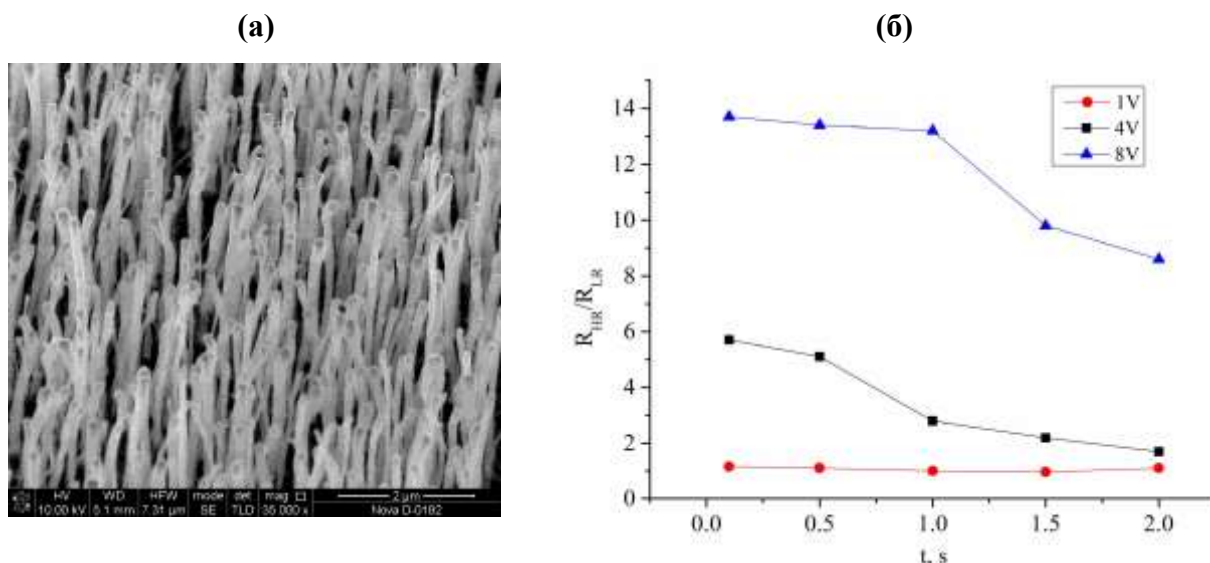
Целью работы является исследование влияния длительности импульса прикладываемого напряжения на отношение сопротивлений в высокоомном и низкоомном состояниях мемристорной структуры на основе ВОУНТ.

В качестве экспериментального образца использовался массив вертикально ориентированных углеродных нанотрубок, выращенных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы на многофункциональном нанотехнологическом комплексе НАНОФАБ НТК-9 (ЗАО “НТ-МДТ”, г. Москва). Оценка геометрических параметров массива ВОУНТ производилась с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ) Nova Nanolab 600 (FEI, Нидерланды), сканирующего зондового микроскопа Solver P47 Pro (“НТ-МДТ”, г. Москва) и показала, что средний диаметр нанотрубок составляет 108 ± 39 nm, средняя высота – $2,23 \pm 0,37$ μ m (рисунок, а). Мемристорная структура представляла собой нанотрубку, выделенную из экспериментального массива ВОУНТ и отделенную от верхнего электрода туннельным зазором, равным 1 нм. В качестве верхнего электрода выступал вольфрамовый зонд сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) радиусом 146 нм.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) индивидуальных ВОУНТ измерялись методом СТМ в режиме токовой спектроскопии при приложении пилообразного импульса напряжения амплитудой от 1 до 8 V и длительностью от 0,1 до 2 c. Для локализации зонда СТМ над вершиной индивидуальной нанотрубки проводилось предварительное сканирование поверхности массива ВОУНТ в режиме постоянного тока СТМ с использованием Solver P47 Pro. На основе полученных ВАХ строились зависимости отношения сопротивлений ВОУНТ в высокоомном состоянии (R_{HR}) к низкоомному (R_{LR}) от длительности и амплитуды импульса напряжения (рисунок, б).

Анализ полученных зависимостей показал, что при приложении импульса напряжения амплитудой 1 V и длительностью от 0,1 до 2 c переключение со-

противления ВОУНТ не наблюдается (рисунок, б), что связано с недостаточным значением внутреннего поля нанотрубки, формирующегося в результате ее поляризации и деформации [3].



Исследование экспериментального массива ВОУНТ (а) – РЭМ-изображение, (б) – зависимость R_{HR}/R_{LR} индивидуальной нанотрубки от длительности импульса напряжения

При увеличении амплитуды прикладываемого напряжения до 4 V наблюдается увеличение отношения R_{HR}/R_{LR} от 1 до 6 при уменьшении длительности импульса от 2 до 0,1 s (рисунок, б). При приложении 8 V отношение R_{HR}/R_{LR} увеличивается до 14 при длительности импульса 0,1 s (рисунок, б).

Таким образом, с увеличением амплитуды и уменьшением длительности импульса напряжения, прикладываемого к мемристорной структуре на основе ВОУНТ, увеличивается отношение сопротивлений ВОУНТ в высокоомном состоянии к низкоомному в результате роста скорости изменения внутреннего поля нанотрубки, что хорошо согласуется с ранее предложенным механизмом переключения [3].

Полученные результаты могут быть использованы при разработке и создании технологических процессов формирования энергонезависимых запоминающих устройств на основе мемристорных структур с вертикально ориентированными углеродными нанотрубками.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-37-00101 мол_а).

Библиографический список

1. Chua L. // Appl. Phys. A Mater. Sci. Proces. 2011. Vol. 102, No. 2. P. 765.
2. Агеев О.А., Блинов Ю.Ф., Ильин О.И., Коломийцев А.С., Коноплев Б.Г., Рубашкина М.В., Смирнов В.А., Федотов А.А. // ЖТФ. 2013. Т. 83. №12. С. 128.
3. Агеев О.А., Блинов Ю.Ф., Ильин О.И., Коноплев Б.Г., Рубашкина М.В., Смирнов В.А., Федотов А.А. // ФТТ. 2015. №4. С. 807.

ДИСКРЕТНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С СОЛЕНОИДАЛЬНЫМИ БАЗИСНЫМИ МНОЖЕСТВАМИ

Н.В. Исаенкова¹, Е.В. Жужома²

¹Нижегородская академия МВД России, Нижний Новгород

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород

E-mail: nisaenkova@mail.ru

Анализ реализации радиотехнического генератора хаоса Кузнецова-Пономаренко показывает, что график фазы колебаний описывает поведение неособого эндоморфизма окружности степени 2, который, в свою очередь, не является растягивающим эндоморфизмом [1]. С математической точки зрения интересным является теоретическое изучение преобразований, описывающих модель Кузнецова-Пономаренко. Подобные преобразования обобщают отображения типа соленоида Смейла, но отличаются от классического примера Смейла только тем, что растягивающий эндоморфизм окружности заменяется на неособый.

Первый пример соленоида был построен Л. Виеторисом в 1927 году [2], независимо от него в 1930 году Ван Данцигом [3] и изучались ими с различных точек зрения. Соленоидом называется множество канторовского типа, которое можно представить в виде пересечения последовательности вложенных полноториев $B_1 \supset B_2 \supset \dots \supset B_i \supset \dots$, таких, что для любого $i \geq 1$ ось последующего полнотория B_{i+1} обходит $n_i \geq 2$ раз ось предыдущего полнотория B_i , не образуя крюков. Как инвариантное множество динамической системы, соленоид впервые появился в книге «Качественная теория дифференциальных уравнений» В.В. Немыцкого и В.В. Степанова.

В гиперболическую теорию динамических систем соленоиды ввел Смейл [4]. В 1967 г. он построил пример диффеоморфизма полнотория в себя вида:

$$f(\varnothing, x, y) = \begin{pmatrix} 2\varnothing, & 1 & 1 \\ x & \cos \varnothing, & y + \sin \varnothing \\ 2 & 10 & \end{pmatrix}.$$

Смейл доказал, что диффеоморфизм имеет притягивающее инвариантное множество $B \cap f(B) \cap f^2(B) \cap \dots = \bigcap f^i(B)$, являющееся одномерным растягивающимся аттрактором, гомеоморфным соленоиду. Схематично пример Смейла можно представить сначала как растяжение полнотория вдоль его оси и сжатие в направлении, перпендикулярном оси. Затем полученный полноторий вкладывается в исходный так, чтобы ось промежуточного полнотория прокручивалась несколько раз вдоль оси исходного полнотория.

В работе рассматривается новый класс диффеоморфизмов, включающий в себя классический пример Смейла. Этот класс получил название – диффеоморфизмы класса SV. Аббревиатура составлена из фамилий Смейла и Виеториса. Основным результатом является описание динамики таких диффеоморфизмов, а именно, изучение их неблуждающего множества и возможных базисных множеств.

Диффеоморфизм $f : M^n \rightarrow M^n$, удовлетворяющий аксиоме А Смейла,

замкнутого n -многообразия M^n принадлежит классу SV, если существует вложенное в M^n , так называемое, базовое многообразие, представимое в виде прямого произведения единичной окружности на единичный $n-1$ -мерный шар, $B^n = S^1 \times D^{n-1}$ такое, что ограничение $f|_{B^n} = F$ является диффеоморфизмом $F : B^n \rightarrow F(B^n) \subset B^n$ на свой образ, удовлетворяющим условиям:

$$F(t, z) = (g(t), w(t, z)), \quad t \in S^1, \quad z \in D^{n-1},$$

где $g : S^1 \rightarrow S^1$ - неособый (производная отлична от нуля) C^1 эндоморфизм окружности степени $d \geq 2$.

при фиксированном $t \in S^1$ преобразование $w|_{\{t\} \times D^{n-1}} : \{t\} \times D^{n-1} \rightarrow B^n$ является равномерно сжимающим C^1 вложением $\{t\} \times D^{n-1} \rightarrow \text{int}(\{g(t)\} \times D^{n-1})$, т.е. существуют константы $0 < \varrho < C < 1$ такие, что выполняется оценка

$$\text{diam}(F^k(\{t\} \times D^{n-1})) \leq C \varrho^k \text{diam}(\{t\} \times D^{n-1})$$

). Можно доказать, что $\bigcap_{k \geq 0} F^k(B^n) = \text{Sol}$ является соленоидом. множество

Поскольку соленоид является притягивающим множеством, то неблуждающее множество в базовом многообразии принадлежит соленоиду, и самая интересная динамика диффеоморфизма сосредоточена в Sol. Следующая теорема описывает возможные базисные множества в $\text{Sol} \subset B^n$ и является главным результатом данной работы.

Теорема. Пусть $f : M^n \rightarrow M^n$ - диффеоморфизм из класса SV. Тогда

Ограничение $f|_{\text{Sol}}$ сопряжено обратному пределу отображения g , действующего на первой координате диффеоморфизма F .

Неблуждающее множество, принадлежащее базовому многообразию, $NW(f) \cap B^n$ содержит ровно одно нетривиальное базисное множество Λ , которое есть либо

- одномерный растягивающийся аттрактор, и тогда $\Lambda = \text{Sol}$, либо
- нульмерное базисное множество, и тогда $NW(f) \cap B^n$ состоит из Λ , конечного (ненулевого) числа стоковых периодических точек и конечного (возможно, нулевого) числа седловых изолированных периодических точек.

Обе возможности для неблуждающего множества реализуются.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-01-03687); программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ в 2016 году (проект «Топологические методы в динамике», ТЗ-98).

Библиографический список

1. Кузнецов С.П., Пономаренко В.И. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 18. С. 1.
2. Vietoris L. // Math. Ann. 1927. Vol. 97. P. 454.
3. van Danzig D. // Fund. Math. 1930. Vol. 14. P. 102.
4. Smale S. // Bull. Amer. Math. Soc. 1967. Vol. 73. P. 747.

ВВЕДЕНИЕ В ИНДУСТРИЮ НАНОСИСТЕМ**Б.А. Искаков, Е.М. Таутаев.***Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы**E-mail: leodel@mail.ru*

В социально-экономических приоритетах государства особое место должно занимать развитие наукоемких отраслей производства с высоким уровнем добавленной стоимости. Для лидеров мировой экономики на современном этапе, таким направлением, безусловно, является **нанотехнология**[1, 2].

Целью настоящей статьи является краткое изложение системного подхода к **"индустрии наносистем"** как приоритетному направлению развития науки и техники, фактору, определяющему повышение роли высоких технологий в экономике государства, стимулирующему решение социально-значимой для России задачи: "сохранению человеческого капитала" — носителя генетического, культурного и технологического наследий.

В основе системы знаний об объекте исследований безусловно лежит анализ его вещественно-материального базиса, структурного упорядочения и устойчивости, пространственно-временной организации, а также количественное и качественное проявление традиционных и ранее неизвестных свойств в зависимости от условий синтеза и функционирования.

В качестве объекта исследований в рамках данной статьи была выбрана совокупность ранее представленных понятий (наноматериалы, нанотехнология, нанодиагностика, наносистемотехника) и предпринята попытка выделения комплекса их функциональных особенностей, отражающих облик "индустрии наносистем"

Наиболее характерными проявлениями "наномира" даже по сравнению с традиционными объектами с микроскопическими характеристическими размерами следует признать:

появление нетрадиционных видов симметрии и особых видов сопряжения границ раздела, конформаций с динамически перестраиваемой структурой;

доминирование над процессами искусственного упорядочения явлений самоупорядочения и самоорганизации, отражающих проявление эффектов матричного копирования и особенностей синтеза в условиях, далеких от равновесных;

высокая "полевая" (электрическая, магнитная) активность и "каталитическая" (химическая) избирательность поверхности ансамблей на основе наночастиц, включая интегрированные композиции неорганической и органической природы;

особый характер протекания процессов передачи энергии, заряда и конформационных изменений, отличающихся низким энергопотреблением, высокой скоростью и носящих признаки кооперативного синергетического процесса.

Следует предположить, что причиной появления вышеуказанных особенностей в условиях "наномира" является:

изменение отношения площади поверхности к объему при переходе к на-

норазмерным системам;

энергетическая, полевая и "вещественная" неравновесность поверхности, охватывающая значительные объемы наночастиц;

усиление роли различных видов размерных эффектов вследствие значительной площади границ раздела в условиях наноконпозиций;

проявление в условиях больших коллективов энергетически активных наночастиц нетрадиционных механизмов упорядочения, переноса энергии и заряда;

малые характеристические размеры частиц и особый характер их упорядочения, обеспечивающие энергетическую и пространственную доступность транспорта заряда, энергии и конформационных изменений.

Индустрия наносистем — интегрированный комплекс, включающий оборудование; материалы; программные средства; систему знаний; технологическую, метрологическую, информационную, организационно-экономическую культуру и кадровый потенциал, которые обеспечивают производство наукоемкой продукции, основанной на использовании новых нетрадиционных свойств материалов и систем при переходе к наномасштабам.

Индустрия наносистем инициирует научно-технический прорыв в совокупности высокотехнологичных отраслей производства, науки, образования, военного дела и сферы обслуживания населения за счет широкого использования изделий с ранее недостижимыми массогабаритными, энергетическими показателями, технико-экономическими параметрами и функциональными возможностями.

Индустрия наносистем может быть отнесена к высокотехнологичным производствам с высокой добавленной стоимостью, которые опираются в значительной степени на инвестиции в "человеческий капитал".

Библиографический список

1. Нанотехнология в ближайшем десятилетии / Под ред. М.К. Роко, Р.С. Уильямса и П. Аливисатоса. М.: Мир, 2002.
2. Алферов Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В., Коптев П.С., Панов В.И., Полторацкий Э.А., Сибельдин Н.Н., Сурис Р.А. // Микросистемная техника. 2003. № 8. С. 3—13.
3. Лучинин В.В. // Петербургский журнал электроники. 2003. № 3. С. 3-12.
4. Лучинин В.В., Таиров Ю.М. // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2003. № 2. С. 15-20.
5. Алфимов С.М., Быков В.А., Гребенников Е.П., Желудева С.И., Мальцев П.П., Петрунин В.Ф., Чаплыгин Ю.А. // Микросистемная техника. 2004. № 8. С. 2—8.
6. Пул Ч., Оуэне Ф. Нанотехнология. М.: Техносфера, 2004. С. 15.
7. Шевченко В.Я. // Микросистемная техника. 2004. № 9. С. 2—4.

ВЛИЯНИЕ ДЫХАНИЯ НА РИТМЫ МЕДЛЕННОЙ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ

Ю.М. Ишбулатов¹, А.Е. Руннова², М.О. Журавлев², В.В. Сказкина³

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

³Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Изучение сердечно-сосудистой системы (ССС) и механизмов ее регуляции имеет большое значение для получения фундаментальных знаний и для решения прикладных медицинских задач [1-5]. Особое значение имеют 0,1 Гц-колебания в вариабельности ритма сердца и артериальном давлении, которые обусловлены запаздывающей обратной связью в контуре барорефлекторной регуляции давления и ЧСС. В активных экспериментах с дыханием линейно нарастающей частоты нам удалось диагностировать захват дыханием этих колебаний [6-9], что говорит о нелинейности контура барорефлекторной регуляции. Однако однозначного ответа на происхождение данной нелинейности пока не предложено. Согласно гипотезе [11, 12] нелинейность обусловлена свойствами центров нервной регуляции, расположенных в ядрах продолговатого мозга. Целью данной работы является исследование динамики данных центров, путем анализа поверхностной электроэнцефалограммы (ЭЭГ) в активном эксперименте с дыханием переменной частоты.

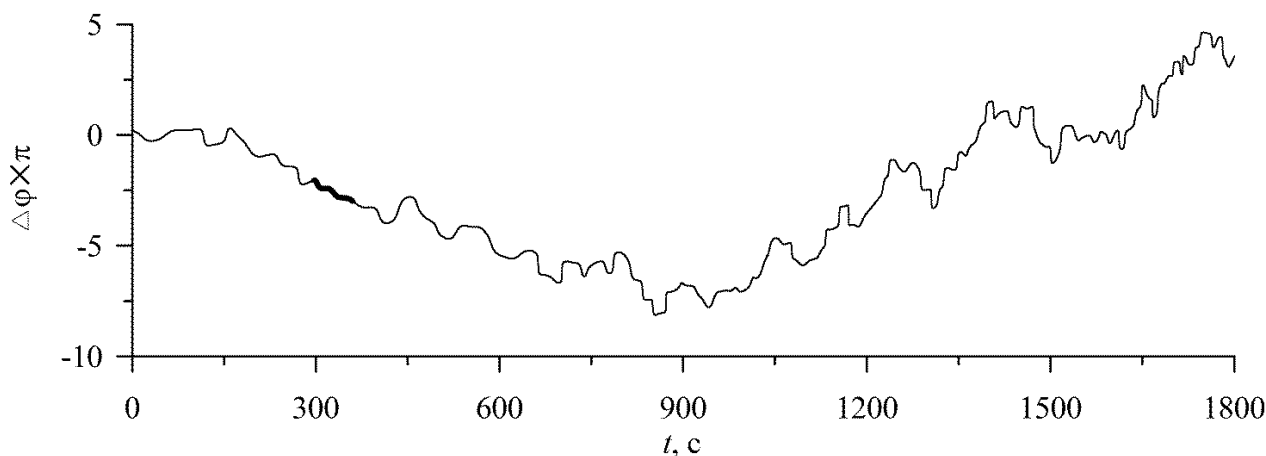


Рис. 1. Разность фаз ($\Delta\varphi$) между сигналом отведения С4 ЭЭГ и дыханием с линейно нарастающей частотой. Жирной линией выделен участок фазовой синхронизации.

В ходе активного эксперимента длительностью 30 минут частота дыхания линейно нарастала от 0.05 Гц до 0.25 Гц. С помощью метода, предложенного в работах [13, 14] была рассчитана разность фаз сигналов дыхания и отведений ЭЭГ. Для ряда отведений на полученных разностях фаз были диагностированы участки фазовой синхронизации с дыханием. На Рис. 1 приведена разность фаз, полученная для отведения С4 ЭЭГ, а жирной линией выделен участок фазовой синхронизации, на котором разность фаз линейно спадает на π (в соответствии с [13, 14]). Таким образом, в активном эксперименте удалось продемонстриро-

вать возможность анализа активности центров нервной регуляции с помощью ЭЭГ и показать их связь с барорефлекторной регуляцией ЧСС и давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (проект МД-4368.2015.7), РФФИ (проект № 15-02-03061) и фонда У.М.Н.И.К. (договор №9002ГУ/2015, код 0018682).

Библиографический список

1. Киселев А.Р., Караваев А.С., Гриднев В.И., Посненкова О.М., Шварц В.А., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Безручко Б.П. // Саратовский научно-медицинский журнал. 2010. Т. 6. № 1. С. 061.
2. Kiselev A.R., Gridnev V.I., Karavaev A.S., Posnenkova O.M., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P. // Applied Medical Informatics. 2011. Vol. 28, № 1. P. 1.
3. Neufeld I.W., Kiselev A.R., Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Gridnev V.I., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P. // Journal of The Turkish German Gynecological Association. 2015. Vol. 16. P. 11.
4. Kiselev A., Shvartz V.A., Karavaev A.S., Prokhorov M.D. // The Anatolian Journal of Cardiology. 2015. Vol. 15. P. 431.
5. Kiselev A.R., Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Mironov S.A. // Anatolian Journal of Cardiology. 2015. Vol. 15. P. 509.
6. Караваев А.С., Киселев А.Р., Гриднев В.И., Боровкова Е.И., Прохоров М.Д., Посненкова О.М., Пономаренко В.И., Безручко Б.П., Шварц В.А. // Физиология человека. 2013. Т. 39, № 4. С. 105-111.
7. Боровкова Е.И., Ишбулатов Ю.М., Миронов С.А. // Саратовский научно-медицинский журнал. 2014. Т. 10, № 3. С. 390.
8. Боровкова Е.И., Караваев А.С., Киселев А.Р., Шварц В.А., Миронов С.А., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11, № 2. С. 129.
9. Боровкова Е.И., Караваев А.С., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2015. Т. 15, вып. 3. С. 36.
10. Караваев А.С., Киселев А.Р., Гриднев В.И., Боровкова Е.И., Прохоров М.Д., Посненкова О.М., Пономаренко В.И., Безручко Б.П., Шварц В.А. // Физиология человека. 2013. Т. 39, № 4. С. 93.
11. Ringwood J., Malpas S. // American Journal of Physiology-Regulatory, Integrative and Comparative Physiology. 2001. Vol. 280, № 4. P. R1105.
12. Albaghdadi M. // Rev Bras Hipertens. 2007. Vol. 14. P. 212-225.
13. Hramov A.E., Koronovskii A.A., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D. // Physical Review E. 2007. Vol. 75. P. 056207.
14. Короновский А.А., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Храмов А.Е. // Журнал технической физики. 2007. Т. 77, вып. 9. С. 6.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ КОНТУРОВ НЕРВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ МОДЕЛИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ

Ю.М. Ишбулатов¹, Е.И. Боровкова²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Системы с запаздывающей обратной связью широко распространены среди объектов живой и неживой природы, но особую роль они играют при моделировании биологических систем [1-4]. Решение задачи реконструкции таких систем по временным реализациям открывает возможности неинвазивной оценки труднодоступных параметров. Примером системы с запаздыванием является контур барорефлекторной регуляции тонуса артериальных сосудов. Существуют автономные модели данного контура [5, 6], а также модели, в которых он является элементом комплексной системы регуляции сердечно-сосудистой системы [7, 8]. Ранее нам удалось провести реконструкцию [9-10] параметров автономной модели [5], поэтому целью данной работы является восстановление времени запаздывания в контуре барорефлекторной регуляции по реализации артериального давления (АД), полученной из модели [8].

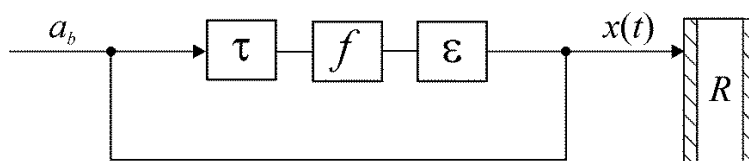


Рис. 1. Схема контура барорефлекторной регуляции тонуса артериальных сосудов

Схема контура барорефлекторной регуляции представлена на рисунке 1, где a_b —активность барорецепторов, τ —время запаздывания, ε — инерционные свойства сосудов, а f —сигмоидальная нелинейная функция, R — сопротивление сосудов. Активность контура барорефлекторной регуляции проявляется в низкочастотных колебаниях реальных сигналов АД. Основной частотой данных колебаний является 0.1 Гц, нотаже присутствуют высшие гармоники на нечетных частотах 0.3 Гц, 0.5 Гц и 0.7 Гц. Поэтому для предобработки сигнала АД из модели [8] мы использовали гребенчатый фильтр с полосами пропускания 0.08-0.12 Гц, 0.29-0.31 Гц, 0.49-0.51 Гц и 0.69-0.71 Гц. По фильтрованному временному ряду реконструкция проводилась с помощью метода описанного в работах [10, 11] и основанного на использовании дополнительной системы с синхронным откликом. Временной ряд $x(t)$ исследуемой системы подавался на вход вспомогательной системы, имеющей структуру аналогичную исследуемой, но с разорванной петлей обратной связи. Затем вычисляется разность сигналов $z(t) = x(t) - v(t)$, где $v(t)$ — сигнал вспомогательной системы. Далее оценивалась целевая функция $D(\tau; \varepsilon; f)$ — дисперсии сигнала $z(t)$. Минимальному значению D , соответствует правильный набор параметров.

В ходе реконструкции времени запаздывания τ по модельной реализации

АД длиной 2.5 минуты использовалась априорная оценка инерционности сосудов $\varepsilon=2$. Полученная оценка времени запаздывания τ составила 4.3 секунды. Истинное значение $\tau = 3.6$ секунды, таким образом, погрешность метода составила 20%.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (проект МД-4368.2015.7), РФФИ (проект № 15-02-03061) и фонда У.М.Н.И.К. (договор №9002ГУ/2015, код 0018682).

Библиографический список

1. Kiselev A.R., Gridnev V.I., Karavaev A.S., Posnenkova O.M., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P. // Applied Medical Informatics. 2011. Vol. 28. № 1. P. 1.
2. Киселев А.Р., Гриднев В.И., Караваев А.С., Посненкова О.М., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Безручко Б.П. // Рациональная Фармакотерапия в Кардиологии. 2010. Т. 6. № 6. С. 803.
3. Kiselev A., Shvartz V.A., Karavaev A.S., Prokhorov M.D. // The Anatolian Journal of Cardiology. 2015. Vol. 15. P. 431.
4. Kiselev A.R., Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Mironov S.A. // Anatolian Journal of Cardiology. 2015. Vol. 15. P. 509.
5. Ringwood J., Malpas S. // American Journal of Physiology-Regulatory, Integrative and Comparative Physiology. 2001. Vol. 280. № 4. P. R1105.
6. Ottensen J.T. // Mathematical and Computer Modelling. 2000. Vol. 31. P. 167.
7. Seidel H., Herzel H. // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1998. Vol. 115. P. 145.
8. Karavaev A.S., Ishbulatov J.M., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Gridnev V.I., Bezruchko B.P., Kiselev A.R. // Journal of the American Society of Hypertension. 2016. Vol. 10. Iss. 3. P. 235.
9. Караваев А.С., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Гриднев В.И., Киселев А.Р., Безручко Б.П., Посненкова О.М., Струнина А.Н., Шварц В.А. // Технологии живых систем. 2007. Т. 4. № 4. С. 34.
10. Ишбулатов Ю.М., Караваев А.С., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Безручко Б.П. // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 2. С. 202.
11. Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Karavaev A.S., Kulminskiy D.D. // Nonlinear Dynamics. 2013. Vol. 74. P. 1013.

СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР КАРБИДА КРЕМНИЯ КАПЕЛЬНЫМ И АВТОКЛАВНЫМ МЕТОДАМИ

А.В. Калашников, А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет

E-mail: a.tuchin@bk.ru

Современные способы получения монокристаллического карбида кремния преимущественно базируются на CVD–методе [1, 2] и предполагают термическое разложение газообразных компонентов, содержащих углерод и кремний в связанном состоянии, с последующим осаждением образовавшихся радикалов на монокристаллическую затравку. Температура синтеза составляет 1000–2400°С. Снижение температуры синтеза карбида кремния до 580 – 700° С достигается использованием углеродных наноматериалов в качестве источника углерода [3]. Дальнейшее снижение энергетических и экономических затрат на синтез карбида кремния может быть достигнуто как увеличением концентрации активных атомов углерода, так и заменой источника кремния на наноразмерную форму.

В коротких углеродных нанотрубках количество неэквивалентных положений адсорбции значительно больше, чем в длинных (1 ~ мкм) [4, 5]. Это открывает возможности реализации новых механизмов локального взаимодействия коротких УНТ с наноразмерными материалами различной природы. Одним из доступных кремний содержащих материалов является пиролитический диоксид кремния. В настоящей работе исследован процесс взаимодействия коротких углеродных нанотрубок (1 ~ 500 нм) с наноразмерным (~7 нм) аморфным диоксидом кремния при смешивании их коллоидных растворов в автоклаве и высыхающей капле.

Структурная эволюция высыхающих капель коллоидных растворов представляет собой комплекс сложных физико-химических и механических процессов, объединяемых понятием дегидратационная самоорганизация. Поэтому высыхающая капля рассматривается как нанореактор с динамическими стенками. Коллоидные взвеси УНТ и аморфного диоксида кремния предварительно диспергировались в ультразвуковой ванне 15 мин. Затем капли наносились на гидрофильную горизонтальную подложку. Высыхание капли проводилось при комнатной температуре.

Далее проводилось электронномикроскопическое исследование структур, полученных при агрегации УНТ и аморфного диоксида кремния. Обнаружено формирование стержневых структур диаметром 200–250 нм, длиной ~4 мкм. Отдельные УНТ не выявлены, что важно для синтеза стабильных композитных материалов. По результатам элементного анализа полученных структур (аналитическая приставка Bruker AXS Microanalysis GmbH (Германия)) соотношение атомных концентраций Si:O:C составляет 55.3:15.9:23.4, что указывает на высокое процентное содержание кремния и углерода в полученных образцах.

Дифрактометрические исследования проводились в режиме отражения на дифрактометре PANalytical EMPYREAN и позиционно-чувствительного детектора PIXcel1D, диапазон измерения 2θ составляет 5–60°, шаг – 0.013°. Результа-

ты анализа экспериментальных порошковых дифрактограмм показали наличие фазы карбида кремния со структурой 4Н-Р63мс, параметры решетки $a=b=3.081 \text{ \AA}$, $c=10.060 \text{ \AA}$.

Исследование морфологии поверхности синтезированных в автоклаве образцов проводилось сканирующим электронным микроскопом Hitachi S-3200N (Япония) при ускоряющем напряжении 20 кВ. Обнаружено формирование стержневых структур, аналогичных, полученным капельным методом. Преобладающий диаметр составляет $\sim 90 \text{ нм}$, имеется небольшая доля структур диаметром $\sim 250 \text{ нм}$, длина варьируется от 1.2 до 4 мкм. На всех исследуемых масштабах отдельные УНТ не обнаружены. При синтезе капельным методом концентрация компонентов растет, в автоклаве коллоидные растворы остаются разбавленными, что определяет меньшие в 3–4 раза размеры основной фракции стержневых структур синтезированных в автоклаве.

Время высыхания капли при комнатной температуре составляет $\sim 15 \text{ мин}$. Поэтому капельный метод подходит для быстрого (10–20 мин) локального синтеза небольшого количества наноструктур при минимальных затратах энергии. Автоклав позволяет синтезировать граммовое количество стержневых структур при достаточно длительном (несколько суток) времени синтеза и температуре $\sim 180^\circ \text{ C}$. Оба метода в сравнении с широко используемыми на практике являются низкотемпературными.

При теоретическом исследовании реакционной способности коротких УНТ обнаружена топологическая реакционная способность, определяющая снижение активационного барьера при химическом взаимодействии с атомами, молекулами и радикалами.

Реакционная способность определяет наличие взаимодействия при смешивании их коллоидных растворов и пиролитического диоксида кремния. Обнаружено формирование стержневых структур диаметром 90–300 нм и длиной 1.2–4 мкм при синтезе капельным методом и в автоклаве. Выявлена роль динамических условий в высыхающей капле на морфологию полученных структур: нарастающая концентрация компонентов определяет синтез более крупных стержневых структур. Дифрактометрические исследования синтезированных капельным методом стержневых структур показали наличие фазы карбида кремния 4Н-Р63мс.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-43-360281 p_a).

Библиографический список

1. Агеев О.А., Беляев А.Е., Болтовец Н.С. и др. Харьков: «ИСМА», 2010. 532 с.
2. Семенов А.В., Пузиков В.М., Голубова Е.П. и др. // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 5. С. 714.
3. Guoa J., Suna A., Chen X., et al. // Electrochimica Acta. 2011. Vol. 56. P. 3981.
4. Тучин А.В., Тяпкина В.А., Битюцкая Л.А. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2015. Т. 17, вып. 4. С. 552.
5. Жукалин Д.А., Тучин А.В., Голощанов Д.Л. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. С. 1.

МЕТОДИКА СИНХРОНИЗАЦИИ ИНФОРМАЦИОННОГО СИГНАЛА В ПЕРЕДАТЧИКЕ И ПРИЕМНИКЕ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ С РАЗЛИЧНОЙ СКОРОСТЬЮ

А.С. Караваев¹, Е.И. Боровкова²

¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

E-mail: karavaevas@gmail.com

Развитие устройств цифровой программируемой логики, их удешевление и широкое распространение привело к активному внедрению в микроконтроллерах, сигнальных процессорах и ПЛИС IP-блоков, предназначенных для скрытой передачи информации по проводным каналам связи. Наиболее распространены алгоритмы пакетного кодирования DES/AES-128 [1]. Однако пакетное кодирование требует передачи пакетов большого размера, что избыточно, например, при передаче команд управления.

Удачной альтернативой таких криптографических систем выглядят подходы, основанные на использовании хаотических генераторов с запаздывающей обратной связью (ГЗОС). ГЗОС, отличающиеся относительной простотой технической реализации, могут демонстрировать осцилляции высокой размерности, в том числе, хаотические и гиперхаотические. Ранее нами в радиофизических экспериментах были продемонстрированы возможности создания систем скрытой передачи, основанные на нелинейном подмешивании информационного сигнала к сигналу ГЗОС [2], модуляции параметров ГЗОС [3], использовании обобщенной синхронизации [4]. Такие системы обеспечивают кодирование и декодирование данных в реальном времени, не требуя формирования длинного пакета. Системы передачи на базе ГЗОС отличаются простотой технической реализации в цифровом виде на низких частотах и перспективны для построения систем передачи на СВЧ, построенных на аналоговых элементах.

Одним из вопросов, встающих при практической реализации систем скрытой хаотической передачи цифровых данных, является синхронизация данных, необходимая для распознавания пакета. Использование синхронных интерфейсов требует наличие отдельной физической линии синхронизации, что усложняет техническое устройство и снижает криптоустойчивость. Поэтому в данном исследовании, направленном на разработку методики передачи информации по проводному каналу связи, изучалась возможность асинхронной передачи цифровых данных без предварительного обмена служебной информацией (handshake).

Основной проблемой при передаче данных по асинхронным каналам является необходимость обеспечения самосинхронизации данных. В данном исследовании было предложено использовать модификацию протокола UART, предполагающего следующий формат пакета: стартовый бит 0, стартовый бит 1, 8 бит данных, передача логической 1 в режиме ожидания.

Таким образом, каждый пакет данных начинается с нулевого бита, обрамленного единичными битами, что дает возможность синхронизовать данные и оценить битрейт. Относительно короткая длина блока данных – 8 бит с одной

стороны снижает влияние неидентичности тактовых генераторов приемника и передатчика, с другой стороны является оптимальной при использовании 8-битных микроконтроллеров.

Экспериментальное исследование возможности организации передачи данных по такому асинхронному протоколу с распознаванием скорости передачи включало передачу 10000 случайно сформированных информационных байтов, при этом скорость передачи варьировалась при передаче каждого нового байта случайным образом от 10 кБод до 20 кБод с шагом 0.1 кБод. Для передачи данных использовались экспериментальные системы скрытой передачи, построенные на принципах нелинейного подмешивания, модуляции параметров хаотического ГЗОС и обобщенной хаотической синхронизации [2-4].

Работа предложенного способа передачи информационных пакетов включает обработку полученных из аналогового проводного канала информационных выборок приемником в соответствии с логикой работы соответствующей схемы скрытой передачи [2-4]. Для детекции стартовой последовательности пакета по разностному сигналу на выходе приемника в неперекрывающихся окнах, длительность которых соответствовала шагу изменения длины информационного бита ($1/0.1$ кБод), оценивалась дисперсия и сохранялась в кольцевом буфере, длина которого обеспечивает сохранение целого информационного пакета при минимальной скорости передачи. В отсутствии в канале передачи шумов и искажений при передаче логического нуля на выходе вычитателя приемника будет строгий 0, при передаче 1 – шумоподобный сигнал, дисперсия которого сравнима с дисперсией сигнала в канале связи. Далее рассчитывалась зависимость величины взаимной корреляции $C(\tau)$ сигнала дисперсии в кольцевом буфере с прямоугольным импульсом отрицательной полярности от ширины этого импульса – d и находился максимум корреляции $C_{\max}(\tau=\tau_0, d=d_0)$. При этом бодрейт определялся, как $1/d_0$, а положение стартовой последовательности очередного пакета – определялось, как τ_0 .

Проведенное исследование продемонстрировало возможность передачи данных в таком эксперименте без ошибок с использованием всех рассмотренных методов скрытой передачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-12-00324).

Библиографический список

1. Ferguson N. et al. // Selected Areas in Cryp. 2001. P. 103—111.
2. Ponomarenko V.I. et al. // Nonlinear Dynamics. 2013. Vol. 74. P. 1013–1020.
3. Караваев А.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 1. С. 3-11.
4. Кульминский Д.Д. и др. // Информационно-управляющие системы. 2016. № 2. С. 35–40.

МОБИЛЬНЫЕ РОБОТЫ, РЕАЛИЗУЮЩИЕ НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ПЕРЕДВИЖЕНИЯ

Ю.Л. Караваев^{1,2}, А.А. Килин², А.В. Борисов²

¹Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова

²Удмуртский государственный университет, Ижевск

E-mail: karavaev_yury@istu.ru

Доклад посвящен описанию теоретических и экспериментальных исследований мобильных роботов, проводимых в лаборатории "Нелинейного анализа и конструирования новых средств передвижения" Удмуртского государственного университета. Особенностью всех разрабатываемых мобильных роботов является то, что они реализуют новые принципы передвижения, что требует развития соответствующих теоретических моделей для описания их движения и управления. Наибольший интерес представляют сферические роботы, реализованные в различных конструкциях: с роторным движителем [1,2], с внутренней омникопесной платформой [3,4], и с комбинированным движителем [5,6]. К более традиционным мобильным роботам можно отнести омникопесные платформы [8]. Управление всеми указанными типами роботов построено на базе динамических моделей в неголономной постановке. Разработаны опытные образцы и проведены серии экспериментов, подтверждающие адекватность предложенных моделей.

Помимо наземных мобильных роботов, рассматривается также безвинтовой подводный робот, приводящийся в движение расположенными внутри него роторами [7].

Библиографический список

1. Borisov A.V., Kilin A.A., Mamaev I.S. // Regul. Chaotic Dyn. 2012. Vol. 17, Nos. 3-4. P. 258-272.
2. Borisov A.V., Kilin A.A., Mamaev I.S. // Regular and Chaotic Dynamics. 2013. Vol. 18, Nos. 1-2. P. 144 -158.
3. Караваев Ю.Л., Килин А.А. // Нелинейная динамика. 2015. Т. 11, № 1. С. 187-204.
4. Килин А.А., Караваев Ю.Л. // Нелинейная динамика. 2014. Т. 10, № 4. С. 497-511.
5. Килин А.А., Караваев Ю.Л. // Нелинейная динамика, 2015. Т. 11, № 4. С. 721-734
6. Иванова Т.Б., Пивоварова Е.Н. // Нелинейная динамика. 2013. Т. 9, № 3. С. 507-520.
7. Ветчанин Е.В., Караваев Ю.Л., Калинин А.А., Клековкин А.В., Пивоварова Е.Н. // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки, 2015. Т. 25, № 4. С. 544-553.
8. Borisov A.V., Kilin A.A., Mamaev I.S. // Regular and Chaotic Dynamics. 2015. Vol. 20, No 2. P. 153-172.

РАСЧЕТ НЕЛИНЕЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛБВ-УСИЛИТЕЛЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Т.А. Каретникова^{1,2}, А.Г. Рожнев², Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: karetnikovat@mail.ru

Миниатюрные электровакуумные усилители и генераторы терагерцевого диапазона частот в настоящий момент привлекают большое внимание. Ввиду того, что при уменьшении поперечных размеров прибора значительно возрастает плотность тока, значительный интерес представляют приборы с пространственно-развитыми замедляющими системами и электронными пучками. В частности, в ряде работ исследовалась лампа бегущей волны (ЛБВ) с ленточным электронным пучком и замедляющей системой в виде двух гребенок, помещенных в прямоугольный волновод и сдвинутых друг относительно друга на половину периода [1-2].

В работах [1-2] рассматривалась ЛБВ диапазона 0.2 ТГц. Были проведены холодные расчеты электродинамических параметров (замедление, сопротивление связи, затухание), а также расчеты усиления в режиме малого сигнала. Данная работа посвящена анализу нелинейных режимов усиления.

Моделирование проводилось на основе известных уравнений одномерной нелинейной теории ЛБВ [6,4] с учетом встречного излучения.

Размеры замедляющей системы (в мкм) приведены в Таблице. Они были выбраны исходя из холодных расчетов, представленных в [1,1].

Период структуры	500	Поперечная ширина структуры	850
Толщина штыря	100	Относительный сдвиг гребенок	250
Высота пролетного канала	200	Толщина пучка	100
Глубина ламели	300	Ширина пучка	750

На рис. 1а приведены амплитудные характеристики, т.е. зависимости выходной мощности от входной. Расчеты приведены при токе электронного пучка 100 мА, и напряжении 20 кВ, что соответствует синхронизму в центре полосы пропускания [1]. Длина системы 25 мм, т.е. 50 периодов замедляющей системы. Видно, что при увеличении длины 3С, мощность, при которой наступает насыщение, значительно уменьшается (1 Вт при длине системы 40 мм). Однако при увеличении длины системы могут возникнуть проблемы с транспортировкой электронного пучка. На рис. 1б представлены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ), т.е. зависимости коэффициента усиления от частоты при различных значениях мощности входного сигнала. При малом входном сигнале АЧХ совпадает с полученной в [2] на основе программы, разработанной в [8]. С ростом входной мощности форма зависимости коэффициента усиления от частоты сохраняется, но из-за увеличения влияния нелинейных эффектов его величина уменьшается. Все расчеты были проведены с помощью программы [9].

В целом результаты расчетов показывают, что в рассматриваемом усилителе возможно достижение коэффициентов усиления порядка 10 дБ и полосы усиления около 50 ГГц при умеренной длине системы (50 периодов).

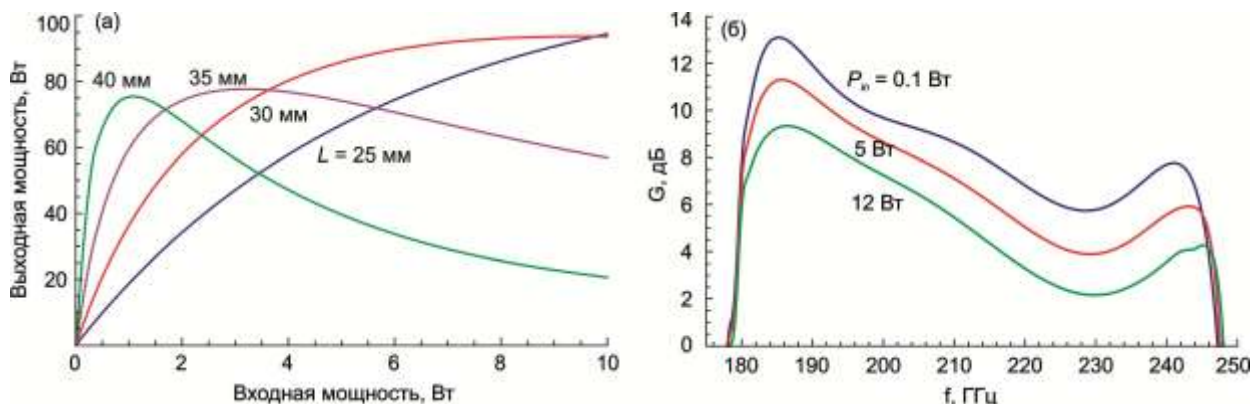


Рис. 1. Амплитудные характеристики ЛБВ при частоте входного сигнала 185 ГГц (а) и амплитудно-частотные характеристики (б) при различных значениях входной мощности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 14-02-00976-а, № 16-08-00450-а).

Библиографический список

1. Shin Y.-M., Baig A., Barnet L.R., Tsai W.-C., Luhmann N.C. // IEEE Trans. Electron Devices. 2012. Vol. 59, No. 1. P. 234.
2. Shi X. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42, No. 12. P. 3996-4003.
3. Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Каретникова Т.А., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Шалаев П.Д., Бурцев А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8-9. С. 601-613.
4. Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Григорьев Ю.А., Бурцев А.А., Шалаев П.Д. // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 1. С. 54-60.
5. Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Шалаев П.Д. // Сборник статей IV Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2015. Т. 1. С. 113-117.
6. Цейтлин М.Б., Кац А.М. Лампа с бегущей волной: Вопросы теории и расчета. М.: Сов. радио, 1964.
7. Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. радио. 1975.
8. Каретникова Т.А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 6. С. 148-159.
9. Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Sokolov et al. // Fifth IEEE Int. Vac. Electr. Conf. (IVEC2004). 2004. Monterey, USA. P.144-145.

ОСЦИЛЛЯТОР ВАН ДЕР ПОЛЯ С ДРОБНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ В ДИСКРЕТНОМ ВРЕМЕНИ

Ар.В. Карлов, В.В. Зайцев

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

E-mail: comphysics@samsu.ru

В теории нелинейных колебаний осциллятор Ван дер Поля (ВдП), как универсальная модель [1] множества автоколебательных систем различной физической природы, занимает одно из центральных мест. При этом под осциллятором ВдП подразумевается, в первую очередь, дифференциальное уравнение второго порядка с неполной кубической нелинейностью при первой производной. С учетом возросшего в последнее время интереса к исследованиям интегро-дифференциальных моделей дробного порядка [2] имеет смысл обобщение уравнения ВдП путем введения в него операции дробного дифференцирования.

В качестве дифференциальной модели дробного осциллятора ВдП примем уравнение [3]

$$D_t^2 x(t) + \frac{1}{Q} D_t^1 x(t) + \frac{1}{Q^2} x(t) = \frac{1}{Q^2} (1 - x^2(t)) D_t^{\alpha} (x(t)), \quad (1)$$

где Ω_0 и Q – собственная частота и добротность резонансного контура, α – безразмерный параметр глубины положительной обратной связи. В записи уравнения (1) использованы обозначения D_t^1 и D_t^2 для классических производных и D_t^{α} для левосторонней производной Лиувилля порядка $0 < \alpha \leq 1$. Дина-

мика дробного осциллятора ВдП исследована в [3] на основе приближенных аналитических и численных решений уравнения (1).

При переходе к дискретному времени уравнение (1) преобразуется к интегральной форме и используется дискретизирующая последовательность из отсчетов функции Грина линейного дифференциального оператора в левой части (1). Результатом этих преобразований является разностное уравнение движения (дискретное отображение) дробного осциллятора ВдП:

$$x_n - \frac{2}{Q} \cos(2\Omega_0) x_{n-1} + \frac{1}{Q^2} x_{n-2} = \frac{2}{Q^2} (1 - x_{n-1}^2) \left(\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) x_{n-1} + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) x_{n-2} \right), \quad (2)$$

где $\alpha = \exp(-\alpha \Omega_0 / Q)$, $\Omega_0 = \Omega_0 / Q$ – собственная частота контура, норми-

рованная на частоту дискретизации, и $\alpha = \alpha / 2$.

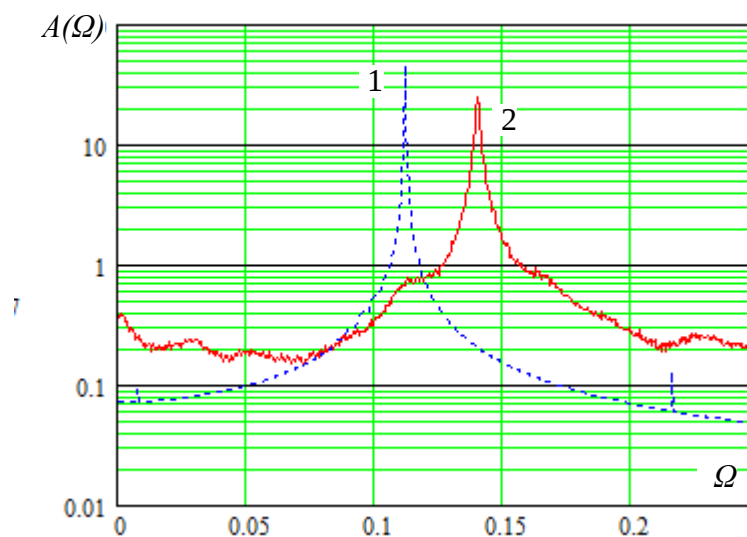
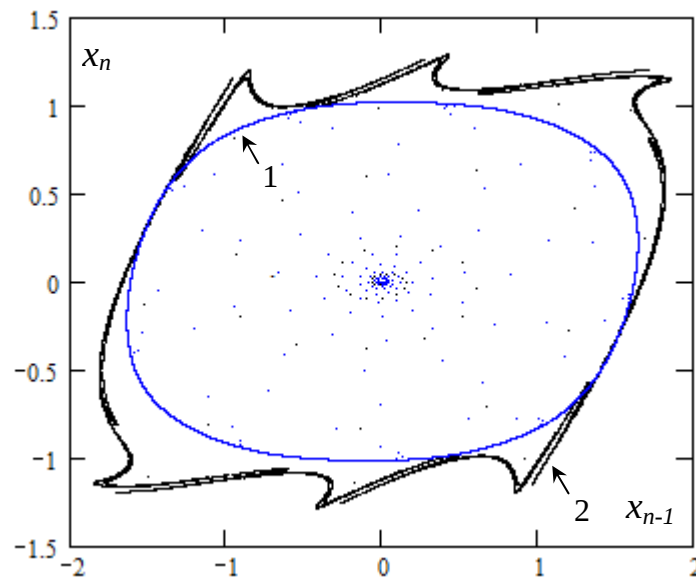
Рекурсивный алгоритм (2) позволяет генерировать в дискретном времени автоколебания со свойствами процессов, происходящих в осцилляторе (1), тем самым вводя в рассмотрение новый объект нелинейной динамики с дискретным временем.

Дискретная автоколебательная система (2) демонстрирует как регулярную, так и хаотическую динамику. На рис. 1 показаны аттракторы автоколебаний осциллятора с

дробностью $\gamma = 1/2$ и параметрами $\Omega_0 = 0.1$, $Q = 15$: линия 1 отвечает уровню возбуждения $\beta = 0.32$ (порог самовозбуждения $\beta = 0.094$), а линия 2 – уровню $\beta = 0.67$. Соответствующие амплитудные спектры представлены на рис. 2.

Рис. 1. Аттракторы регулярных и хаотических автоколебаний

Рис. 2. Амплитудные спектры регулярных и хаотических автоколебаний



Уширенная спектральная линия со сплошным амплитудно-частотным пьедесталом является одним из эвристических признаков хаотизации автоколебаний. Множество 2 на рис. 3 – хаотический аттрактор.

Библиографический список

1. Кузнецов А.П., Селиверстова Е.С., Трубецков Д.И., Тюрюкина Л.В. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. № 4. С. 3.
2. Тарасов В.Е. Модели теоретической физики с интегро-дифференцированием дробного порядка. М.–Ижевск: Ижевский институт компьютерных исследований, 2011. 568 с.
3. Зайцев В.В., Карлов Ар.В. // Радиотехника. 2015. № 4. С. 38.

ХАОТИЧЕСКИЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ В ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ ГДГ

А.В. Карлов¹, Э.Ю. Федюнин²

¹Акционерное общество «Ракетно-космический центр «Прогресс», Самара

²Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королева

E-mail: comphysics@samsu.ru

Генераторы на диодах Ганна (ГДГ) широко распространены в качестве источников СВЧ колебаний для радиоустройств различного назначения [1, 2]. При этом используются весь набор режимов диода – от пролетного доменного до режима ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ). В настоящем сообщении методом математического моделирования исследуется влияние инерционности цепи смещения диода на генерацию автоколебаний в режиме ОНОЗ.

Математическая модель ГДГ в форме дифференциальных уравнений движения построена на основе эквивалентной схемы, представленной на рис. 1.

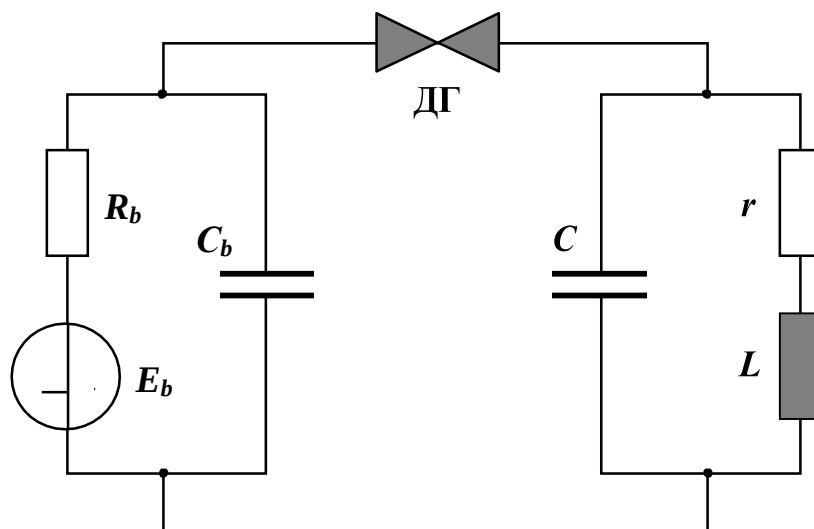


Рис. 1. Эквивалентная схема ГДГ

После дискретизации времени, предложенным в [3] осцилляторным методом, уравнения принимают вид

$$U_n - 2\sqrt{P}\cos(2\sqrt{P}\Omega_0)U_{n-1} + \sqrt{P}^2U_{n-2} = -2\sqrt{P}\Omega_0\sqrt{P}\sin(2\sqrt{P}\Omega_0)V'(V_{n-1} - U_{n-1})\dot{U}_{n-1}, \quad (1)$$

$$V_n = \sqrt{P}U_{n-1} + (1 - \sqrt{P})(E_b - \sqrt{P}V(V_{n-1} - U_{n-1})). \quad (2)$$

Здесь Ω_0 – нормированная на частоту дискретизации собственная частота резонатора с добротностью Q и характеристическим сопротивлением Z_0 , Ω_b – нормированная частота среза R_bC_b -цепи смещения; $\sqrt{P} = \exp(-\sqrt{P}\Omega_0/Q)$, $\sqrt{P} = \exp(-2\sqrt{P}\Omega_b)$, $\sqrt{P} = R_b/Z_0$, $\sqrt{P}$ – параметр глубины положительной обратной связи. Нелинейные функции в правых частях (1) и (2) содержат аппроксимации нормированных характеристики скорости – поле и дифференциальной подвижности горячих электронов в $n - GaAs$:

$$v(E) = \frac{\beta E + E^4}{1 + E^4}, \quad v'(E) = \frac{\beta + 4E^3 - \frac{\beta}{3\beta} E^4}{(1 + E^4)^2}.$$

Параметр β в дальнейшем считается равным $\beta = 3.13$.

Для аппроксимации временной производной в (1) используются левые разности:

$$\dot{U}_{n-1} = \frac{3U_{n-1} - 4U_{n-2} + U_{n-3}}{4\beta\Omega_0}.$$

В ряде областей значений параметров система (1) – (2) демонстрирует режимы генерации динамического хаоса. Для примера на рис. 2 приведены проекции на плоскости $(U, \dot{U})$ и (U, V) аттрактора автоколебаний в системе с параметрами $\beta = 1.05$, $\Omega_0 = 0.051$, $Q = 20$, $\Omega_b = 0.01$, $E_b = 1.25$ и $\beta = 0.1$.

β

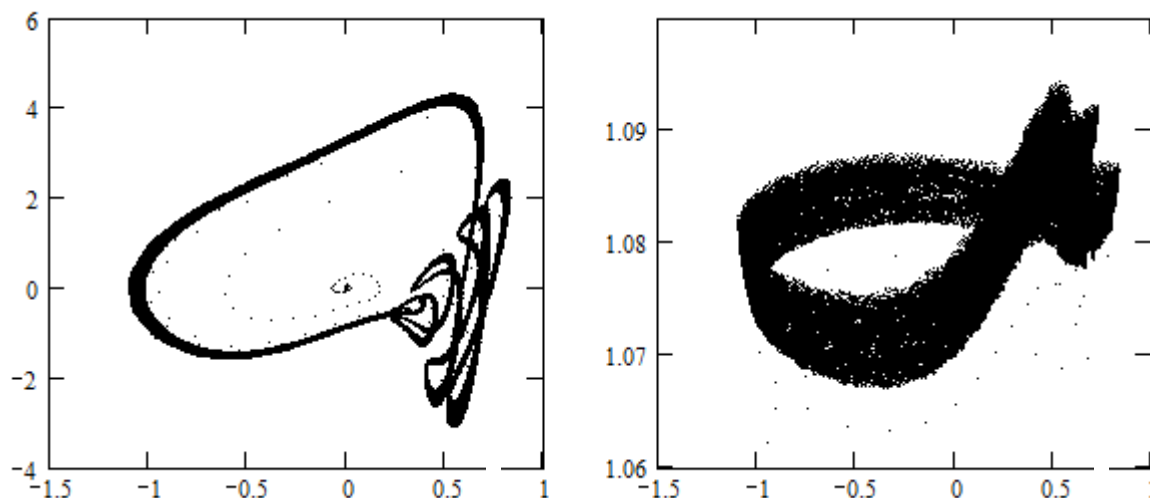


Рис. 2. Фазовый портрет хаотических автоколебаний

В рассматриваемом случае эвристическими признаками генерации хаотических автоколебаний являются сплошной амплитудный спектр дискретного сигнала U_n и дробная корреляционная размерность аттрактора на плоскости $(U, \dot{U})$.

Библиографический список

1. Каганов В.И. СВЧ полупроводниковые радиопередатчики. М.: Радио и связь, 1981. 400 с.
2. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В. Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов: Изд. Сарат. ун-та, 2003. 312 с.
3. Зайцев В.В., Карлов Ар.В. // Радиотехника. 2016. № 4. С. 105.

**ВЧ МАГНЕТРОННОЕ НАПЫЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ
МУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ZnS-SiO₂
О.А. Касаткина¹, Р.М. Закирова¹, П.Н. Крылов¹, И.В. Федотова¹,
И.Н. Шабанова^{1,2}**

¹Удмуртский государственный университет

²Физико-технический институт Уральского отделения РАН, Ижевск
E-mail: fft@udsu.ru

Глубокое понимание физических процессов, протекающих в наногетероструктурах, требуется для дальнейшей миниатюризации полупроводниковых приборов [1]. Полупроводниковые наночастицы, заключенные в прозрачную диэлектрическую матрицу, могут обладать более высокими люминесцентными свойствами. Добавление SiO₂ к ZnS очень эффективно уменьшает степень кристалличности и размеры зерен сульфида цинка [2].

В настоящей работе проводилось исследование свойств мультислойных структур ZnS-SiO₂, полученных методом высокочастотного магнетронного напыления на подложки кварцевого стекла и сколы NaCl. Исследовано влияние отжига в вакууме при температуре 400 °С на стабильность их свойств.

Мультислойные структуры представляли собой чередующиеся слои ZnS-SiO₂, где толщина SiO₂ была постоянной – 11.2 Å, а толщина ZnS менялась от 12 до 31.2 Å. Количество слоев поддерживалось таким образом, чтобы суммарная толщина структур составляла примерно 0,4 мкм.

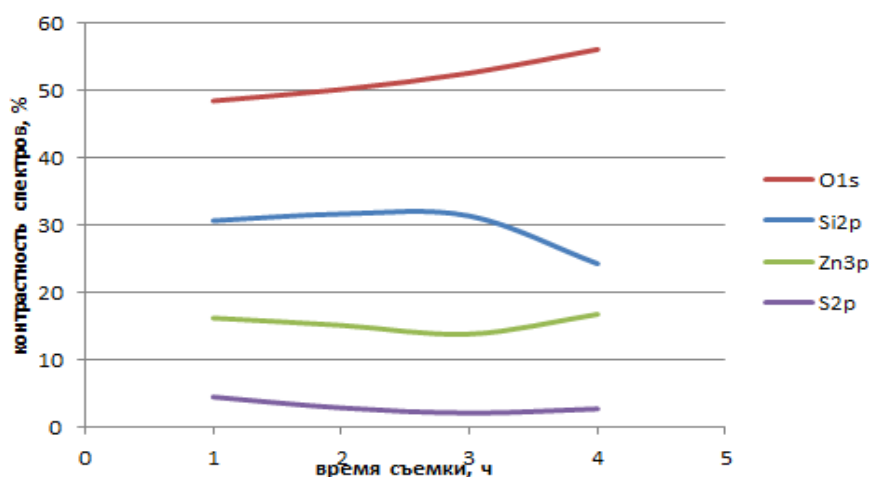
Процесс формирования осуществлялся на модернизированной установке ВЧ магнетронного напыления Катод [3]. Предельный вакуум в камере составлял ~ 3*10⁻³ Па, рабочее давление при нанесении пленок в камере 2*10⁻¹ Па; Температура подложкодержателя поддерживалась ~ 150 °С. На ВЧ генераторе устанавливалась мощность: для распыления мишени SiO₂ – 300 Вт, 200 Вт – для распыления мишени ZnS.

Измерения толщины структур показали, что модернизация установки обеспечивает получение пленок с заданными толщинами. Рентгеноэлектронная спектrophотометрия (РФЭС) подтвердила, что технология обеспечивает чистоту пленок: в составе пленок примесей не обнаружено.

Согласно результатам рентгенофазового анализа нанокompозитные пленки ZnS-SiO₂ являются рентгеноаморфными. Данные результаты коррелируют с результатами, полученными методом просвечивающей электронной микроскопии: на электронограммах присутствуют дифракционные гало.

Спектры пропускания мультислойных структур имеют осциллирующий характер, связанный с интерференционными явлениями. По методике [4] определены зависимости показателя преломления $n(\lambda)$, коэффициенты поглощения $\alpha(\lambda)$, ширина запрещенной зоны исследуемых пленок. С увеличением толщины слоев сульфида цинка показатель преломления пленок увеличивается, меняется и ширина запрещенной зоны.

На рис. представлена зависимость контрастности РФЭС спектров от времени выдержки в вакууме при температуре 400 °С.



Зависимость контрастности РФЭС спектров от времени выдержки в вакууме при температуре 400°C

Нагрев образца до 400°C приводит к изменению приповерхностной области ZnS и SiO₂: уменьшается содержание кислорода, адсорбированного на поверхности образца (энергия связи 535 эВ). Интенсивность пика, ответственного за содержание связанного кислорода, увеличивается (энергия связи 533 эВ). Меняется содержание всех элементов.

При комнатной температуре на поверхности образца наблюдаются химические связи: ZnS_{1/2} и ZnS_{3/2}, энергия связи ZnS_{1/2} = 92 эВ, ZnS_{3/2} = 89 эВ. После выдержки при температуре 400°C наблюдается появление пика, показывающего наличие несвязанного цинка (энергия связи 86 эВ).

Отжиг приводит не только к перераспределению элементов в мультислойных структурах, но и к уменьшению показателя преломления, увеличению ширины запрещенной зоны и к незначительному уменьшению толщины.

Библиографический список

1. *Сергеев В.О.* Электронные явления в полупроводниковых наноструктурированных материалах, насыщенных водородом. Дисс. к. ф.-м. н.. Орел. 2014.
2. *Корсаков В.Г., Сычев М.М., Бахметьев В.В.* // Конденсированные среды и межфазные границы. 2012. Т. 14, № 1. С. 41.
3. *Алалыкин С.С., Закирова Р.М., Кобзиев В.Ф., Крылов П.Н., Федотова И.В.* // Химическая физика и мезоскопия. 2015. Т. 17, № 3. С. 360.
4. *Брус В.В., Ковалюк З.Д., Марьянчук П.Д.* // ЖТФ. 2012. Т. 82, № 8. С. 10.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА СЖАТОГО МУЛЬТИГРАФЕНА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ю.В. Каспер, А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет

E-mail: a.tuchin@bk.ru, me144@phys.vsu.ru

Исследование электронной структуры многослойных графеновых структур является современным этапом развития физики полупроводников. Сочетание высокой подвижности электронов и дырок, теплопроводности, термодинамической стабильности и жесткости определяют интерес ученых со всего мира к теоретическому и экспериментальному исследованию мультиграфена [1]. Существенным преимуществом МГ над графеном является появление ненулевой ширины запрещенной зоны при приложении внешнего электрического слоя перпендикулярно слоям и простота получения. Мультиграфен является слоистым материалом, однако, в настоящее время не достаточно изучено влияние внешнего давления на его свойства и структуру.

Поэтому актуальной задачей является изучение мультиграфена при наличии внешнего воздействия, как электрического поля, так и давления. Такие исследования очень важны для практического применения, ведь они направлены на разработку новых устройств наноэлектроники. Целью работы является исследование влияния электрического поля на свойства и перестройку электронной структуры мультиграфена при одноосном сжатии внешним давлением 0-50 ГПа (типичного значения при экспериментальных исследованиях барических зависимостей электросопротивления графита, углеродных нанотрубок и фуллеренов).

Исследование электронной структуры МГ проводилось методом теории функционала электронной плотности (DFT) в приближении локальной спиновой плотности (LSDA). Расчеты проводились в Суперкомпьютерном центре Воронежского государственного университета с использованием программного комплекса Gaussian09. Начальные геометрии МГ представляли собой слои графена с упаковкой АВАВА (α -графит) и межслоевым расстоянием $r_{sh} = c/2 = 3.35 \text{ \AA}$ (c -параметр решетки графита). Далее проводилась оптимизация геометрии, рассчитывались межплоскостные расстояния и ширина запрещенной зоны.

Для определения воздействия одноосного сжатия на структуру двух- и трехслойного МГ в оптимизированной структуре уменьшалось расстояние между граничными слоями с фиксированным шагом h . По изменению полной энергии определялись силы F , действующие между слоями. Давление P , необходимое для смещения слоев, рассчитывалось как $P = F / S$, где S – удвоенная площадь поверхности элементарной ячейки графена.

Зависимость усредненных межслоевых расстояний в МГ хорошо описывается уравнением (1), максимальное отклонение составляет $0.01 \text{ \AA}$ при $n=3$.

$$r_{sh} = \frac{c}{2} + k \left(\frac{2}{n^2} + \frac{1}{n} \right) + a, \quad (1)$$

где $c/2 = 3.35 \text{ \AA}$, $k = 0.16 \text{ \AA}$, $a = 0.1 \text{ \AA}$.

В интервале $n=2-6$ межслоевое расстояние уменьшается с $3.61 \text{ \AA}$ до $3.49 \text{ \AA}$,

что на 7.8% и 4.2% больше, чем в графите. В работе Yoo et al. [2] экспериментально методом просвечивающей микроскопии определил $\overline{r_{sh}}=3.650\text{\AA}$ для МГ, полученного механическим отщеплением от графитовой подложки. В работе Агринской Н.В. [3] усредненное межплоскостное расстояние восьмислойного МГ $\overline{r_{sh}}=3.39\pm0.02\text{\AA}$, что на 1.9-3.1% меньше рассчитанного по формуле (1) значения $\overline{r_{sh}}=3.475\text{\AA}$.

По результатам исследования перераспределения электронной плотности граничных орбиталей сжатого мультиграфена предложена модель проводимости МГ, в соответствии с которой в МГ, подверженному одноосному сжатию, между слоями возникает дополнительное электростатическое взаимодействие. В результате сближения слоев орбитали деформируются, вероятность нахождения электронов на внешних границах слоев растет.

Обнаружено усиление полевой модуляции ширины запрещенной зоны в сжатом мультиграфене. Из полученных результатов следует, что в сжатом МГ полевые эффекты проявляются сильнее, например, в поле напряженностью 0.25 В/нм при давлении 50 ГПа полевое изменение ширины запрещенной зоны в 5 раз больше, чем при напряженности поля $E=0.05\text{ В/нм}$.

Библиографический список

1. Liu Y., et al. // Nanoscale Research Letters. 2013. Т. 8. Р. 335.
2. Yoo E.J., Kim J., Zhou H.-Sh. et al. // Nano Lett. 2008. Т. 8. Р. 8.
3. Агринская Н.В. и др. // ФТП. 2013. Т. 47, № 2. С. 267-273.

АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ КОНКУРИРУЮЩИХ СЛОЕВ МНОГОСЛОЙНОЙ АДАПТИВНОЙ СЕТИ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Д.В. Кирсанов, В.О. Недайвозов, В.В. Макаров, А.Е. Храмов

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: redstonehound@gmail.com

Изучение обратной связи между эволюцией структуры и динамикой адаптивных сетей является ключом к пониманию множества процессов, происходящих как на макроуровне — в сетях городов и популяций [1] и социальных системах [2,3], так и на микроуровне — в биологических сетях [4], и нейронных ансамблях [5]. В свою очередь, выявление принципов взаимодействия между отдельными адаптивными сетями, таких, как кооперация и конкуренция, представляется важной задачей, исследование которой позволит получить более целостное представление о процессах, протекающих в реальных системах [6].

В качестве такой системы, состоящей из взаимодействующих подсетей, может быть рассмотрена многослойная сеть (multiplex network) [7] динамических элементов, слои которой содержат идентичный набор узлов, но имеют различную топологию связей. В настоящей работе исследуется структура и динамика многослойной адаптивной сети фазовых осцилляторов, структура слоев которой имеет обратную связь с динамикой элементов и эволюционирует согласно принципам аддитивности [3] и гомеостаза [8]. Взаимодействие между слоями исследуемой модели происходит по принципам конкуренции, приводящей к динамическому перераспределению связей внутри каждого слоя.

Исследуемая система состоит из двух слоев, каждый из которых содержит $N=300$ узлов, динамика которых описывается с помощью известной модели Курамото [9], являющейся признанным инструментом исследования всевозможных форм коллективной динамики. Динамическое состояние i -го узла, принадлежащего слою l , определяется соотношением

$$\dot{\varphi}_i = \varphi_i + \sum_{j=1}^N w_{ij} \sin(\varphi_i - \varphi_j) \quad (1)$$

где φ_i — заданные случайным образом натуральные частоты в диапазоне $[-\varphi_1; \varphi_2]$, $w_{ij} = \lambda \varphi_i \varphi_j$ — вес связи соединяющей узлы j и i в пределах слоя l , λ — сила

связи. Изначально фазы взаимодействующих элементов заданы случайно в диапазоне $[-\varphi_1; \varphi_2]$ на каждом слое. Веса связей также заданы случайно в пределах $[-\varphi_1; \varphi_2]$

каждого слоя, кроме того, выполняется соотношение

$$\sum_{j \neq i} w_{ij}^l = 1 \quad (2)$$

означающее постоянство и идентичность суммарной входящей связи каждого элемента внутри слоя с течением времени, что отражает свойство гомеостазиса в исследуемой системе. Вес связи, соединяющей узлы i и j , принадлежащих слою l , изменяется согласно следующему закону

$$\dot{p}_{ij}^l = p_{ij}^l - \left(\sum_{k \in N_i^l} p_{ik}^l \right) w_{ij} - \left(\sum_{k \neq l} p_{ij}^k \right) w_{ij} \quad (3)$$

где величина p_{ij}^l , зависящая от времени, определяется соотношением

$$p_{ij}^l = \frac{1}{T} \left| \int_{-\infty}^t e^{\left(\frac{t-T}{T} \right)} e^{(i[\phi_i(t') - \phi_j(t')])} dt' \right| \quad (4)$$

и является мерой синхронизации между осцилляторами i и j на слое l за характеристическое время адаптации T . Таким образом, большие значения p_{ij} приводят к увеличению веса связи между соответствующими элементами. Совместно с величиной p_{ij} , второе слагаемое уравнения (3) описывает адаптивное взаимодействие между элементами внутри слоев [8], тогда как третье представляет собой конкуренцию слоев за оптимальную топологию.

С помощью разработанной модели была численно рассчитана динамика процессов конкуренции и синхронизации в многослойной сети осцилляторов при изменении управляющих параметров — времени адаптации, T , между элементами и силы связи, λ . Обнаружено, что режимы глобальной синхронной динамики характеризуются возникновением идентичной топологии взаимодействующих слоев и однородным распределением связей внутри каждого слоя. При этом режимы частичной синхронизации и кластерной синхронизации приводят к появлению внутри слоев топологий, характеризующихся свойством свободного масштабирования и уникальных для каждого слоя. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что развитие математических моделей динамических сетей на основе принципов, реализующихся в реальных системах, таких как гомеостазис и конкуренция, дают возможность получить структуры сети, близкие к существующим в природе, и лучше понять принципы такой коллективной организации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-02-00624).

Библиографический список

1. Onnela J.P., Saramäki J., Hyvönen J.A. et al. // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2007. Vol. 104. P. 7332.
2. Stehlé J., Voirin N., Barrat A. et al. // Phys. Rev. E. 2010. Vol. 81, № 3. P. 035101.
3. McPherson M., Smith-Lovin L., M Cook J. // Ann. Rev. Sociol. 2001. Vol. 27. P. 415.
4. Valencia M., Pastor M.A., Fernandez-Seara V.A. // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 77, № 5. P. 050905.
5. Ulhaas P.J. // Frontiers Neurosc. 2009. Vol. 3. P. 17.
6. Van Ooyen A. // Computation in Neural Systems. 2001. Vol. 12. P. R1.
7. Makarov V.V., Koronovskii A.A., Maksimenko V.A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2016. Vol. 84. P. 23.
8. Gutiérrez R., Amann A., Assenza S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 234103

ВЛИЯНИЕ ТИПА ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПОДЛОЖКИ И ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕЙ НА АДСОРБЦИЮ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МОЛЕКУЛ

А.В. Козловский, С.В. Стецюра

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kozlowsky@bk.ru

Метод последовательной адсорбции заряженных полиэлектrolитных слоев из раствора на твердую подложку был впервые описан в работах Дехера и Илера [1, 2], и в настоящее время получил широкое распространение благодаря возможности создания стабильных полимерных покрытий и микрокапсул с различными электрофизическими и оптическими свойствами.

Ранее нами в работах [3-5] было экспериментально изучено влияние освещения кремниевой подложки на адсорбцию монослоя катионного полиэлектrolита полиэтиленimina (ПЭИ), при этом все наблюдаемые изменения параметров покрытия (шероховатость, толщина, плотность молекул) не зависели от типа проводимости кремниевой пластины.

Однако влияние освещения полупроводниковой подложки при создании на ее поверхности мультислойного (в том числе бислойного) покрытия ранее не изучалось и, поскольку механизмы влияния параметров полупроводника на адсорбцию полиэлектrolита до сих пор полностью не выяснены, то нанесение последующего полианионного слоя поверх поликатионного с использованием указанного метода предположительно может привести к нетривиальному результату.

В связи с этим, целью данной работы было изучение влияния освещения из области поглощения кремния на адсорбцию полианионного электrolита на поверхность структур, созданных на основе полупроводников разных типов проводимости и имеющих монослойные покрытия из катионных молекул: p-Si/SiO₂/ПЭИ и n-Si/SiO₂/ПЭИ

Для проведения эксперимента использовали пластины монокристаллического кремния кристаллографической ориентации (100) с электронным ($\rho \sim 4$ Ом·см) и дырочным ($\rho \sim 10$ Ом·см) типом проводимости. Пластины скрайбировали на одинаковые по площади куски, после чего кипятили в перекисно-аммиачном растворе (соотношение NH₄OH/H₂O₂/H₂O=1/1/4) и промывали в деионизованной воде. В результате такой обработки на поверхности Si «обновляется» естественный слой окисла, а сама поверхность становится отрицательно заряженной в деионизованной воде из-за закрепления на ней OH-групп. В качестве полианионного электrolита использовали глюкозооксидазу (GOx, тип X-S от фирмы SigmaAldrich). После проведения адсорбции, пластины промывались в деионизованной воде и сушились в потоке сухого воздуха. После каждого нанесенного монослоя методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) на зондовой станции NTEGRA Spectra (НТ-МДТ, г. Зеленоград) проводилось измерение морфологии поверхности. Использовали кантилевер HA_NC/Pt. По АСМ-изображениям (Рис. 1) определялось среднее значение количества адсорбированных молекул GOx, исходя из известных параметров молекулы GOx

(6,0 нм×5,2 нм×7,7 нм), а также с учетом ограничений метода измерения [4, 5].

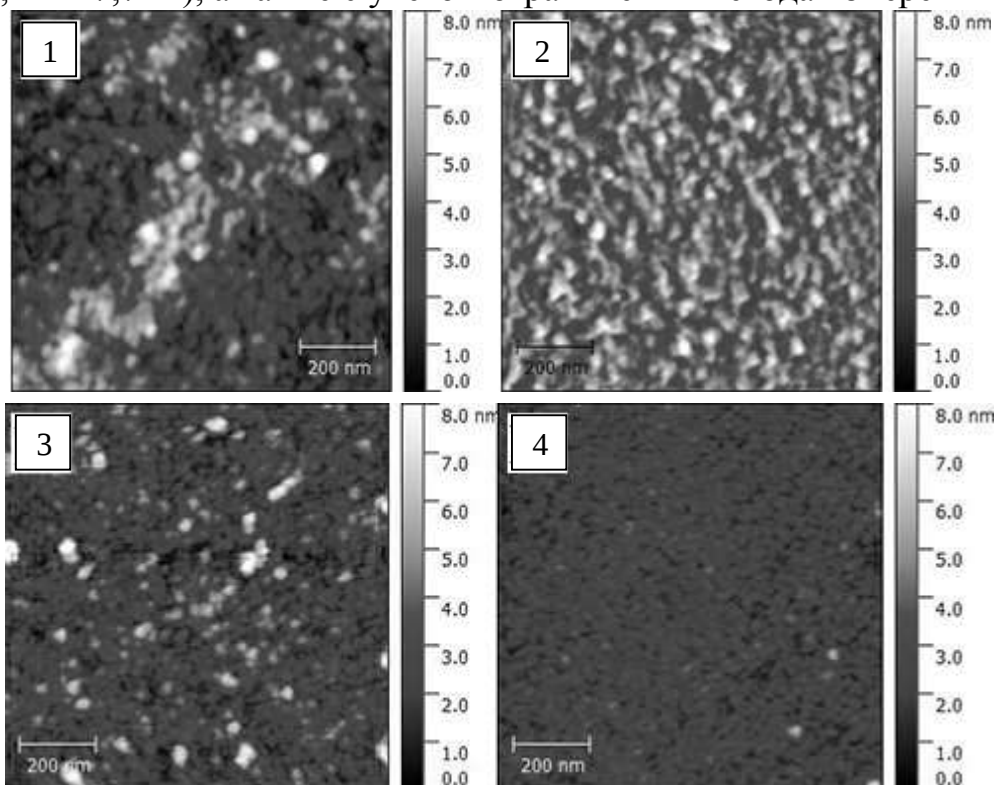


Рис. 1. АСМ-изображения поверхностей *n*-Si (верхняя строка) и *p*-Si (нижняя строка) после нанесения слоя молекул GOx в темноте (1, 3) и при освещении пластины кремния со стороны раствора белым светом (22000 лк) во время нанесения GOx (2, 4)

Показано, что освещение при нанесении молекул GOx на поверхность *p*-Si приводит к уменьшению поверхностной концентрации молекул фермента по сравнению с темновой адсорбцией с 45 шт/мкм² до 4 шт/мкм², а на поверхность *n*-Si – к увеличению с 60 шт/мкм² до 253 шт/мкм².

По результатам экспериментальных исследований создана предварительная модель, описывающая фотоэлектронные процессы в гибридной структуре на основе Si при адсорбции на его поверхность бислойных полиэлектролитных покрытий в зависимости от типа проводимости подложки.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00524_a)

Библиографический список

1. Decher G. // Science. 1997. Vol. 277. P. 1232.
2. Iler R.K. // J. Colloid Interface Sci. 1966. Vol. 21. P. 569.
3. Стецюра С.В., Козловский А.В., Маляр И.В. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 4. С. 24.
4. Malyar I.V., Gorin D.A., Santer S., Stetsyura S.V. // Langmuir. 2013. Vol. 29(52). P. 16058.
5. Маляр И.В., Santer S., Стецюра С.В. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 14. С. 69.
6. Aue' J., J. De Hosson Th. M. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. P. 1347–1349.
7. Makky A., Viel P., Chen S. et al. // J. Mol. Recognit. 2013. Vol. 26. P. 521–531.

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОЛИМЕРНОГО СЛОЯ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ ОСВЕЩЕНИЯ ПРИ ЕГО АДСОРБЦИИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВУЮ ПОДЛОЖКУ

А.В. Козловский, С.В. Стецюра

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kozlowsky@bk.ru

В работе описаны технология и свойства гибридных структур «полупроводник – ультратонкое органическое покрытие». Органическое покрытие на полупроводниковой подложке широко используется для пассивации электронных ловушек [1] в фотовольтаике, а также в качестве буферного и сенсорного слоев при изготовлении биодатчиков. В последние годы для создания таких покрытий с заданными свойствами получил широкое распространение метод послойной адсорбции заряженных полиэлектролитных молекул из раствора (*Layer-by-layer technique*, далее LbL).

Ранее [2, 3] было показано, что при использовании монокристаллического кремния в качестве подложки и освещения её светом из диапазона длин волн, соответствующего области собственного поглощения Si во время адсорбции на подложку молекул катионного полиэлектролита происходит снижение шероховатости итогового органического покрытия, его интегральной толщины, а также плотности электрически активных состояний на границе Si/SiO₂ и SiO₂/полиэлектролит. Причем, уменьшение толщины и шероховатости наблюдалось независимо от типа проводимости Si. Наблюдаемое явление вызвано изменением конформации адсорбированных молекул полиэлектролита, имевших в растворе положительный заряд. Изменение конформации, в свою очередь, определяется электростатическим взаимодействием молекул полиэлектролита и Si. При освещении Si происходит генерация электронно-дырочных пар, которые разделяются областью пространственного заряда (ОПЗ). Когда освещаемая пластина находится в растворе катионного полиэлектролита, то наличие положительно заряженных молекул вблизи поверхности полупроводника приводит к дрейфу генерируемых светом электронов к границе раздела Si/SiO₂ и дальнейшему их туннелированию либо захвату на акцепторные уровни в туннельно тонком слое оксида на поверхности Si. Это приводит к усилению электростатического взаимодействия между молекулами полиэлектролита и подложкой Si. При этом на границах раздела Si/SiO₂ и SiO₂/полиэлектролит наблюдается уменьшение плотности активных поверхностных электронных состояний.

Поскольку Si, как любой полупроводник, по-разному реагирует на облучение квантами разной энергии, причем разные длины волн поглощаются на разной глубине и, тем самым, неодинаково влияют на изменение поверхностного потенциала и проводимости подложки, то можно ожидать существенную зависимость эффекта фотостимулированной адсорбции от длин волн и интенсивности облучения. В связи с этим, целью работы являлось определение диапазона освещенностей и длин волн, при которых эффект фотостимулированной адсорбции проявляется максимально.

Был проведен теоретический расчет изменения проводимости полупро-

водниковой подложки в зависимости от интенсивности и длины волны облучения. Результаты сопоставлялись с теоретическими результатами влияния поверхностной плотности заряда подложки на конформацию молекул адсорбированного полиэлектролита. Экспериментальные исследования проводились с раствором поликатионного электролита полиэтиленimina (ПЭИ) и раствором полианионного электролита глюкозооксидазы (GOx). Варьирование уровня освещенности белым светом при адсорбции проводилось в диапазоне 0 – 35000 лк. Также проводилось облучение монохроматическим светом в изoэнергетическом и изоквантовом режимах на длинах волн из области поглощения Si–405нм, 532нм и 650 нм, что соответствует различным глубинам генерации неравновесных носителей заряда в Si.

После каждого нанесенного моноcлоя методами атомно-силовой и Кельвин-зондовой силовой микроскопии проводилось измерение морфологии и потенциала поверхности. По полученным значениям среднего поверхностного потенциала ϕ определяли его относительное изменение после нанесения cлоя GOx на поверхность структуры Si/SiO₂/ПЭИ при помощи cледующей формулы:

$$\Delta\phi = ((\phi_{\text{ПЭИ}} - \phi_{\text{GOx}}) / \phi_{\text{ПЭИ}}) \times 100\%.$$

Полученные значения $\Delta\phi$ для образцов с разными условиями нанесения GOx показаны на рис. 1.

Таким образом, с увеличением интенсивности освещения в процессе нанесения GOx в случае использования пластины *n*-Si происходит увеличение $\Delta\phi$ (но начиная с освещенности 22000 лк $\Delta\phi$ не меняется), а в случае *p*-Si – уменьшение (начиная с освещенности 11000 лк $\Delta\phi$ не меняется). Поскольку значение $\Delta\phi$ непосредственно связано с закреплением полиэлектролитных молекул на поверхности подложки, то эти результаты свидетельствуют об увеличении и уменьшении количества адсорбированных молекул GOx, соответственно. Изменение результатов адсорбции при изменении длины волны объяснены зависимостью от энергии поглощенного кванта света электронных процессов в объеме Si и на границе раздела Si/ПЭИ.

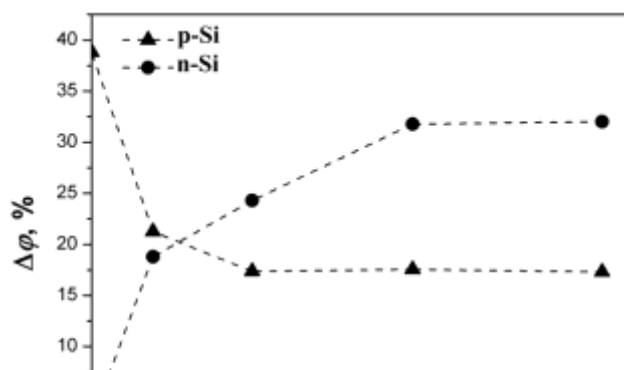


Рис. 1. Кривые изменения поверхностного потенциала после нанесения cлоя полианионного электролита от освещенности со стороны раствора пластины *p*-Si и *n*-Si

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00524_а)

Библиографический список

1. Стецюра С.В., Козловский А.В., Маляр И.В. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 4. С. 24.
2. Malyar I.V., Gorin D.A., Santer S., Stetsyura S.V. // Langmuir. 2013. Vol. 29(52). P. 16058.
3. Маляр И.В., Santer S., Стецюра С.В. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 14. С. 69.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ АТОМОВ УГЛЕРОДА

А.С. Колесникова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kolesnikova.88@mail.ru

В настоящее время пористые углеродные материалы широко используются в различных областях науки и техники. Эти структуры используются в качестве носителя катализатора материалов. Аморфные углеродные пленки были используются в пищевой промышленности для очистки жидкостей, в электронике в качестве элементной базы наноустройств, в энергетике в качестве материала для хранения водорода [1-4]. Пористые углеродные материалы привлекают большое внимание из-за их фундаментальных и технологических значений.

Среди большого разнообразия пористых структур наибольший интерес вызывают пористые углеродные структуры с плотностью 1.4 г/см^3 . Этот интерес обусловлен использованием данного пористого материала в эмиссионных устройствах нано- и микроэлектроники. В настоящее время свойства пористого углеродного материала плотностью 1.4 г/см^3 сформированного в процессе синтеза при температуре 4000К активно исследуются. Установлены коэффициент теплопроводности данного материала, модуль упругости в зависимости от величины давления, предел прочности при изгибе, зависимость работы выхода от температуры [5-7]. Однако ранее не проводилось исследования модуля Юнга пористой углеродной структуры с плотностью 1.4 г/см^3 , сформированной при различных температурах синтеза данной структуры.

В настоящее время одной из главных задач является расширения области применения пористых углеродных структур. Решить эту задачу можно путем детального изучения свойств данного материала.

Целью данной работы является исследование модуля Юнга пористого углеродного материала с плотностью 1.4 г/см^3 , сформированного при различных температурах синтеза. Методика моделирования пористого углеродного материала представлена в ряде работ [5,8]. Исследование процесса синтеза осуществлялось молекулярно-механическим методом с использованием энергетического потенциала Бреннора [9]. Температурный режим был смоделирован с помощью термостата Берендсена [10]. Для расчета модуля Юнга была использовалась методика, включающая следующие этапы.

1) Расчет полной энергии равновесной конфигурации углеродного стекло-видного композита с помощью эмпирического потенциала Бреннора [9];

2) Расчет изменения энергии наноструктуры при деформации, которая определяется в свою очередь тензором деформации. Для такого расчета использовалась следующая схема:

- минимизация полной энергии наноструктуры по координатам. Полученная оптимизированная геометрия соответствует недеформированному состоянию структуры, которое описывается тензором деформации, заданным единичной матрицей 3го порядка.

- расчет энергии деформированной структуры, определяемой тензором деформации

$$\underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

3) Для индексации упругих постоянных использовалась нотация Фойгта[11]. При расчете модуля Юнга используется две компоненты тензора деформации, располагающиеся на главной диагонали. Эти компоненты определяют плоскость, вдоль которой осуществляется деформация. Если в качестве компоненты тензора деформации выбирать, например, ε_{11} и ε_{22} , то упругие постоянные будут определяться следующим образом:

$$C_{11} = \frac{1}{V_0} \frac{\partial^2 E(\underline{\underline{E}})}{\partial \underline{\underline{E}}_1 \partial \underline{\underline{E}}_1} \quad (2)$$

$$C_{12} = \frac{1}{V_0} \frac{\partial^2 E(\underline{\underline{E}})}{\partial \underline{\underline{E}}_1 \partial \underline{\underline{E}}_2} \quad (3)$$

где V_0 — объём ячейки, $E(\varepsilon)$ — полная энергия структуры, определяемая тензором деформации. $\varepsilon_{ij}, \varepsilon_{kl}$ - компоненты матрицы тензора деформации. Дифференцирование в соответствии с описанной выше процедурой вычисления энергии осуществляется численно.

4) Расчет модуля Юнга с помощью упругих постоянных осуществляет по формуле [12]

$$E = \frac{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}{C_{11} + C_{12}}, \quad (4)$$

где E — модуль Юнга, C_{11}, C_{12} — упругие постоянные.

В работе установлено, что механические свойства пористого углеродного материала увеличиваются у пористых углеродных структурах, сформированных в процессе синтеза при более высоких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президентской стипендии 2016-2018 (проект № СП-2502.2016.1).

Библиографический список

1. Изжеуров Е. А., Угланов Д. А. // Литье и металлургия. 2011. Т. 4, № 63. С. 60.
2. Isobe T., Shimizu M. et. al. // J. of Asian Ceramic Soc. 2013. Vol. 1. Is. 1. P. 65.
3. Бухаров В.А., Ковалюк З.Д., Нетьяга В.В. и др. // Электрохим. энергетика. 2008. Т. 8, № 2. С. 111–114.
4. Шестеркин В.И. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 8, С. 788.
5. Suarez-Martinez I., Marks N. A. // Appl.Phys.Lett. 2011. Vol. 99, P. 033101.
6. Бурцев А.А. Матричные автоэмиссионные катоды из монокристаллических углеродных материалов для приборов вакуумной электроники - Дис. канд. тех. наук. Саратов, 2011. 126 с.
7. Zhao Z., Wang E.F., Yan H. et. al. // NatureCommunications. 2015. Vol. 6. P. 6212.
8. Godwin P.D., Horsfield A.P. // Phys. Rev. B. Vol. 54, N. 22. P. 15785.
9. Brenner D.W. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42, N. 15. P. 9458.
10. Berendsen H.J.C., Postma J.P.M., Van Gunsteren W.F. et al. // J. of Chemical Physics. 1984. Vol. 81, N. 8. P. 3684.
11. Кумтель Ч. Введение в физику твердого тела. М.:Наука. 1978. 792с.
12. Беринский И.Е. и др. Теоретическая механика. Упругие и тепловые свойства идеальных кристаллов. Учеб. пособие. 2009. 137 с.

QUANTUMWISE - ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Е.В. Кондратьева, О.Ю. Кондратьева, Д.В. Терин, Е.М. Ревзина

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: elka@sgu.ru

Отличительной особенностью нашего времени является расширение круга задач, при решении которых применяются компьютерное моделирование [1-3]. Особое внимание уделяется созданию новых перспективных наноструктурированных материалов и прогнозированию их свойств. На макроскопические параметры получаемых композитов оказывают влияние закономерности квантовой механики и размерные поверхностные эффекты [4]. Наиболее важные черты поведения и изменения свойств наноструктурированных композиционных материалов вызваны не конкретными факторами уменьшения размера частиц, элементов или структур, а принципиально новыми качественными явлениями, присущими наномасштабу (рис.1).

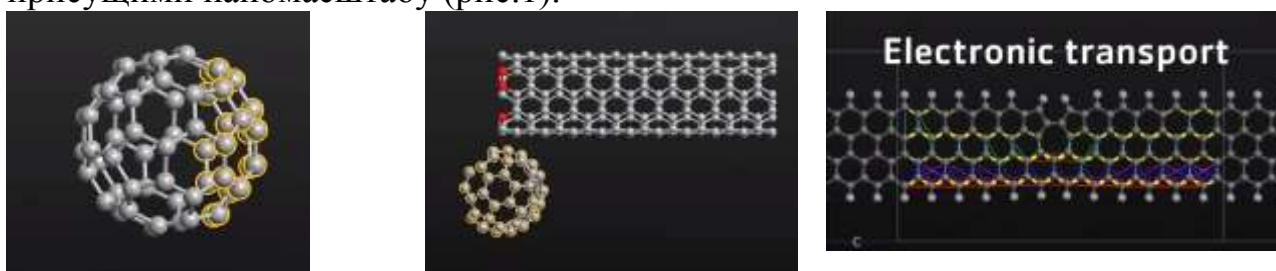


Рис.1 Топологические аспекты моделирования наноструктур

Большинство известных квантово-химических «конструкторов» используют обобщенный подход при поиске волновой функции молекулы, так как при этом реализуются две вычислительные процедуры (рис 2). Нахождение оптимальной волновой функции для фиксированной геометрии молекулы с помощью вариационного метода Рундта, а именно, поиск коэффициентов разложения молекулярных орбиталей путем решения уравнений Хартри-Фока-Рундта, в результате получают электронную волновую функцию и соответствующую ей электронную энергию.

Другая процедура заключается в оптимизации строения молекулы. Решение этих задач составляет основу алгоритма любого квантовохимического «конструктора». Следует отметить, что неудачный выбор коэффициентов разложения молекулярных орбиталей по выбранному базисному набору, приведет к увеличению времени моделирования вследствие более долгой сходимости итерационной процедуры, а также необоснованное задание исходного строения молекулы увеличивает число циклов оптимизации.

Расчет «из первых принципов» предполагает воспроизведение большинства молекулярных структур из нескольких атомов с замкнутыми электронными оболочками, вычисление силовых постоянных в колебательных спектрах молекул, барьеров внутреннего вращения, а также моделирование поляризационных эффектов для учета взаимодействия ионов и диполей, отражающих изменение

формы электронных орбиталей во внешнем электрическом поле (рис. 2). Поскольку указанный принцип является полуэмпирическим, то большая часть интегралов взаимодействия не вычисляется явно, а заменяется параметрами, значения которых определяются из экспериментальных данных или симулируются приближенными выражениями. В полной мере описываемый подход, нашел свое отражение в пакете Atomistix Toolkit/Virtual NanoLab. Основной областью применения Atomistix Toolkit является электрохимия поверхности, нанополупроводники, углеродные нанотрубки, материалы на основе графена, композиционные наноструктурированные материалы для молекулярной электроники.

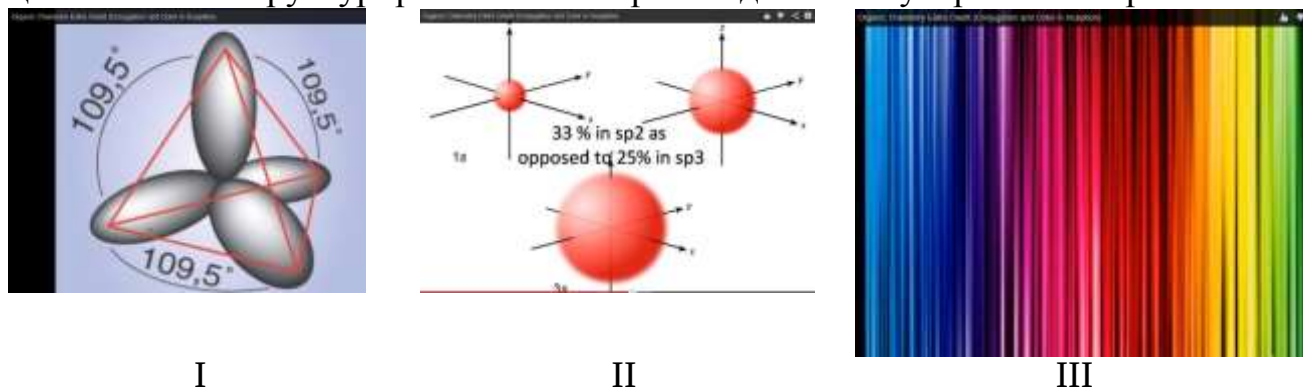


Рис.2 Этапы расчета «из первых принципов»

Таким образом, методологические аспекты использования исследовательского программного обеспечения при моделировании и прогнозировании поведения нанокomпозиционных материалов «из первых принципов» являются неотъемлемой частью процесса подготовки исследователей в области материаловедения и технологии новых материалов.

Библиографический список

1. Корчагин С.А., Терин Д.В., Кондратьева О.Ю. // Сб.: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами Саратов. 2015. С. 62-64.
2. Kondratyeva O.Y., Krylov S.N., Revzina E.M., Kondratyeva E.V. // Сб.: Наночастицы, наноструктурные покрытия и микроконтейнеры: технология, свойства, применения. Саратов. 2015. С. 33-36.
3. Revzina E.M., Terin D.V., Kardash M.M., Venig S.B., Kondratyeva O.Y. // Сб.: Наночастицы, наноструктурные покрытия и микроконтейнеры: технология, свойства, применения Саратов. 2015. С. 20-21.
4. Galushka V.V., Bilenko D.I., Terin D.V., Revzina E.M., Kondratyeva O.Yu., Kozhevnikov I.O. // BioNanoScience. 2015. Vol. 5, № 4. P. 227-232.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ МЕТОДА ПРИЧИННОСТИ ПО ГРЕЙНДЖЕРУ ПРИ ПОИСКЕ НАПРАВЛЕННОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ СИСТЕМАМИ, ОБЛАДАЮЩИМИ ОБЩЕЙ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ПОМЕХОЙ

М.В. Корнилов, И.В. Сысоев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kornilovmv@gmail.com

Поиск наличия и направления связи между системами на основе анализа их временных рядов является актуальной задачей во многих областях науки: в эконометрике, климатологии, нейронауке. Одним из подходов, направленных на решение данной задачи, является метод причинности по Грейнджеру [1]. Данный метод интересен тем, что для эффективного поиска наличия направленной связи от прогностической модели метода не требуется качественно воспроизводить динамику исследуемого объекта [2]. Однако применимость метода в случае, когда на две связанные однонаправленной связью системы, действует скрытая (временной ряд которой неизвестен) низкочастотная помеха, недостаточно хорошо изучена. Такие ситуации зачастую встречаются при анализе данных биологических объектов, например, временных рядов, полученных с отведений поверхностной электроэнцефалограммы, где источником подмешиваемой низкочастотной помехи служат сердечно-сосудистая и респираторная системы.

В данной работе на динамических системах, обладающих ярко выраженными временными масштабами, проводилась оценка работоспособности метода причинности по Грейнджеру при наличии внешней помехи. Рассматривались временные ряды двух связанных однонаправленной связью систем Рёсслера:

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = b_1 + a_1(x_1 + y_2 - c_1), \\ \dot{x}_2 = b_2 + a_2(x_2 - c_2). \end{cases} \quad (1)$$

В качестве внешней низкочастотной помехи использовался временной ряд уравнения генератора Кияшно-Пиковского-Рабиновича:

$$\begin{cases} \dot{u} = -2hu + v - gw, \\ \dot{v} = -u, \\ \varepsilon \dot{w} = u - f(w), \\ f(w) = 8.592w - 22w^2 + 14.408w^3. \end{cases} \quad (2)$$

В численном эксперименте рассматривалась измерительная функция вида:

$$\xi_1(t) = y_1(t) + Kv(t) \quad \xi_2(t) = y_2(t) + Kv(t) \quad (3)$$

где ξ_1 , считалось измеренным временным рядом системы, находящейся под воздействием, ξ_2 — воздействующей системы.

Для оценки связанности систем X и Y по их временным рядам $\{x_n\}_{n=1}^N$ и $\{y_n\}_{n=1}^N$ методом причинности по Грейнджеру необходимо построить индивидуальную (4) и совместную (5) модели:

$$x_n = f(x_{n-\tau}, x_{n-\tau-1}, \dots, x_{n-\tau-(D_s-1)}, c^S) + \eta_n^S, \quad (4)$$

$$x'_n = g(x_{n-\tau}, x_{n-\tau-l}, \dots, x_{n-\tau-(D_s-1)l}, y_{n-\tau}, y_{n-\tau-l}, \dots, y_{n-\tau-(D_a-1)l}, c^S, c^J) + \eta_n^J, \quad (5)$$

где l — лаг модели, τ — дальность прогноза, η_n^S, η_n^J — остатки, D_s, D_a — размерности индивидуальной и добавки совместной модели соответственно. Коэффициенты c^S, c^J оцениваются методом наименьших квадратов. Вывод о наличии связи делается на основе *улучшения прогноза PI*:

$$PI = 1 - \frac{\varepsilon_J^2}{\varepsilon_S^2}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_S^2, \varepsilon_J^2$ — среднеквадратичные ошибки аппроксимации совместной и индивидуальной модели. Вид и параметры модели: лаг l и дальность прогноза τ , выбирались в соответствии с рекомендациями, разработанными в [3].

Результаты применения метода представлены на рис. 1, где представлены зависимости критериев эффективности, отражающих чувствительность и специфичность метода, предложенных в [3], от интенсивности внешней помехи K . Из графиков видно, что наилучшую чувствительность и специфичность метод демонстрирует при малых значениях интенсивности низкочастотной помехи. С ростом внешнего воздействия наблюдается увеличение значения первого критерия, что свидетельствует о качественном различии значений, полученных при поиске связи в заведомо верном и ложном направлениях. Однако при этом специфичность метода падает, т. к. начинает наблюдаться большое количество ложных выводов о наличии направленной связи.

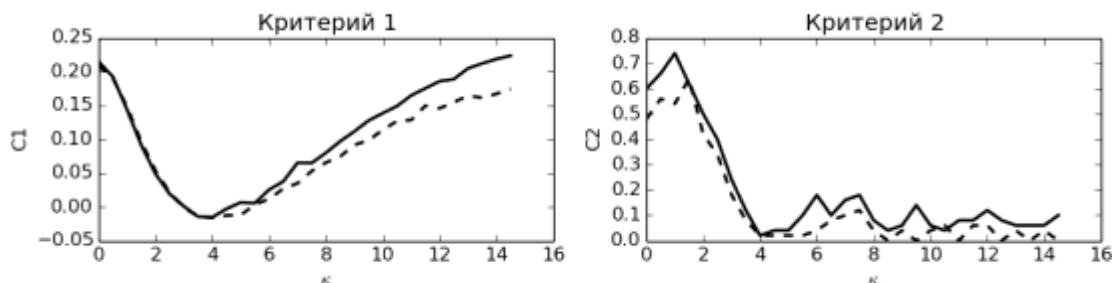


Рис.1. Зависимости критериев от интенсивности внешней низкочастотной помехи. Непрерывной линией показаны значения критериев при частоте внешней помехи равной 0,19 от основной частоты системы, находящейся под воздействием, пунктиром — 0,09.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-34-00203) и Стипендии Президента для поддержки молодых учёных (проект № СП-1510.2015.4).

Библиографический список

1. Granger C.W.J. // *Econometrica*. 1969. Vol. 37, No. 3. P. 424-438.
2. Корнилов М.В., Сысоев И.В. // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2013. Т. 21, № 2. С. 74-88.
3. Kornilov M.V., Medvedeva T.M., Bezruchko B.P., Sysoev I.V. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2016. Vol. 82. P. 11-21.

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПОСОБОВ ФОРМИРОВАНИЯ
ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ
ПОТОКЕ С ПРИЛОЖЕННЫМ НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ
ПОЛЕМ В ПРОГРАММЕ CSTPARTICLESTUDIO**

А.А. Короновский (мл.), С.А. Куркин, А.Е. Храмов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: alexander.koronovskiy@gmail.com

Интерес к исследованию образования и нелинейной динамики виртуального катода (ВК) обусловлен как фундаментальной важностью исследований сложного поведения распределенных пучково-плазменных и электронно-волновых систем, так и прикладным значением, связанным с разработкой мощных источников электромагнитного излучения.

К примеру, высокомо мощные релятивистские электронные потоки в настоящее время находят широкое применение в ряде задач, связанных с нагревом плазмы, ядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы, генерации мощного СВЧ излучения [1].

Цель данной работы состоит в исследовании формирования и нелинейной динамики виртуального катода в зависимости от управляющих параметров электронного пучка, приложенного внешнего магнитного поля и параметров пространства дрейфа электронов. Численное моделирование проводилось в среде CST PS.

Виртуальный катод образуется в области пространства дрейфа большего радиуса при выполнении условия $I_{кр2} < I_0 < I_{кр1}$, где $I_{кр1}$ – величина критического тока в области пространства дрейфа меньшего радиуса, $I_{кр2}$ – величина критического тока в области пространства дрейфа большего радиуса, I_0 – значение величины тока, эмитируемого с катода.

Такой тип реализации формирования виртуального катода был применен в вакуумных плазменных генераторах для создания сжатого состояния пучка [2].

Новые способы формирования виртуального катода связаны с изменением радиуса электронного пучка, который движется в цилиндрическом пространстве дрейфа, имеющем постоянный радиус.

Изменить радиус электронного пучка позволяет приложенное внешнее неоднородное статическое магнитное поле, заданное на оси.

Образование виртуального катода при сжатии пучка может достигаться как за счет плавного изменения радиуса электронного пучка, так и эффекта "магнитной ловушки", образующейся за счет сильной неоднородности статического магнитного поля.

Плавное изменение величины магнитного поля на оси постепенно сжимает электронный пучок, уменьшая значение его внешнего радиуса. При таком задании магнитного поля эффект "магнитной ловушки" не проявляется, в области изменения внешнего магнитного поля колебания энергии частиц значительно меньше энергии пучка для значений тока порядка 3000 А.

Виртуальный катод, сформированный за счет сильной неоднородности

магнитного поля, образуется для величины тока сильно ниже значения, при котором образуется ограничивающий пространственный заряд при постоянном магнитном поле.

Рассматриваемая система, изображенная на рисунке 1, представляет коаксиальное пространство дрейфа. Радиус цилиндрического пространства дрейфа – 75 мм, длина – 200 мм, радиус внутреннего проводника – 10 мм, внешний радиус кольцевого эмиттера – 50 мм, внутренний радиус кольцевого эмиттера – 48 мм. Инжектируемое напряжение – 500 кВ. Значение предельного вакуумного тока в системе – 9400 А, при постоянном внешнем магнитном поле, равном 0.5 Тл.

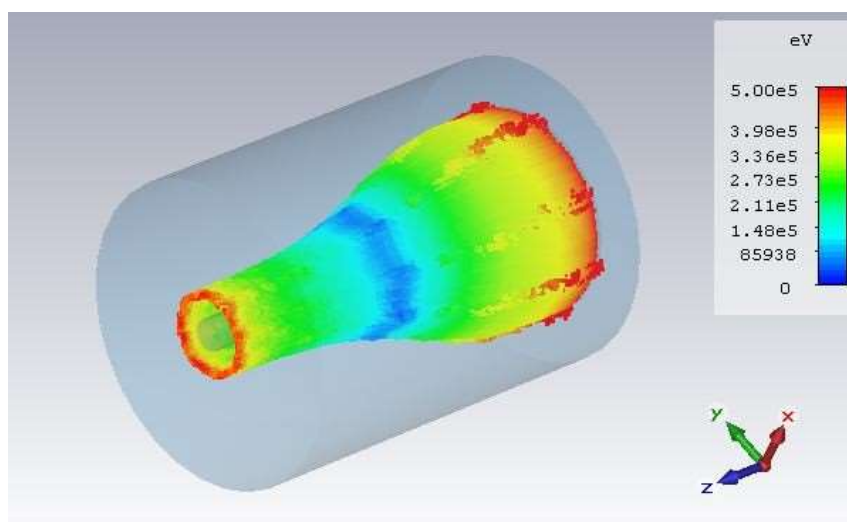


Рис. 1. Виртуальный катод, полученный за счет изменения радиуса релятивистского электронного пучка магнитным полем в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа в программе CSTParticleStudio

В данной работе рассмотрены способы формирования виртуального катода за счет приложенного внешнего неоднородного магнитного поля. Установлены параметры внешнего магнитного поля, при котором не проявляется эффект "магнитной ловушки", и электронный пучок плавно выводится на новый радиус. Проведено численное моделирование виртуальных катодов, образованных за счет "магнитной ловушки" и за счет изменения радиуса релятивистского электронного пучка внешним магнитным полем в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа постоянного радиуса при значении тока равном 6000 А.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (проект № МК-5426.2015.2), РФФИ (проекты № 15-32-20299, №16-32-60059).

Библиографический список

1. Калинин Ю.А. и др // Физика плазмы. 2005. Т. 31, № 11. С. 1009.
2. Петрик А.Г. // Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22, № 6. С. 35-41.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ ТОКОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

И.С. Костюченко, Е.И. Астахов, Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: skripalav@info.sgu.ru

В настоящее время для определения расстояния до объекта хорошее обоснование получили лазерные методы, основанные на токовой модуляции лазерного излучения [1]. В то же время, существенное развитие получило новое направление интерферометрии, известное как интерферометрия с оптической обратной связью. Развитие этого направления [2], которое позволило решить задачи определения направления движения исследуемого объекта, расстояния до объекта, связано с использованием токовой модуляции излучения полупроводникового лазера. Основными методами токовой модуляции являются линейная и гармоническая модуляции длины волны излучения лазера. Целью работы явился сравнительный анализ методов измерения расстояния с помощью полупроводникового лазера при токовой модуляции длины волны излучения.

В работах [1,3,4] продемонстрирована возможность измерения расстояния с помощью полупроводникового лазера с линейной токовой модуляцией. Расстояние до объекта в данном методе определяется соотношением:

$$L = \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta \lambda} \cdot N,$$

где L – расстояние от излучателя до объекта; N – количество пиков автодинного сигнала; λ – длина волны излучения лазера; $\Delta \lambda$ – изменение длины волны на одном периоде.

Для определения точности данного метода были рассчитаны расстояния при разных заданных дистанциях до объекта, а так же оценена погрешность измерений. Показано, что данный метод с точностью до 0,1 процента позволяет определять расстояние при значениях заданной дистанции более 50 см. При меньших расстояниях до объекта, данный метод дает большую погрешность, до 3,7%. Кроме того, при измерении небольших расстояний на спектр автодинного сигнала накладывается спектр токовой модуляции, что затрудняет определение частоты интерференционной составляющей автодинного сигнала.

Нами для сравнения моделировался автодинный сигнал с гармонической токовой модуляцией [5,6]. При модуляции длины волны излучения полупроводникового лазера частота и амплитудная составляющая мощности излучения лазера определяются соотношениями:

$$\nu(j(t)) = \nu_0 + \nu_A \cdot \sin(2\pi \nu_1 t + \varphi), \quad P_1(j(t)) = I_1 \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu_1 \cdot t + \varphi),$$

где ν_0 – собственная частота излучения полупроводникового лазерного диода; ν_A – девиация частоты излучения полупроводникового лазерного диода; ν_1 – частота модуляции тока питания лазерного диода; φ – начальная фаза. I_1 – амплитуда токовой модуляции составляющей $P_1(j(t))$.

Для описания низкочастотного спектра автодинного сигнала при гармонической модуляции длины волны излучения лазерного диода мощность автодинного сигнала может быть представлена в виде разложения в ряд по функциям Бесселя первого рода J_n : и в виде ряда Фурье [7].

Моделирование с использованием данного метода проводилось при параметрах: $\lambda=650$ нм, амплитуда отклонения частоты излучения полупроводникового лазерного диода $\omega_A=10\cdot 10^9$ рад/с.

Проведенный анализ показал, что метод с гармонической модуляцией имеет маленькую погрешность при небольших расстояниях. При расстояниях больше 40 см погрешность значительно увеличивается, особенно при наличии шумов.

С помощью компьютерного моделирования, мы определили, что метод с треугольной токовой модуляцией имеет небольшую погрешность (0,1%) при измерении больших расстояний, от 50 см. Метод с гармонической токовой модуляцией имеет преимущества при определении расстояний менее 50 см вплоть до 10^{-4} м.

Экспериментальные измерения подтвердили, что в методе с гармонической модуляцией погрешность на расстоянии ~ 10 см почти в три раза меньше, чем в методе с треугольной модуляцией. При этом, на расстоянии ~ 40 см погрешности практически одинаковы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание №1376 и 1575).

Библиографический список

1. Giuliani G., Donati S. // Unlocking Dynamical Diversity: Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers. P. 217-255.
2. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Полупроводниковые лазерные автодины для измерения параметров движения при микро- и наносмещениях. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2014. 136 с.
3. Соболев В.С., Кащеева Г.А. // Автометрия. 2008. Т. 44, № 6. С. 49–65.
4. Norgia M., Giuliani G., Donati S. // IEEE transaction on instrumentation and measurement. 2007. Vol. 56, № 5. P. 1894–1900.
5. Астахов Е.И., Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Добдин С.Ю. // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2015. Т. 15, вып. 3. С. 12-18.
6. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Авдеев К. С. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, вып. 21. С. 72-77.
7. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Авдеев К. С. // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 2. С. 43–47.

СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА В СВЯЗАННЫХ ВОЛОКОННЫХ СИСТЕМАХ**Л.А. Кочкуров, Л.А. Мельников***Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина**E-mail: lkochkurov@gmail.com*

Несмотря на тот факт, что динамика лазеров исследовалась на протяжении длительного периода времени, нелинейная динамика волоконных лазеров стала привлекать интерес исследователей сравнительно недавно. Стоит отметить, что волоконные лазеры обладают большой степенью чувствительности к внешним возмущениям, которые могут привести к дестабилизации их работы. Именно поэтому на сегодняшний день исследование вопросов динамики такого рода систем является важным научным направлением.

В данной работе мы представляем и исследуем схему эффективного генератора ТГц излучения с селекцией частот на основе нового типа волоконного микрорезонатора. Исследуемая схема основана на двух волоконных лазерах, активные среды которых легированы ионами редкоземельных металлов (неодима Nd^{3+} и иттербия Yb^{3+}) с внутрирезонаторной генерацией разностной частоты в терагерцовом диапазоне (~ 10 ТГц). Подобная схема позволяет получить высокоэффективный источник ТГц излучения с низкой себестоимостью.

Система уравнения для распространяющихся импульсов записывается следующим образом:

$$\frac{\partial F_{(s,l)}}{\partial t} + \frac{\partial F_{(s,l)}}{\partial z} = \left[F_{(s,l)} \Delta \mathcal{E}^{(0)} + B_{(s,l)} \Delta \mathcal{E}^{(2)} \right] + \mathcal{E}_{s,l} c_{(s,l)}(z) F_{s,l} F_{l,s}^2 \quad (1a)$$

$$\frac{\partial B_{(s,l)}}{\partial t} - \frac{\partial B_{(s,l)}}{\partial z} = \left[F_{(s,l)} \Delta \mathcal{E}^{(0)} + B_{(s,l)} \Delta \mathcal{E}^{(-2)} \right] + \mathcal{E}_{s,l} c_{(s,l)}(z) B_{s,l} B_{l,s}^2 \quad (1б)$$

$$F_r(z, t) = c_r(z) F_s(z, t) F_l^*(z, t) \quad (1в)$$

$$B_r(z, t) = c_r(z) B_s(z, t) B_l^*(z, t) \quad (1г)$$

Здесь индексы s, l, r относятся к коротковолновому, длинноволновому излучению, а также излучению на разностной частоте, соответственно. F, B – медленно меняющиеся амплитуды волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. $\mathcal{E}_g$ – групповая скорость, член принимает значение -1 для коротковолнового излучения и $+1$ для длинноволнового излучения, χ – нелинейная восприимчивость, которая не равна нулю только на длине нелинейного кристалла. $\Delta \mathcal{E}_{1(s,l)}^{(0)}, \Delta \mathcal{E}_{2(s,l)}^{(2)}$ – разница элементов разложения членов матрицы плотности [2]. Уравнения решаются с использованием метода Куранта-Исаксона-Риза.

Динамика системы исследовалась как функция различных параметров: мощности накачки, коэффициента отражения внешнего зеркала и длины резонатора. Были построены карты характеристических режимов, а также однопараметрические бифуркационные диаграммы.

Показано, что при определенных условиях система может демонстрировать непрерывную, периодическую и квазипериодическую динамику. Стоит

ожидать, что при превышении мощности накачки определенного порога систе-

ма переходит в режим хаотической динамики и мультистабильности.

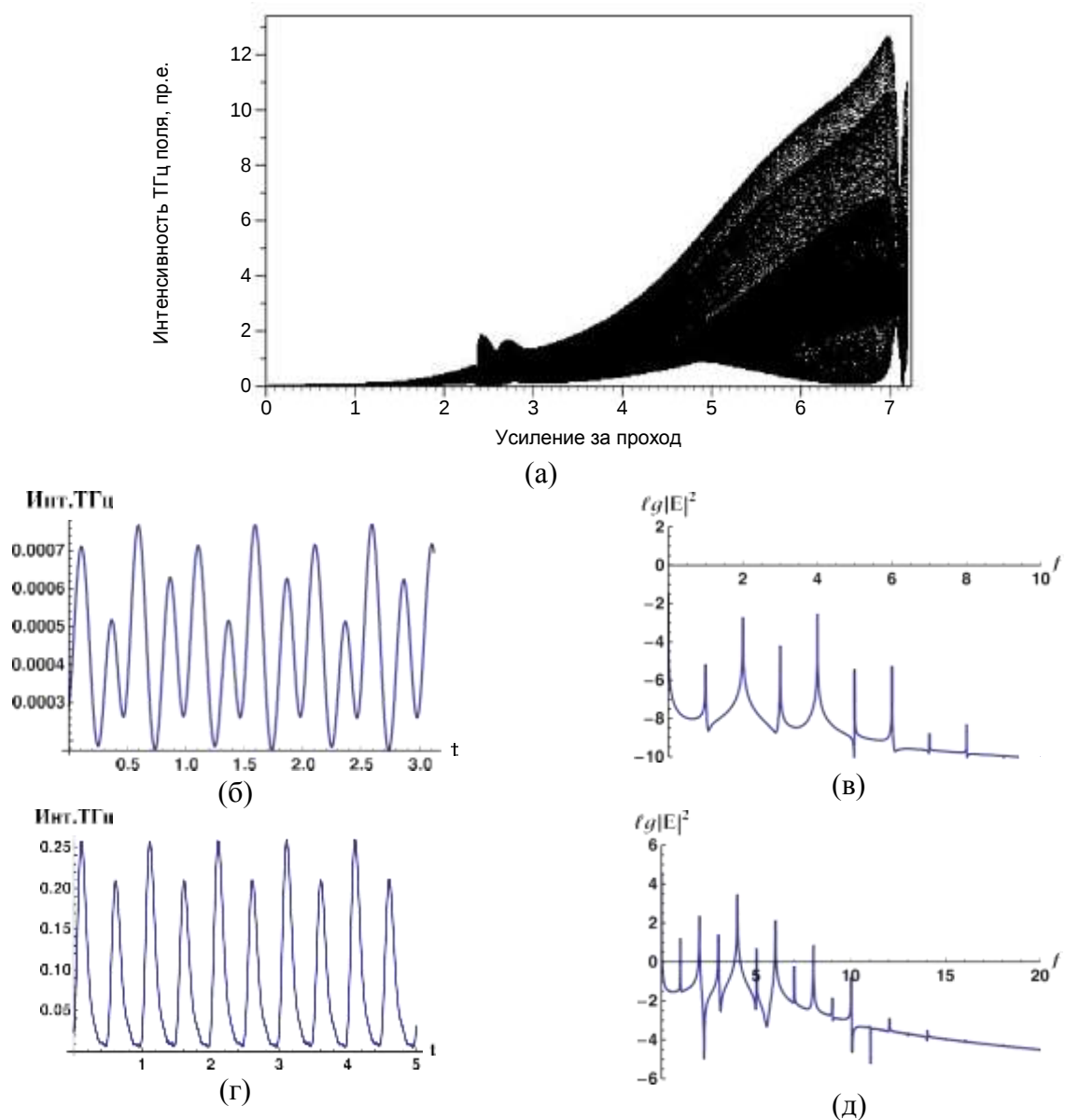


Рис.1 (а) - Зависимость интенсивности ТГц излучения от коэффициента усиления за проход (коэффициент отражения выходного зеркала $R = 0.9$); (б-д) - Зависимость мощности выходного терагерцового излучения от времени и спектры данных временных реализаций. Значения управляющих параметров: (а,б) - $\alpha = 0.5$; (в,г) - $\alpha = 2.2$; (д,е) - $\alpha = 7.2$

Библиографический список

1. Kochkurov L.A., Balakin M.I., Melnikov L.A., Astakhov V.V. // Proceedings of SPIE. 1605-7422, Vol. 8699, 8699-64.
2. Scully M.O., Sargent M., III, Lamb W.E. // Laser Physics. — Addison-Wesley, Reading, Mass. 1974. P. XV + 432.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ЛОЖНЫХ СВЯЗЕЙ ИЗ-ЗА РЕДКОЙ ВЫБОРКИ И ШУМА НАБЛЮДЕНИЙ

С.Н. Крылов¹, Д.А. Смирнов², Б.П. Безручко^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: krylov.sn@nxt.ru

Изучение взаимодействий между колебательными системами представляет собой важную задачу в самых разных областях науки и техники [1,2], включая геофизику и нейрофизиологию. Особенно часто необходимо оценить - насколько сильно влияние одного наблюдаемого процесса на другой.

Причинность по Грейнджеру при такой постановке задачи - наиболее часто используемый подход [3]. Система Y является «причиной по Грейнджеру» (влияет) на систему X , если прогноз будущего поведения X с учетом данных Y точнее по сравнению с прогнозом, основанном только на учете данных о системе X . Ненулевое улучшение прогноза (здесь и далее УП) обычно понимают как наличие физического воздействия Y на X , а ненулевое УП «в обе стороны» понимают как признак двунаправленной связи. Прогноз осуществляется на один временной шаг (или интервал выборки Δt) вперед. Ранее в математических работах было показано, что при достаточно редкой выборке (т.е. большом Δt) даже в случае однонаправленной связи, может наблюдаться ненулевое УП в обе стороны, что может привести к ложным срабатываниям (эффект ложных связей) [4,5]. Тем не менее, до сих пор остается неясным - насколько типично и сильно влияние редкой выборки с физической точки зрения. Также остается неясным, насколько эффект ложных связей силен в широко распространенном случае редкой выборки и насколько его влияние сопоставимо с шумом наблюдений.

Данная работа посвящена поиску таких условий на примере простой математической системы, являющейся моделью широкого класса колебательных систем.

А именно, в данной работе используются линейные стохастические диссипативные осцилляторы с однонаправленной связью, описанные стохастическими разностными уравнениями [6]:

$$\begin{aligned} x_n &= a_1 x_{n-1} + a_2 x_{n-2} + \xi_{x,n} \\ y_n &= b_1 y_{n-1} + b_2 y_{n-2} + kx_{n-1} + \xi_{y,n}, \end{aligned} \quad (1)$$

где коэффициенты $a_1 = 2 \cos(2\pi / T_x) \exp(-1 / \tau_x)$ (2), $a_2 = -\exp(-2 / \tau_x)$ (3), b_1 и b_2 вычисляются через T_y and τ_y по аналогии с a_1 и a_2 соответственно, ξ - Гауссовские взаимно некоррелированные белые шумы с дисперсией, принятой за 1. T в формулах для коэффициентов - период, τ - время релаксации колебаний.

Значения УП вычисляются точно (без помощи метода статистической оценки временных рядов) через определители матриц ковариаций двумерного процесса (1), который находим, решая линейные дифференциальные уравнения для моментов второго порядка [7]. Значения УП в ложную сторону рассчитывались в зависимости от собственных периодов колебаний, времен релаксации, коэффициента связи, уровней шума (для случая шума наблюдений) или разных

интервалов выборки больших единицы для симуляции низкого временного разрешения прореженных данных. Рассматривается как вариант «простого» прореживания, где из данных выбираются отдельные i -ые точки при $i \in \mathbb{N}$, так и вариант прореживания с осреднением. Под большими УП будем понимать УП более 1%, т.к. такое значение уверенно выявляется по ряду умеренной длины – порядка 100 характерных периодов, (см. подробнее в [5]).

Эффект ложных связей наиболее силен при трех и менее значениях наблюдаемой переменной на характерном периоде, когда он может проявляться при значениях взаимной корреляционной функции, существенно меньших единицы. При большей частоте выборки эффект заметно проявляется только при сильной взаимной корреляции наблюдаемых временных рядов. В общем случае, эффект ложных связей силен, когда «медленный» осциллятор влияет на «быстрый». В обратной ситуации эффект пренебрежимо мал. В первом случае выводы, полученные на основе оценок причинности по Грейнджеру, т.е. выводы о влиянии «быстрых» процессов на «медленные», должны дополнительно проверяться с помощью специальных тестов [8]. Выводы о влиянии «медленных» процессов на «быстрые» могут быть приняты как надежное свидетельство физического воздействия. Для осцилляторов с различной добротностью показана сильная зависимость эффекта от времен релаксации осцилляторов. При осреднении эффект ложных связей между осцилляторами заметно усиливается при тех же условиях.

Для случая шума наблюдений показано, что наибольшие значения эффекта достигаются, если шум наблюдений добавляется только к временному ряду ведущего осциллятора. Наибольший эффект ложных связей достигается при отношениях шум/сигнал в некотором интервале $[A, B]$ процентов по дисперсии. Значения A и B и конкретное положение точки максимального эффекта ложной связи внутри этого интервала зависят от периодов и времен релаксации осцилляторов, вид этой зависимости в настоящее время — предмет исследования. Однако, сила эффекта при максимальном значении для случая шума наблюдений существенно меньше аналогичного значения для случая редкой выборки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-02-00492).

Библиографический список

1. *Pikovsky A.S., Rosenblum M.G., Kurths J. Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences. Cambridge University Press, Cambridge, 2001.*
2. *Anishchenko V.S., Astakhov V.V., Neiman A.B., Vadivasova N.E., Schimanski-Geier L. Nonlinear dynamics of chaotic and stochastic systems. Springer-Verlag, Berlin 2002.*
3. *Granger C.W.J. // Econometrica. 1969. № 37. P. 424.*
4. *Smirnov D.A., Bezruchko B.P. // Europhys. Lett. 2012. № 100. P. 10005.*
5. *Крылов С.Н., Смирнов Д.А., Осипов Г.В., Безручко Б.П. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 11. С. 94.*
6. *Timme J., Lauk M., Pflieger W., Deuschl G. // Biol. Cybern. 1998. № 78. P. 349.*
7. *Smirnov D.A. // Phys. Rev. E. 2013. № 87. P. 042917.*
8. *Смирнов Д.А., Безручко Б.П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 10-11. С. 736.*

СТРУКТУРНАЯ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ МАССИВА СФЕРОИДАЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ СУРЬМЫ

Т.В. Куликова, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет, Воронеж

E-mail: kaimt@mail.ru

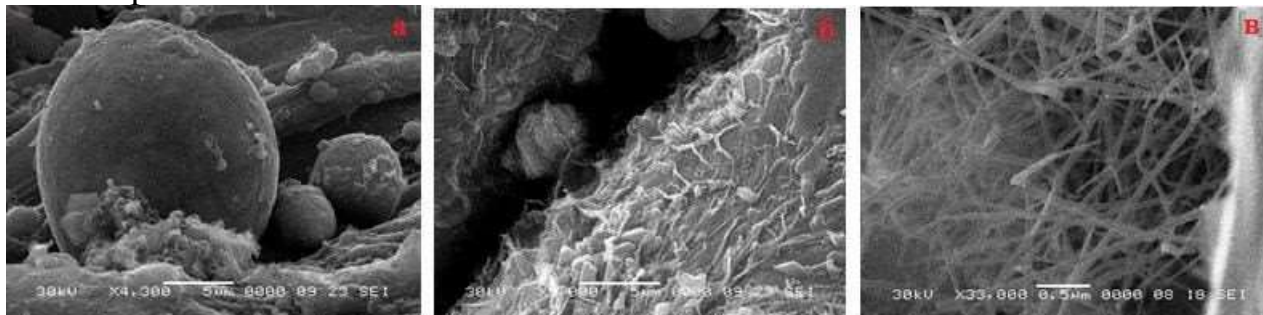
В последнее десятилетие большое внимание уделяется получению самоорганизованных микро - и наноструктур, которые характеризуются высокой устойчивостью и новыми функциональными свойствами [1-5]. Наиболее яркими представителями такого класса объектов являются углеродные материалы – фуллерены и нанотрубки. Однако, теоретически и экспериментально показана возможность получения подобных структур из любых слоистых материалов, в частности сурьмы и других элементов V группы [6-8]. Необычные свойства сферических наночастиц, обусловленные их формой и размером, открывают перспективы их применения в различных отраслях: в биологии и медицине, в сенсорике, а также в микроэлектронике с целью перехода от планарной к 3D технологии [9-11].

Настоящая работа посвящена исследованию морфологии, структуры и свойств самоорганизованных сферических гранул Sb и InSb.

При резком охлаждении расплавов в кварцевых сосудах специальной формы наблюдается эффект спонтанной дискретной кристаллизации расплавов Sb и InSb: образуются массивы несвязанных между собой сфероидальных гранул.

Установлено, что распределение размеров гранул, полученных в каждом сосуде, негауссово, имеет гиперболический характер и размер гранул лежит в интервале от 10^{-6} до 10^{-5} м.

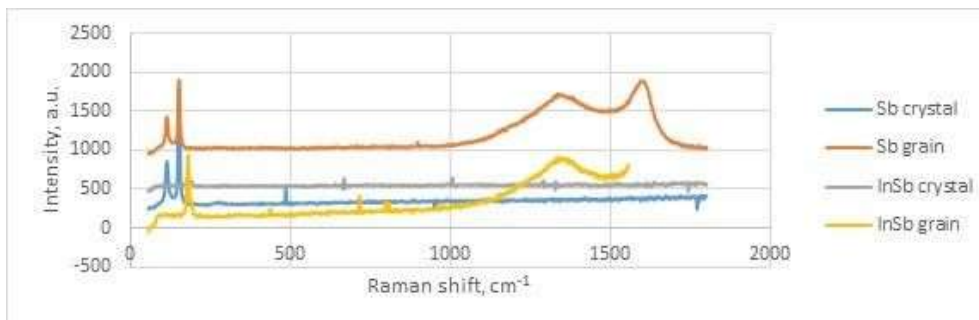
Морфологии поверхности и ядра гранул сильно различаются. Скол гранулы монокристаллический. На поверхности гранулы обнаружено наличие сферических образований и пор субмикронных размеров, а также нитевидных кристаллов, диаметр которых по оценкам составляет величину порядка десятков нанометров.



Морфология поверхности единичной гранулы: сурьмы, $\times 4300$, 30 кВ (а); сурьмы, $\times 5000$, 30 кВ (б); антимонида индия, $\times 33000$, 30 кВ (в)

При сравнительно незначительном увеличении параметров элементарной ячейки полученных материалов, в спектрах комбинационного рассеяния Sb и InSb наблюдается дублет значительной интенсивности в диапазоне значений рамановского сдвига $1400 - 1600 \text{ см}^{-1}$, не соответствующий исходной кристаллической модификации, имеющий значительную интенсивность сравнимую с

основными пиками.



Спектр комбинационного рассеяния Sb и InSb фракции 0.2 мм и кристаллического материала. Длина волны возбуждающего излучения 532 нм, мощность 0.2 мВт

При моделировании спектров КР структуры с увеличенными параметрами кристаллической решетки наблюдается уменьшение числа колебательных мод, уменьшение их интенсивности, а также смещение спектра в высокочастотную область.

Как для сурьмы, так и для антимонида индия визуально наблюдается сильное электростатическое взаимодействие гранул между собой. В результате электрофизических исследований установлено, что гранулы имеют подвижный, устойчивый во времени заряд порядка 10^{-10} Кл

Таким образом, в результате морфологических, структурных, оптических и электрофизических исследований обнаружен новый морфологический тип структуры Sb, InSb – совокупность сфероидальных гранул, представляющих собой сферическую гетероструктуру с новыми функциональными свойствами.

Библиографический список

1. Zhou X., Guo W., Perez-Bergquist A.G. // Nanoscale research letters. 2011. Vol. 6. P. 1.
2. Данилов Ю.А., Бирюков А.А., Goncalves J.L., Swart J.W., Iikawa F., Teschke O. // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39, вып. 1. С. 145.
3. Горох Г.Г., Обухов И.А., Лозовенко А.А. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2015. № 1. С. 3.
4. Escobedo-Morales A., Pal U. // Current Applied Physics. 2011. Vol. 11, № 3. P. 525.
5. Thiruvankadam S., Leo Rajesh A. // Int. J. of scientific and technology research. 2014. Vol. 3, № 2. P. 38.
6. Bulgakov A.V., Bobrenok O.F., Kosyakov V.I., Ozerov I., Marine W., Heden M., Rohmund F., Campbell E.E.B. // Физика твердого тела. 2002. Т. 44, вып. 4. С. 594.
7. Булгаков А.В., Булгакова Н.М., Бураков И.М. и др. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН. 2009. 462 с.
8. Маткасымова А.А., Маметова А.С., Сулайманкулова С.К., Дженлода Р.Х. // Успехи в химии и химической технологии. 2008. Т. 12, № 9. С. 39.
9. Астапенко В.А. Москва: МФТИ. 2011. 179 с.
10. Горин Д.А., Семенов С.В. Патент № RU 2386191 С1. 2008.
11. Мешалкин Ю.П., Бгатова Н.П. // J. of Siberian Federal University. Biology. 2008. № 3. С. 248

СПОСОБ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ХАОТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИЕМОПЕРЕДАТЧИКОВ USRP

Д.Д. Кульминский^{1,2}, В.И. Пономаренко^{1,2}, Ю.М. Ишбулатов²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kulminskydd@gmail.com

Системы передачи информации, основанные на явлении хаотической синхронизации, как правило, имеют низкую устойчивость к шумам и искажениям сигнала в канале связи [1, 2]. Возможно поэтому они не получили пока должного применения на практике. В то же время, потенциальные преимущества таких систем позволяют развивать новые методы передачи информации, основанные на явлении динамического хаоса и свободные от указанных недостатков. Ранее нами была предложена и экспериментально реализована на микроконтроллерах Atmel Mega AVR система скрытой передачи информации, основанная на эффекте обобщенной синхронизации и обладающая высокой устойчивостью к шумам [3].

В данной работе мы предлагаем беспроводную систему передачи информации, основанную на методе, предложенном в [3]. В качестве передатчика использована платформа программно-определяемой радиосистемы (SDR) NI USRP 2920. Несущая этого приемопередатчика модулируется по частоте аналоговыми колебаниями системы с запаздыванием, в которой время запаздывания изменяется в соответствии с последовательностью передаваемых битов информационного сигнала $m(t)$. В качестве приемника была также использована платформа программно-определяемой радиосистемы NI USRP 2920, в которой реализован прием частотно-модулированного сигнала.

Модулирующий сигнал в передатчике генерировался кольцевой системой с запаздыванием, состоящей из двух линий задержки со временами запаздывания τ_1 и τ_2 , нелинейного элемента и линейного фильтра низких частот. Блок-схема передатчика представлена на рис. 1.

Информационный сигнал переключал время запаздывания в системе таким образом, что при передаче логического 0 время запаздывания в системе равнялось τ_1 , а при передаче логической 1 время запаздывания равнялось $\tau_1 + \tau_2$. Уравнение модулирующего сигнала имеет вид:

$$\dot{x}(t) = -x(t) - f\left(x\left(t - (\tau_1 + m(t)\tau_2)\right)\right), \quad (1)$$

где $x(t)$ — состояние системы в момент времени t , ε — параметр, характеризующий инерционность системы, f — нелинейная функция. Нелинейная функция f обеспечивают квадратичное преобразование вида $\tau - x^2$. В

эксперименте

были использованы следующие параметры: $\tau = 1.5 \text{ мкс}$. $\tau_1 = 1.7$, $\tau_2 =$

10

мкс,

$\overline{P}_2 =$ мкс и

1

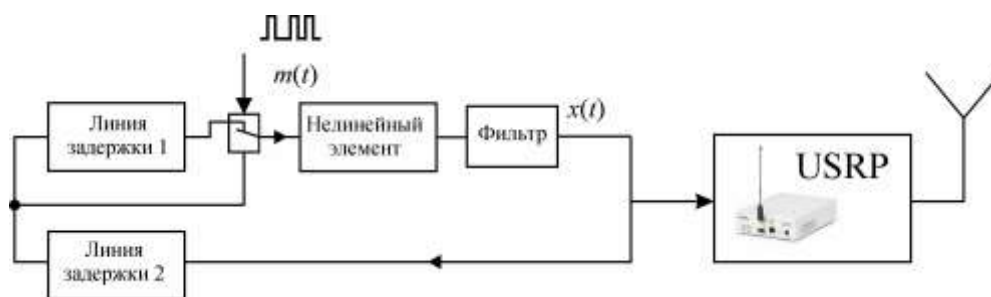


Рис. 1. Блок-схема передатчика

Передающая часть реализована с использованием языка программирования LabView и позволяет производить частотную модуляцию несущей хаотическим сигналом системы с запаздыванием (1) и осуществлять его беспроводную передачу. В приемной части сигнал из канала связи принимался на антенну, и для его демодуляции была использована программа на языке программирования LabView, которая затем записывала его в файл данных. Затем эти данные обрабатывались при помощи компьютерной программы, представляющей собой программную реализацию метода передачи информации с помощью обобщенной синхронизации, предложенного нами в [3]. Проведено сравнение переданной и принятой последовательности битов данных.

Таким образом, показана принципиальная возможность передачи хаотического сигнала, содержащего скрытое информационное сообщение, по стандартному каналу связи и возможность выделения в приемнике передаваемого сообщения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-12-00324).

Библиографический список

1. Pecora L.M., Carroll T.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64, N. 8. P. 821–824.
2. Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. // УФН. 2009. Т. 179, вып. 12. С. 1281–1310.
3. Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Безручко Б.П. // Информационно-управляющие системы. 2016. Т. 2. С. 35-40.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИНАРНОЙ ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В ОДНОНАПРАВЛЕННО СВЯЗАННЫХ СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

Д.Д. Кульминский^{1,2}, В.В. Макаров^{2,3}, Н.С. Фролов^{1,2,3}, С.А. Куркин^{1,2,3}

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Саратовский государственный технический университет им.Ю.А. Гагарина

E-mail: kulminskydd@gmail.com

В настоящее время выявлено несколько типов хаотического синхронного поведения: полная синхронизация [1], синхронизация с запаздыванием [2], фазовая синхронизация [3], обобщенная синхронизация [4]. Важно отметить, что все вышеназванные типы синхронного поведения наблюдаются и изучаются, как правило, в аналоговых системах. В то же самое время теоретически возможно наблюдать эти режимы в бинарных системах (например, в цифровых системах связи), когда взаимодействующие системы генерируют апериодические последовательности битов «ноль» и «единица». В последнее время были обнаружены и описаны режимы полной синхронизации, фазовой синхронизации и обобщенной синхронизации в бинарных системах. Эти режимы получили названия бинарной полной [5], бинарной фазовой [6] и бинарной обобщенной [7] синхронизаций, соответственно.

Целью данной работы является экспериментальное исследование режима бинарной обобщенной синхронизации в однонаправленно связанных системах с запаздыванием.

В ведущей системе линия задержки и нелинейная функция реализованы в цифровом виде, а инерционность - в виде аналогового фильтра Баттерворта первого порядка. Уравнение (1), описывающее ее динамику, имеет вид:

$$\frac{dx_1(t)}{dt} = -x_1(t) + f(x_1(t - \tau)) \quad (1)$$

$$)), \quad (2)$$

$$m(t) = H(x_1 - x_{th1}), \quad (3)$$

$$H(x - x_{th1}) = \begin{cases} 1, & x_1 \geq x_{th1} \\ 0, & x_1 < x_{th1} \end{cases}$$

где $f(x_1(t - \tau)) = -x_1(t - \tau)^2$ - нелинейная функция, $m(t)$ - передаваемый сигнал

(2), τ - время запаздывания, $\tau_1 = 1.7$ - параметр нелинейности,

$\tau_1 = R_1 C_1$ мкс - время инерционности, $x_{th1} = 0.5$ - пороговое значение для

формирования сигнала воздействия. $H(x_1 - x_{th1})$ - функция Хевисайда (3).

В ведомой и вспомогательной системах линии задержки и нелинейные функции также реализованы в цифровом виде, а инерционность - в аналоговом (фильтр Баттерворта первого порядка). Уравнения, описывающие динамику ведомой и вспомогательной систем, одинаковы и имеют вид (4):

$$\frac{dx_2(t)}{dt} = -x_2(t) +$$

$$f(x_2(t) - \frac{1}{R_2} \int_0^t x(t) dt) + \frac{1}{R_2} x(t) \quad (4)$$

$$n(t) = H(x_2 - x_{th2}), \quad (5)$$

$$H(x_2 - x_{th2}) = \begin{cases} 1, x_2 \geq x_{th2} \\ 0, x_2 < x_{th2} \end{cases}, \quad (6)$$

где $f(x_2(t - \tau)) = \tau - x_2(t - \tau)^2$ – нелинейная функция, $\tau = 106$ – время запаздывания в ведомой и вспомогательной системах, $\tau = 1.5$ – параметр нелинейности, $\tau = R_2 C_2$ мкс – время инерционности, $x_{th2} = 0$ – пороговое значение

=186

для формирования сигнала отклика $n(t)$, $\frac{R_2}{R_{св}} = K_{св}$ – коэффициент связи. Функция Хевисайда (6), формирующая отклик в ведомой и вспомогательной системах. Как и в классическом методе определения обобщенной синхронизации [8], анализируется разность сигналов отклика $n(t)$ (4) в ведущей и ведомой системах.

Генераторы представляют собой гибридные устройства. Нелинейная функция и линия запаздывания реализованы в цифровом виде на базе 32-разрядных микроконтроллеров с ядром ARM Cortex-M3 (микросхемы Atmel AT90SAM3X8E, тактовая частота 84 МГц). Инерционный элемент выполнен в виде аналогового устройства – интегрирующей RC-цепочки. На вход инерционного элемента сигнал подается с 16-битного ЦАП Analog Devices AD5060. После RC-цепочки установлен буфер, исключаяющий влияние на инерционный элемент последующих элементов цепи. Сигнал с аналоговой части схемы оцифровывается 16-битным АЦП Analog Devices ADS8376 и подается на вход цифровой линии задержки, замыкая петлю обратной связи.

В ходе радиофизического эксперимента был исследован режим бинарной обобщенной синхронизации. Для этого были разработаны и созданы генераторы с запаздывающей обратной связью с квадратичной нелинейностью. В зависимости от коэффициента связи была исследована область наступления режима бинарной обобщенной синхронизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-12-00324).

Библиографический список

1. Pecora L.M., Carroll T.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. P. 821.
2. Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 4193.
3. Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J. Synchronization: a universal concept in nonlinear sciences. Cambridge University Press, 2001.
4. Rulkov N.F. et al. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 980.
5. Corron N.J., Pethel S.D., Myneni K. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 036204.
6. Parlitz U., Wedekind I. // Int. J. Bifurcat. Chaos. 2000. Vol. 10. P. 2527.
7. Koronovskii A.A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2016. Vol. 83. P. 133.
8. Abarbanel H.D.I., Rulkov N.F., Sushchik M.M. // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53. P. 4528.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙРОФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ (ЭЭГ) С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ ВИЗУАЛЬНОГО ВОСПРИЯТИЯ НЕОДНОЗНАЧНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ**В.В. Грубов^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, М.К. Куровская¹,
А.Е. Руннова², А.Е. Храмов^{1,2}**¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*²*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина**E-mail: mariakurovskaya@gmail.com*

Настоящая работа посвящена исследованию нейрофизиологических данных (электроэнцефалограмм), полученных в процессе восприятия испытуемым неоднозначного изображения, которое может восприниматься двояко. При анализе экспериментальных данных учитывалось влияние когнитивного шума, являющегося неотъемлемой частью когнитивных процессов, и оказывающего воздействие, в частности, на процесс визуального восприятия бистабильных изображений. Необходимо отметить, что когнитивный шум, рассматриваемый при анализе нейрофизиологических данных, складывается из внутренних шумов, обусловленных физиологическими процессами, эмоциональной составляющей, а также воздействия внешних отвлекающих факторов.

На сегодняшний день основной механизм определения человеком объекта на изображении до конца неизвестен, однако, уже установлено, что восприятие является продуктом процессов в распределенной сети затылочной, теменной и фронтальной областей коры головного мозга [1]. При достаточно длительном предъявлении неоднозначного объекта испытуемому у последнего происходит эффект переключения восприятия этого объекта, например, ваза Рубина воспринимается поочередно как два лица или как ваза. Существует гипотеза, что данное переключение восприятия какого-либо бистабильного объекта связано с шумом, присущим системе взаимодействующих нервных клеток, являющимся результатом случайно генерируемых нейронных спайков [2-3]. В таком случае данный «внутренний шум» нейронной сети головного мозга играет решающую роль, как в случае восприятия неоднозначных изображений, так и в других областях принятия решений.

Экспериментальное исследование включало в себя следующие основные этапы. Испытуемому предъявляли изображения кубов Неккера с различными значениями управляющего параметра I , представляющего собой яркость трех внутренних ребер. Данные визуальные объекты демонстрировались многократно и в случайной последовательности испытуемому, при этом последний должен был нажимать правую кнопку, если изображение воспринималось им как право-ориентированный куб (куб обращен вправо и вверх), и левую кнопку – для лево-ориентированного куба (куб направлен влево и вниз). Между двумя последовательными предъявлениями изображений куба испытуемому показывали некоторое фоновое изображение, чтобы отвлечь внимание и сделать восприятие последующего куба Неккера независимым от предыдущего. В процессе эксперимента осуществлялась многоканальная запись ЭЭГ с использованием универсального электроэнцефалографа-регистратора «Энцефалан-ЭЭГР-19/26».

Для анализа полученных ЭЭГ и выделения характерных паттернов, соответствующих выбору той или иной проекции бистабильного изображения, использовался вейвлетный анализ, являющийся современным методом обработки нестационарных сигналов, позволяющий подробно исследовать частотные компоненты сигнала [4].

Для анализа полученных в результате эксперимента нейрофизиологических данных была разработана нелинейная модель визуального восприятия неоднозначного изображения, основанная на подходе, описанном в работе [5]. Предложенная модель на основе стохастического дифференциального уравнения с бистабильным потенциалом позволяет оценить вероятность выбора той или иной проекции бистабильного изображения, а также учитывает влияние когнитивного шума на процесс визуального восприятия неоднозначного объекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-12-10100), а также Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-32-00187).

Библиографический список

1. Tong F., Meng M., Blake R. // Trends in Cognitive Sciences. 2006. Vol. 10 P. 502.
2. Huguet G., Rinzel J., Hupe J.-M. // Journal of Vision. 2014. Vol. 14. P. 1.
3. Gigante G., Mattia M., Braun J., Giudice P.D. // PLoS Computational Biology. 2009. Vol. 5. P. e1000430.
4. Hramov A.E., Koronovskii A.A., Makarov V.A., Pavlov A.N., Sitnikova E. Wavelets in Neuroscience . Springer, Heidelberg, New York, Dordrecht, London. 2015.
5. Pisarchik A.N., Jaimes-Reategui R., Magallon-Garcia C.D.A., Castillo-Morales C.O. // Biological Cybernetics. 2014. № 108. P. 397.

ДИНАМИКА ФОСФОЛИПИДОВ НА ГРАФЕНЕ С РАЗЛИЧНОЙ ТОПОЛОГИЕЙ: ПРОГНОСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

О.Е. Глухова, А.С. Курылёва, М.М. Слепченко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: graphene@yandex.ru

В настоящее время графеновая биоэлектроника является активно развивающимся научным направлением в области индустрии наносистем [1]. Одной из наиболее актуальных задач графеновой биоэлектроники является разработка оптимального способа избирательной локализации фосфолипидных молекул на графене с целью проведения эффективной сборки надмолекулярных структур. Предметом нашего научного интереса являлась динамика фосфолипидных молекул на гофрированном графеновом листе. Согласно нашему предположению, изменяя топологию графена соответствующим образом, можно попытаться найти рычаги управления избирательной локализацией фосфолипидных молекул для формирования из них структуры нужной конфигурации.

В качестве фосфолипидных молекул рассмотрены фосфолипиды DPPC (dipalmitoylphosphatidylcholine), которые входят в состав липопротеинов и клеточных мембран. Рассматривалось поведение фосфолипидов на графеновом листе, состоящем из 1710 атомов, с размерами 6.9 нм вдоль края zigzag и 6.25 нм вдоль края armchair. Численный эксперимент проводился с помощью оригинального гибридного метода AMBER+AIREBO с потенциалом Леннарда-Джонса для описания взаимодействия несвязанных атомов различных структур. Температура в ходе проведения численного эксперимента поддерживалась равной 300 К. Все численные эксперименты в данной работе выполнялись с помощью программного комплекса KVAZAR [2].

Гофрированность исследуемого графенового фрагмента моделировалась путем задания координаты Z атомных структур объектов по следующей формуле [3]

$$z = z_g \sin\left(\frac{2\pi x}{L_g}\right). \quad (1)$$

Представленная формула позволяет имитировать поведения графенового фрагмента на подложке из диоксида кремния, наиболее часто встречающегося в реальном эксперименте.

Нами было рассмотрено несколько случаев гофрированного различающегося шириной желоба и высотой гофра. Ширина желоба менялась в пределах от 2.1 нм до 4.5 нм, а высота гофра – от 0.1 нм до 0.6 нм. Время моделирования составляло 15 пс для каждого случая. Отдельное внимание в нашей работе было уделено ориентации фосфолипидов в плоскости графенового листа. Нами рассматривались случаи исходного расположения фосфолипидов на вершине гофра и внутри желоба (рис. 1). Результаты численных симуляции позволили установить, что с течением времени фосфолипиды вследствие тепловых колебаний начинают расползаться по графеновому листу, но не выходить за его пределы. В случае исходной ориентации вдоль графеновых гофров фосфолипиды перемещаются ближе к краям графенового листа, а в случае ориентации

вдоль графенового желоба смещаются к центру. При этом, находясь изначально на вершине гофра, фосфолипид в ряде случаев соскакивает внутрь желоба и начинает двигаться по его дну. Следует отметить, что в ходе моделирования фосфолипидные хвосты выставлены наружу, а головой фосфолипид был обращен ко дну желоба.

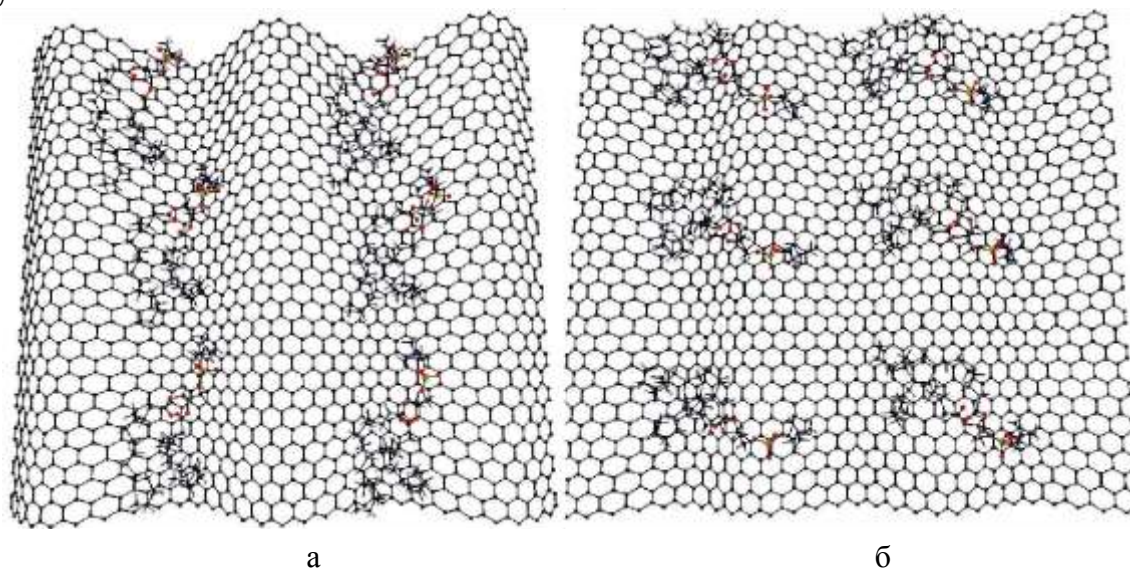


Рис. 1. Ориентация фосфолипидов на гофрированном графене: а) внутри желоба; б) на вершине гофра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №15-29-01025-офи_м).

Библиографический список

1. Kiani M.J., Harun F.K.C., Ahmadi M.T., Rahmani M., Saeidmanesh M., Zare M. // Nanoscale Research Letters. 2014. Vol. 9, № 371. P. 1.
2. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченко М.М. ПО «KVAZAR» - платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий - Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015.
3. Aitken Z.H., Huang R. // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 123531.

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В СВЕТОВОДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ДЛИНЫ СВЕТОВОДА

И.О. Золотовский¹, В.А. Лапин¹, Д.И. Семенцов¹

¹Ульяновский государственный университет
Научно-технологический институт им. С.П. Капицы
E-mail: LVA2013@yandex.ru

Модуляционная неустойчивость (МН) – рост малых гармонических возмущений непрерывной волны – эффект, характерный для многих нелинейных систем, поддерживающих распространение локализованных волн, природа которого связана с совместным действием нелинейных и дисперсионных эффектов [1].

В настоящей работе исследуются условия возникновения и существования модуляционной неустойчивости волновых пакетов, распространяющихся в нелинейном световоде с дисперсией групповых скоростей, зависящей от длины световода [2, 3]. Исследованы условия возникновения, область существования, и другие характеристики модуляционной неустойчивости волновых пакетов, распространяющихся в нелинейной среде с бегущей волной показателя преломления. При помощи численных методов получены временные профили модулированной волны, распространяющейся в таком световоде.

Показана возможность распада квазинепрерывного волнового пакета на последовательность ультракоротких импульсов с меньшей длительностью и большей амплитудой по сравнению с нелинейными световодами, в которых дисперсия не зависит от длины.

Динамика временной огибающей ВП с учетом дисперсионных эффектов первых трех порядков и нелинейности среды керровского типа в бегущей системе координат описывается следующим уравнением для амплитуды:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + iR|A|^2 A = 0 \quad (1)$$

где $\xi = t - z/v_g$ – время в бегущей системе координат, $v_g = (\partial \omega / \partial k)^0$ – групповая скорость волнового пакета, $d_2 = (d^2 \omega / dk^2)^0$ – параметр дисперсии групповых скоростей, R – параметр нелинейности.

В качестве примера рассмотрим световод с экспоненциальным распределением по его длине ДГС [3]:

$$d_2 = d_{20} \exp(-bz) \quad (2)$$

Проверяя стационарное решение уравнения (1) на устойчивость, получим выражение для интегрального инкремента усиления:

$$G(\Omega) = \frac{1}{b} \left[2\bar{I}_0 \arctg \left(\sqrt{\frac{4\bar{I}_0}{\Omega^2 |d_{20}|} e^{bL} - 1} \right) - \sqrt{\frac{4\bar{I}_0}{\Omega^2 |d_{20}|} e^{bL} - 1} \frac{\Omega^4 d_{20}^2}{4} e^{-2bL} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{4\bar{I}_0}{\Omega^2 |d_{20}|} e^{bL} - 1} - 2\bar{I}_0 \arctg \left(\sqrt{\frac{4\bar{I}_0}{\Omega^2 |d_{20}|} e^{bL} - 1} \right) \right] \quad (3)$$

На рис. 1 представлены результаты численного решения методом пошаговых преобразований Фурье уравнения (1), определяющего динамику распространения в нелинейной среде с БВП модулированного сигнала вида:

$$A(0, \bar{I}) = \sqrt{P_0} [1 + 0.01 \cos(\Omega_{\text{mod}} \bar{I})] \quad (4)$$

при следующих значениях параметров световода: дисперсии групповых скоростей $d_{20} = -1 \cdot 10^{-26}$ с²/м, начальной мощности $P_0 = 1$ Вт, параметре нелинейности $R = 100$ (Вт·м)⁻¹, параметре неоднородности $b = 0; 50$ м⁻¹ (а, б) и частоте

модуляции $\Omega_{\text{mod}} = \bar{I}_m$, где $\bar{I}_m = \sqrt{\frac{2RP_0(\exp(bL)-1)}{|d_{20}| \text{sh}(bL)}}$ – частота отстройки, при

которой интегральный инкремент усиления достигает максимума. Из приведенных зависимостей видно, что в случае неоднородного световода с небольшим значением параметра неоднородности процесс уширения импульсов проявляется значительно слабее, чем в случае однородного световода, где процесс сжатия импульсов циклически сменяется процессом их уширения, благодаря данному эффекту можно получить импульсы со значительно более высокой степенью сжатия.

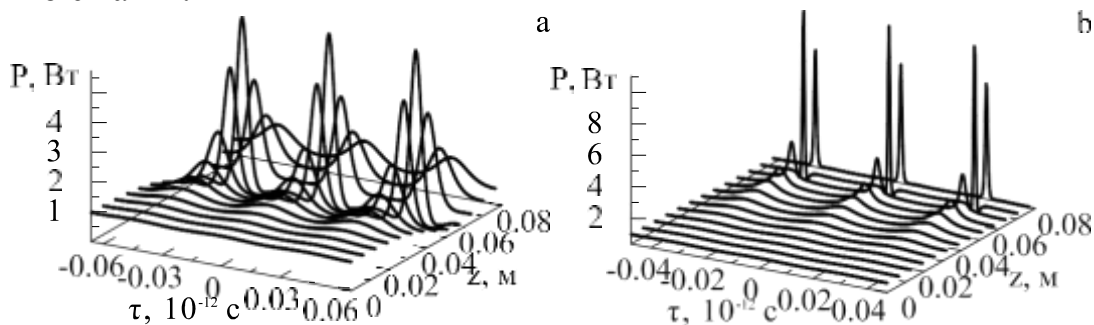


Рис. 1. Временные профили модулированной волны в зависимости от длины световода z , при глубине модуляции $b = 0; 50$ м⁻¹ (а, б) и значении дисперсии $d_{20} = -10^{-26}$ с²/м, параметра нелинейности $R = 100$ (Вт·м)⁻¹.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках Государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015).

Библиографический список

1. Agrawal G. Nonlinear fiber optics. Springer, 2007.
2. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шалыгин М.Г. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 3. С. 265–267.
3. Золотовский И.О., Латин В.А., Семенцов Д.И. // Радиотехника и электроника. 2013.

ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛЬТФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУКТУР МЕТАЛЛ-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С.А. Левашов, М.С. Афанасьев, Д.А. Киселев, Г.В. Чучева

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

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

Гетероструктуры на основе тонких сегнетоэлектрических пленок (BST) наиболее перспективны для практического применения в современной микроэлектронике, в частности, для элементов энергонезависимой памяти.

Методом вольтфарадных характеристик (ВФХ) исследовались структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с площадью полевого электрода 2.7×10^{-4} см². В качестве диэлектрика использовалась пленка состава $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ (BST) с толщиной 350 нм, сформированная на кремниевой подложке р-типа марки КДБ-20 с ориентацией (100) методом высокочастотного (ВЧ) реактивного плазмохимического распыления поликристаллической мишени BST на экспериментальной установке ПЛАЗМА-50СЭ [1].

Измерения ВЧ ВФХ МДП-структур проводились при различных температурах ($T = \text{const}$) на автоматизированной экспериментальной установке, состоящей из прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A, специальной камеры для крепления структур [2] и блока терморегулятора. На рис. 1 (а) представлены зависимости емкости C МДП-структуры на основе BST от напряжения смещения V_g в диапазоне от -20 В до $+20\text{ В}$ на частоте 100 кГц при температурах 22°С и 90°С .

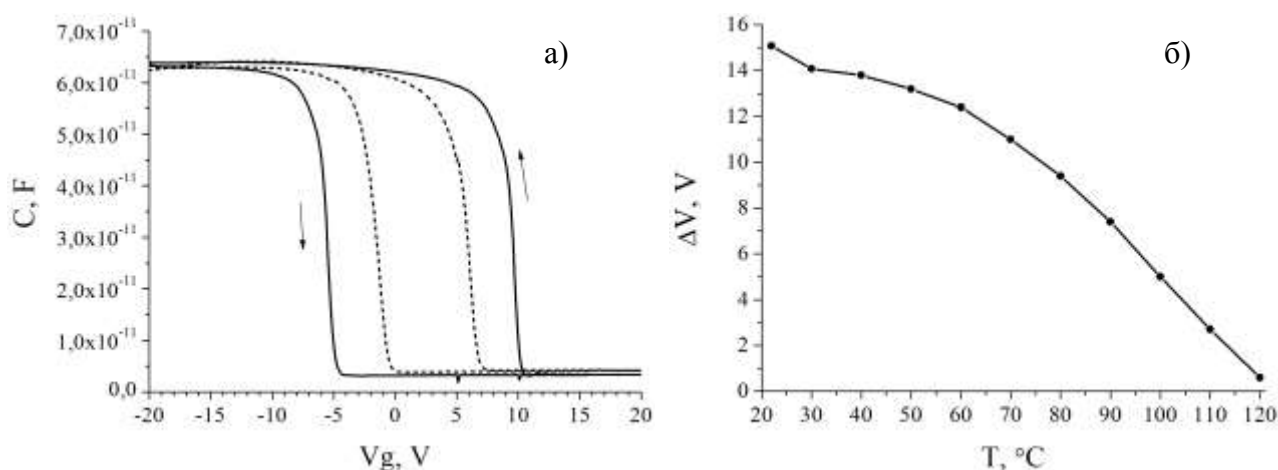


Рис.1. а – Зависимость емкости C (F) МДП-структуры от напряжения смещения V_g (V) при температурах T ($^\circ\text{C}$): сплошная линия – $T = 22^\circ\text{C}$, пунктирная линия – $T = 90^\circ\text{C}$; б – зависимость ширины петли гистерезиса ΔV (V) от температуры T ($^\circ\text{C}$).

На рис.1(б) показана зависимость ширины петли гистерезиса ΔV от температуры T . Из графика видно, что с ростом температуры от 22 до 120°C ширина петли уменьшается.

Подобные результаты были получены для таких же МДП-структур, где в

качестве подложки использовались пластины из кремния n-типа (КЭФ-20) с ориентацией (100).

Библиографический список

1. *Афанасьев М.С., Набиев А.Э., Чучева Г.В.* // ФТТ. 2015. Т. 57, №. 7. С. 1354-1357.
2. *Афанасьев М.С., Киселев А.М., Киселев Д.А., Левашов С.А., Набиев А.Э., Чучева Г.В.* // Труды XVI международной конференции «СИЭТ-2015» 23-29 мая 2015г. С. 281-282.

КОПУЛА В ОЦЕНКЕ НАДЕЖНОСТИ НАНОКОМПОНЕНТОВ**Е.В. Кондратьева, Д.В. Терин, Е.М. Ревзина, О.Ю. Кондратьева,
Г.Р. Тугушева, К.С. Ломовцева***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: elka@sgu.ru*

Прогнозирование количественных показателей надежности (прогнозирование надежности), как частный случай, входит в понятие «прогнозирование отказов» [1-4]. Статистическое прогнозирование количественных показателей надежности заключается в оценке параметров надежности на время по данным наблюдениям за время t_i при $t \geq t_i$. Этот метод базируется на использовании математического прогнозирования случайного процесса [1, 2].

В данной работе мы исследуем общую методологию для количественной оценки взаимодействия между атомами наноподкомпонентов и определения надежности и вероятности отказа нанокomпонентов. Понятие копулы применяется для разделения законов распределения компонент случайного вектора и взаимосвязи их между собой. Копула определяется скрытыми зависимостями, характерными для многомерных совместных распределений. Использование таких математических конструкций позволяет выявлять эти зависимости и проводить различные формы вероятностного анализа многомерных структур. Копула, являясь нечувствительной к монотонным преобразованиям, позволяет моделировать нелинейную связь между наносубкомпонентами компонентов наносистемы.

Нанокomпонент представляет собой набор атомов, которые расположены в определенном порядке, способствующем достижению желаемой цели с приемлемой производительностью и надежностью всей наносистемы.

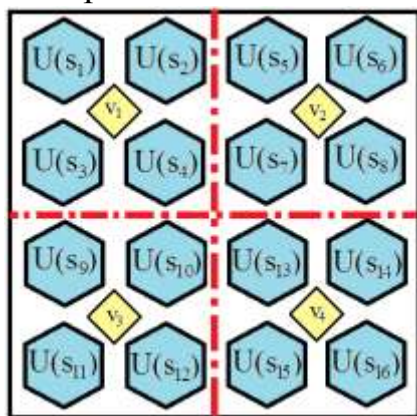


Рис. 1

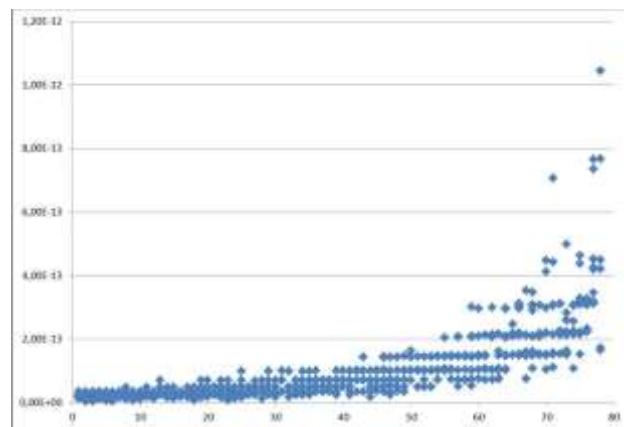


Рис. 2

Виды атомов, их расположение внутри наноподкомпонента и их взаимодействие между собой определяют надежность нанокomпонента и вероятность его отказа (рис.1). Можно констатировать, что в реальной ситуации зачастую невозможно получить данные по отказам нанокomпонентов, поскольку сбор такой информации потребует длительного времени, ресурсов либо невозможен в принципе [3, 5].

Очевидно, что совместное распределение $U(s_1)$; $U(s_2)$; $U(s_3)$ и $U(s_4)$ для нано-подкомпонента, предполагает, что зависимость между $U(s_i)$ и V_1 моделиру-

ются связи копулы $C_i(u; v)$; $i = 1, 2, 3, 4$, задается

$$C(u_1, u_2, u_3, u_4) := P[U(s_1) \geq u_1, \dots, U(s_4) \leq u_4] = \int_0^1 \prod_{i=1}^4 C_i(u_i | v_1) dv_1,$$

где

$$C_i(u_i | v_i) = \frac{\partial C_i(u_i, v)}{\partial v}, \quad i = 1, 2, 3, 4.$$

Мы вычисляем вероятность отказа для каждого шага нано-субкомпонента и эта вероятность сводится к вероятности отказа для нанокompонента. Изложенный процесс был применен для анализа вероятности отказа нанокompонента, имеющего структуру двумерной прямоугольной сетки [3].

Анализ проводился для случая, когда из регулярной структуры сетки изымался ряд атомов. Расположение этих атомов выбиралось случайно с помощью датчика псевдослучайных чисел. На рисунке 2 видно, что вероятность отказа для одного и того же числа изъятых атомов может колебаться в довольно больших пределах, что объясняется выбранной моделью параллельной структуры. В распределении точек на графике прослеживаются почти прямые линии, связанные с дискретным характером распределения точек по наноподкомпонентам. Таким образом, данный метод является более гибким и проще программно-реализуемым по сравнению с известными методами статистического прогнозирования количественных показателей надежности [5]. Он позволяет спрогнозировать отказ наносистемы путем масштабирования нанокompонента и моделирования выхода из строя наноподкомпонента.

Библиографический список

1. Корчагин С.А., Терин Д.В., Кондратьева О.Ю. // Сб.: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами Саратов. 2015. С. 62-64.
2. Kondrateva O.Y., Krylov S.N., Revzina E.M., Kondrateva E.V. // Сб.: Наночастицы, наноструктурные покрытия и микроконтейнеры: технология, свойства, применения. Саратов. 2015. С. 33-36.
3. Revzina E.M., Terin D.V., Kardash M.M., Venig S.B., Kondratyeva O.Y. // Сб.: Наночастицы, наноструктурные покрытия и микроконтейнеры: технология, свойства, применения Саратов. 2015. С. 20-21.
4. Galushka V.V., Bilenko D.I., Terin D.V., Revzina E.M., Kondratieva O.Yu., Kozhevnikov I.O. // BioNanoScience. 2015. Vol. 5, № 4. P. 227-232.
5. Kondrateva O.Y., Bilenko D.I., Terin D.V., Revzina E.M., Safonov R., Lomovtseva K.S., Tugusheva G.R., Venig S.B. // Сб.: Наночастицы, наноструктурные покрытия и микроконтейнеры: технология, свойства, применения Саратов. 2015. С. 26-27.

УПРАВЛЯЕМАЯ СВЕТОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ АДсорбЦИЯ АНИОННОГО КРАСИТЕЛЯ НА СТЕКЛЯННЫЕ ПОДЛОЖКИ

В.О. Лукьянова, Д.Н. Браташов, С.В. Стецюра, И.В. Маляр

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: imalyar@yandex.ru

Адсорбция органических молекул является одним из распространённых способов создания гибридных структур, представляющих собой композитный материал из органических и неорганических материалов, как полупроводники, наночастицы, полимерные монослои и т.п. Такие структуры находят применение в устройствах органической электроники, таких как органические светодиоды, органические полевые транзисторы, солнечные батареи, ячейки памяти и др.

К одним из перспективных методов получения гибридных структур относится метод полиионной сборки, заключающийся в последовательной адсорбции из водного раствора на твёрдую подложку монослоёв противоположно заряженных нано- и микрообъектов (полиэлектролитных молекул, наночастиц, ферментов и т.п.). Таким образом, адсорбция происходит за счёт электростатического взаимодействия между подложкой и молекулами. На адсорбцию влияют такие факторы, как ионная сила раствора, температура, молекулярная масса и концентрация молекул в растворе и др.

В работе [1] было предложено использовать освещение раствора и кремниевой подложки во время адсорбции полиэлектролитных молекул в качестве управляющего параметра. Оно приводило к изменению параметров адсорбируемого монослоя (его толщины и шероховатости). Эффект объяснялся изменением заряда поверхности кремниевой подложки в результате генерации в ней светом неравновесных носителей заряда.

В данной работе также исследовалось влияние освещения на адсорбцию, однако, были выбраны нефоточувствительные подложки (стекло) и фоточувствительные молекулы (краситель). Предметное стекло резали скрайбером на квадраты со стороной около 12 мм. Далее проводилась очистка их поверхности в перекисно-аммиачном растворе с последующей промывкой в деионизированной воде. В результате на поверхности подложек активизировались отрицательно заряженные ОН-группы. Далее подложки помещали в водный раствор катионного полиэлектролита полиэтиленimina с концентрацией 2 мг/мл на 10 минут для адсорбции монослоя и промывали в течение 10 минут для удаления плохо закрепившихся молекул. Далее подложки помещали в контейнер с водным раствором анионного красителя «Фотосенс», представляющего собой смесь молекул сульфоталочианина гидроксиалюминия (AlPcS_n , $n = 2..4$), с концентрацией 2 мг/мл на 10 минут. При этом половина контейнера с раствором и подложками освещалась с помощью галогенового осветителя ОВС-1 мощностью 6000 лк.

Для характеристики полученных образцов использовался конфокальный рамановский микроскоп Renishaw inVia. Сначала было получено изображение поверхности, а дальше было произведено измерение спектров комбинационно-

го рассеяний с участка $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ с шагом 1 мкм лазером с длиной волны 785 нм и мощностью около 6 мВт . Согласно [2] фталоцианин алюминия имеет следующие рамановские пики: $1409, 1421, 1431, 1452, 1478, 1498, 1534 \text{ см}^{-1}$. На рисунке 1 представлены результаты измерения распределения сигнала в диапазоне $1540\text{--}1520 \text{ см}^{-1}$ по поверхности образцов.

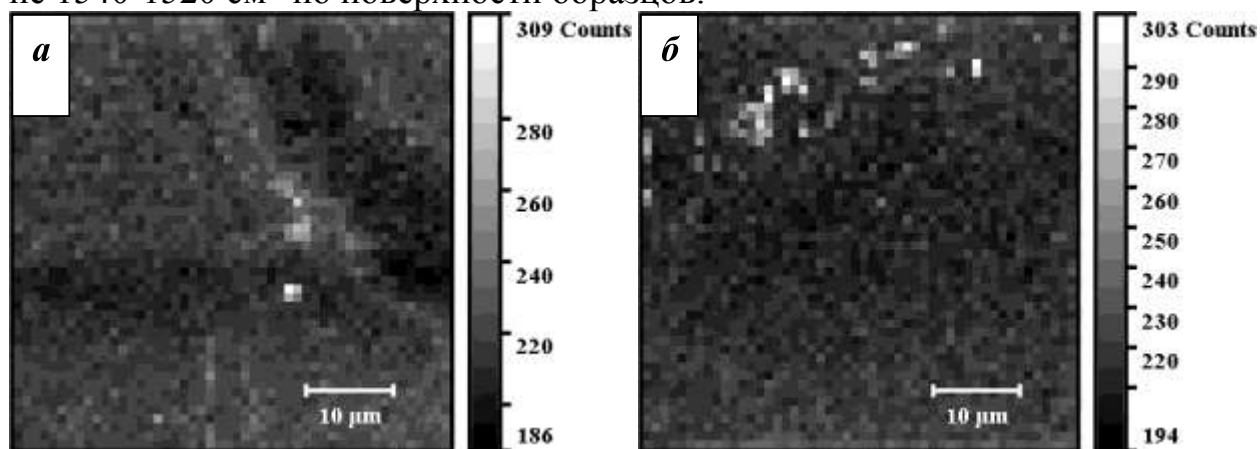


Рисунок 1 – Распределения сигнала комбинационного рассеяния в диапазоне $1540\text{--}1520 \text{ см}^{-1}$ по поверхности образцов, полученных без освещения (а) и при дополнительном освещении галогеновой лампой (б)

Статистический анализ данных изображений показывает, что средняя интенсивность сигнала для образцов, полученных без освещения, равна $217 \pm 7,6$ отн. ед., а при освещении – $216,1 \pm 6,7$ отн. ед. Таким образом, можно заключить, что освещение приводит к образованию более однородных монослоев.

Проведенное квантовомеханическое моделирование молекул AlPcS_n ($n = 2..4$) показало перераспределение заряда внутри молекулы при освещении, что приводит к увеличению её дипольного момента. Это может привести к росту адсорбции за счёт увеличения гидрофильных свойств молекул.

Таким образом, было показано влияние освещения на адсорбцию фоточувствительных молекул, приводящее к образованию более однородного монослоя.

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

Библиографический список

1. Malyar I.V., Gorin D.A., Santer S., Stetsyura S.V. // *Langmuir*. 2013. Vol. 29 (52), P. 16058–16065.
2. Kment S., Kluson P., Drobek M., Kuzel R., Gregora I., Kohout M., Hubicka Z. // *Thin Solid Films*. 2009. Vol. 517. P. 5274–5279.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИТОВ С РАЗЛИЧНЫМИ СТРУКТУРНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ**А.С. Колесникова, М.М. Мазепа***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: wargyrl@gmail.com*

Новый виток в развитии материаловедения связан с углеродными нанокompозитами. Эти композиты нашли свое применение в электронике, оптике и фотонике, сенсорных устройствах, в качестве термоустойчивых межфазных проводников, а также в прозрачных проводниках.

Для расширения областей применения углеродных композитов активно изучаются их свойства. В настоящее время исследуются их механических и тепло- и электропроводных свойства [1,2]. В работе [3] показано, что с увеличением значения упругих свойств возрастают значения количественных характеристик проводимости.

Важной особенностью углеродных наноструктур является связь их механических деформаций с электронными характеристиками, что делает наноструктуры уникальными в наноэлектромеханических системах. В связи с этим целью данной работы является исследование зависимости изменения значения силы, приложенной к углеродному композиту вдоль оси симметрии нанотрубок, входящих в состав углеродного композита, от изменения общей длины композита вдоль той же оси.

Исследования механических деформаций углеродного композита осуществлялось на ячейках с учетом периодических граничных условий. Ячейка углеродного композита состояла из графенового листа, его геометрические размеры составили: длина 62.48 Å и ширина 46.748 Å, и шести вертикально ориентированных, расположенных с разных сторон относительно плоскости графенового листа в шахматном порядке, присоединённых к ней с помощью химических связей armchair нанотрубок длин в пределах от 15 Å до 35 Å постоянного диаметра 12.12 Å (рис.1). Периодические граничные условия использовались только в плоскости листа графена, в перпендикулярном направлении расчетная ячейка не была периодична.

Для расчета энергий, по результатам которых найдены силы, применим расчетный (эмпирический) метод с использованием потенциала UFF. Значения энергий были получены в программном пакете Gaussian'09.

Исходя из результатов расчета можно заключить, что значение необходимой внешней силы для растяжения углеродного нанокompозита на 1% от его длины вдоль осей симметрии нанотрубок увеличивается с увеличением длины нанотрубок, входящих в состав композита (рис.2).

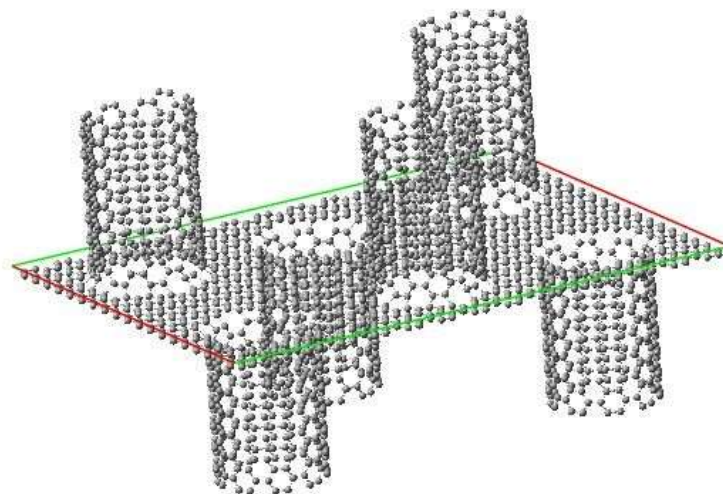


Рисунок 1 - Исследуемая модель углеродного композита

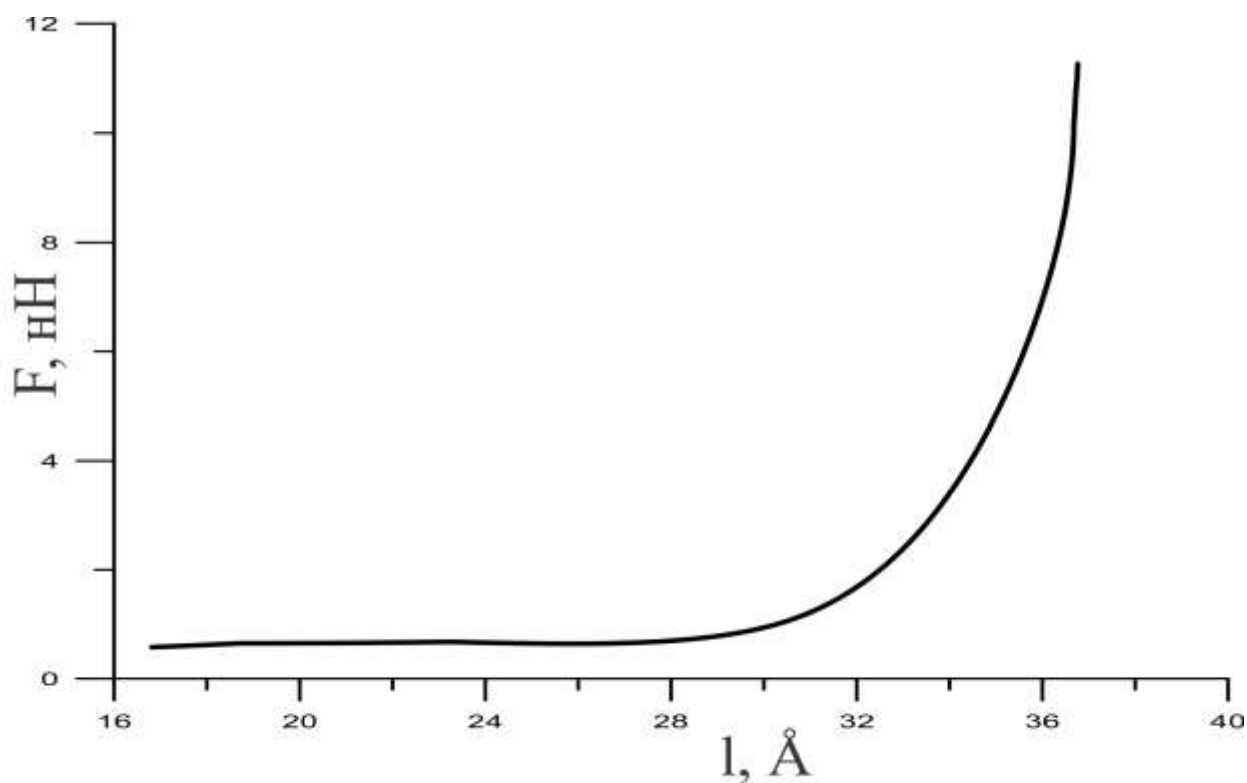


Рисунок 2 - Зависимость изменения силы от длины исследуемого образца

Работа выполнена при финансовой поддержке Президентской стипендии 2016-2018 (проект № СП-2502.2016.1).

Библиографический список:

1. Zhu Y. // Nature Communications. 2012. Vol. 3. P. 1225-1–1225-7.
2. Duck H. L. // Advanced Materials. 2010. Vol. 22. P. 1247–1252.
3. Seo S.-D. // Ceramics International. 2012. Vol. 38. P. 3017-3021.

МОДИФИКАЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ГЦК-КРИСТАЛЛА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

А.В. Маркидонов

Филиал Кузбасского государственного технического университета в г. Новокузнецке

E-mail: markidonov_artem@mail.ru

Известно, что наличие дислокаций определяет способность материала к пластической деформации, а их динамика лежит в основе многих важных физических свойств. Изучение на микроуровне воздействия ударных послекаскадных волн на дислокации и их динамику является вполне актуальной задачей, особенно если учитывать, что полного понимания эффекта дальнего действия на сегодняшний момент не существует. Возникновение данных волн обусловлено различием между временем термализации атомных колебаний в некоторой конечной области при внешнем высокоэнергетическом воздействии и временем отвода из нее тепла. В результате резкого расширения такой сильно разогретой области и формируется почти сферическая ударная волна. Целью настоящей работы является изучение динамики краевой дислокации в кристалле, подверженному воздействию ударной послекаскадной волны.

Исследование проводилось с помощью пакета МД-моделирования XMD [1]. В качестве потенциальной функции межатомного взаимодействия использовался потенциал Джонсона, рассчитанный в рамках метода погруженного атома [2]. Моделирование осуществлялось на расчетном блоке, моделирующем кристаллит никеля, и имеющем форму параллелепипеда. Для создания краевой дислокации в расчетном блоке удалялась часть атомов двух соседних полуплоскостей $\{1\bar{1}0\}$, после чего следовала процедура релаксации при условии, что атомам позволялось смещаться лишь вдоль направления $\langle 11\bar{0} \rangle$. В результате этого происходило сближение атомных плоскостей, расположенных по разные стороны от разреза, и формировалась экстраплоскость.

Особенностями ударной послекаскадной волны, отличающей ее от волн, получаемых другими методами, является большая амплитуда атомных смещений, а также малая ширина фронта, соизмеримая с параметром решетки кристалла [3]. Поэтому для создания волны, группе атомов в приграничной области расчетного блока присваивалась скорость, превышающая скорость звуковых волн, вдоль кристаллографического направления $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Плотнупакованное направление было выбрано потому, что из-за наличия механизмов фокусировки энергии, сферическая волна трансформируется во фрагменты плоских волн, распространяющихся именно вдоль плотноупакованных направлений. В результате последующих эстафетных атомных смещений формируется бегущая волна, ширина фронта которой не превышает нескольких межатомных расстояний, а амплитуда смещений атомов значительно превышает, например, амплитуду тепловых колебаний.

Рассмотрим расчетный блок, содержащий краевую дислокацию с вектором Бюргерса $\vec{b} = a/2 \langle 1\bar{1}0 \rangle$ и плоскостью скольжения $\{111\}$. Для структурного анализа кристаллической матрицы и выявления образующегося в данном слу-

чае дефекта упаковки можно использовать методы, основанные на расчетах ближайшего окружения атома, в частности, метод параметра локальной центральной симметрии, характеризующего степень симметрии локального окружения каждого атома [4].

Проведенное исследование показало, что при генерации в расчетном блоке ударных волн наблюдается смещение расщепленной дислокации по направлению к источнику волн. Известно, что движение дислокации определяется девиаторной компонентой тензора напряжений. Расчеты показали, что нормальное напряжение достигает максимума при прохождении через расчетную область фронта ударной волны, а касательное напряжение – при прохождении волны разгрузки. Релаксация касательных напряжений происходит в результате перемещения дислокации.

Анализ закономерностей пластической деформации и самоорганизации дефектных структур кристаллов на уровне отдельных дефектов является не полным, и требуется переход на уровень более сложных образований, важнейшими из которых являются дислокационные ансамбли. При этом значительно возрастает роль коллективных эффектов. Проведенное исследование показало, что ударные послекаскадные волны могут вызывать перемещение не только одиночных краевых дислокаций, как это было уже продемонстрировано ранее, но и простейших дислокационных ансамблей. При этом скольжение оказывается сложным и многогранным процессом, на который оказывает влияние целая группа сил. В процессе скольжения отмечается уменьшение ширины растянутых дислокаций.

Проведенное исследование показало, что изменение дислокационной структуры облученного материала обусловлено не столько ударными послекаскадными волнами, сколько следующими за ними волнами разгрузки. Смещение дислокаций в кристалле приводит к изменению полей напряжений, что должно оказывать влияние на диффузию атомов, и, как следствие, может служить причиной радиационно-стимулированной диффузии. Представленные положения могут найти применение при изучении проблем радиационного материаловедения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-58-04033 Бел_мол_a) и БРФФИ (проект № T15PM-090).

Библиографический список

1. XMD – Molecular Dynamics for Metals and Ceramics // [Electronic resource]. Mode of Access: <http://xmd.sourceforge.net/about.html>.
2. Johnson R.A. // Physical Review B. 1988. Vol.37, № 8. P. 3924.
3. Zhukov V.P., Boldin A.A. // Atomic Energy. 1987. Vol.68. P. 884.
4. Kelchner C.L., Plimpton S.J., Hamilton J.C. // Physical Review B. 1998. Vol. 58. P. 11085.

СТРУКТУРА И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ПЛЁНОК ОКСИДА ОЛОВА, ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ БЛИЗКОЙ К КОМНАТНОЙ

О.С. Махди^{1,2}, И.В. Маляр¹, И.В. Синёв¹, С.Б. Вениг¹

¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

²*Al-Muthanna University (Университет Аль-Мутанна), Ирак*

E-mail: sineviv@gmail.com

В настоящее время к полупроводниковым газовым датчикам предъявляются следующие требования: высокая чувствительность, хорошая селективность, стабильность и малые времена отклика и восстановления. Кроме того, требуется широкий диапазон измерений и низкий предел обнаружения. Чувствительный слой должен быть выполнен в виде пористой среды таким образом, чтобы химически активные зоны полупроводника были доступны для адсорбции и десорбции молекул анализируемого газа.

Однако исследования пока не смогли дать ответ, какой материал лучше использовать для датчиков. Одной из причин этого является то, что оптимальная микроструктура и морфология материала ещё не найдена.

В данной работе для исследования были выбраны газочувствительные тонкие плёнки диоксида олова, которые широко исследуются в настоящее время, одновременно находя практическое применение в лабораторных и промышленных сенсорах газа, а также мультисенсорных микросистемах для анализа сложных парогазовых смесей.

Плёнки получали методом высокочастотного реактивного магнетронного распыления мишени, представляющей собой диск из спрессованного порошка диоксида олова, смесью газов (аргона и кислорода) в установке PVD 600 (Vac-Tec, Республика Корея). В качестве подложек были выбраны пластины кремния с ориентацией (100) в плоскости подложки.

Газочувствительность полученных образцов, определялась путём измерения сопротивления при температуре 38°C при добавлении в рабочую камеру термостата воздуха с различной концентрацией паров этанола. Сопротивление активного слоя сенсора измерялось с помощью мультиметра Keithley 2000 (Keithley Instruments, США). Было установлено, что при введении паров этанола сопротивление уменьшается более чем на три порядка величины, а последующая продувка чистым воздухом приводит к его частичному восстановлению.

Измерения скола образцов с помощью сканирующего электронного микроскопа Mira // LMU (Tescan, Чехия) показали, что плёнки состоят из нанокристаллитов, ориентированных перпендикулярно поверхности подложки. Их поперечный размер (диаметр) возрастает с 6 нм до 13 нм по направлению от подложки к поверхности плёнки. Также было установлено наличие открытых пор по всей толщине, что должно обеспечивать доступ газа и увеличивать чувствительность.

Измерения состава различными методами (электронной Оже-спектроскопии, вторичной ионной масс-спектрометрии и энергодисперсионной

спектрометрии) показали, что состав плёнки неоднороден по глубине. На поверхности преобладает монооксид олова, а, начиная с глубины 8 нм, начинает преобладать диоксид олова.

Измерения кристаллической структуры методом рентгеноструктурного анализа показали, что плёнки имеют одну кристаллическую фазу — диоксид олова. Проведённый анализ текстуры показал, что существует преимущественное направление роста кристаллов, соответствующее кристаллографическому направлению $\langle 211 \rangle$.

Таким образом, в ходе исследования плёночных образцов оксида олова, полученных магнетронным распылением и газочувствительных при температуре близкой к комнатной, было установлено, что они состоят из нанокристаллов SnO_2 , ориентированных перпендикулярно поверхности подложки, между которыми имеются открытые поры. Мы предполагаем, что приповерхностный слой нанокристаллов обеднён кислородом, так что его состав соответствует SnO .

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-38-00633 мол_а).

ПЛАЗМОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО ПЕРИОДИЧЕСКОМ ГРАФЕНЕ

К.В. Машинский¹, Д.В. Фатеев², В.В. Попов^{1,2,3}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

³Саратовский научный центр РАН

E-mail: konstantin-m92@yandex.ru

Плазмонное детектирование терагерцового (ТГц) излучения в периодических графеновых структурах вызывает большой интерес [1] вследствие высокой подвижности носителей заряда в графене при комнатной температуре и их линейного энергетического спектра. Помимо известных плазмонных конвекционной и токовой нелинейностей, свойственных традиционным двумерным электронным системам [2], в графене возникает нелинейность динамической массы носителей заряда [1].

В данной работе рассмотрена теория плазмонного детектирования в пространственно периодическом графене, исследована чувствительность детектирования ТГц излучения за счет плазмонных эффектов электронно-дырочного хвостика и увлечения носителей заряда.

Рассматриваемая структура представляет собой графен с двойным металлическим решеточным затвором (рис. 1). Прикладываемое постоянное напряжение между электродами подрешеток и графеном, создаёт в графене пространственно периодическое распределение энергии Ферми [2]. В зависимости

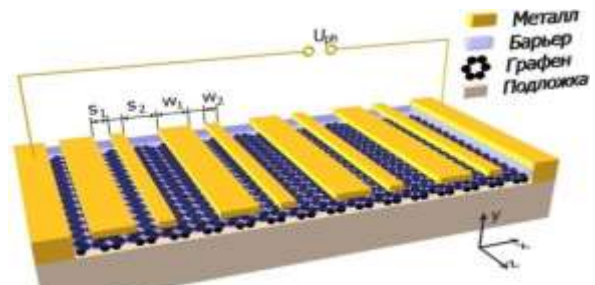


Рис. 1. Схематическое изображение графеновой структуры с металлическим решеточным затвором

от знака приложенного напряжения, графен имеет электронный или дырочный тип проводимости в подзатворной области. Нормально падающая ТГц волна резонансно возбуждает плазмоны в этой структуре.

Выпрямление ТГц излучения в графеновой структуре рассмотрено в гидродинамическом приближении [3]. Для гармонического электрического поля плазмона $E(x, t) = (|E_0|^2 + \text{с.с.})e^{-i\omega t}$, где ω – частота падающей волны, выпрям-

ленный ток в пространственно периодическом графене выражается как

$$j_0 = \frac{e^2 \omega_F^2}{L_2 \left(\frac{\omega_F^2}{2} + \frac{\omega^2}{2} \right)} \frac{1}{L} \int_0^L \text{sgn}(e) \text{Re} \left[(2\omega - i\gamma) E_{\text{F}} \frac{\partial (E_{\text{F}})}{\partial x} \right] dx, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд ($e < 0$ для электронов, $e > 0$ для дырок), ω_F – скорость Ферми, $\hbar$ – постоянная Планка, γ – скорость релаксации носителей заряда, L – период структуры. Выпрямленный ток в графене (1) возникает за счет пространственной асимметрии электрического поля, что может быть достигнуто в плазмонных структурах с двойным решеточным затвором [4] (эффект

дифференциального плазмонного увлечения носителей заряда), а также за счет

создания в элементарной ячейке периодического графена с основной (например, электронной) проводимостью участка с неосновной (дырочной) проводимостью, расположенного асимметрично относительно пространственного распределения поля плазмонной моды (эффект плазмонного электронно-дырочного храровика).

В неоднородной структуре с одним типом носителей заряда выпрямление ТГц излучения происходит только за счет эффекта увлечения носителей заряда. Выпрямленный ток в этом случае можно оценить для случая бегущей плазменной волны $E(x, t) = E_0 \cos(\omega t -$ как

$qx)$

$$j_0 = \frac{|e|^3 E_F^2 q E_0^2 \text{sgn}(e)}{4\hbar^2 E_F (\omega^2 + \omega_p^2)} \quad (2)$$

Тогда чувствительность детектирования, являющаяся отношением выпрямленного тока j_0 к поглощенной мощности P плазменной волны $P = \frac{1}{2} E_0^2 / (2\hbar \omega (\omega^2 + \omega_p^2))$, записывается в виде $R = |e| q E_F / (2\hbar \omega (\omega^2 + \omega_p^2))$.

В случае стоячей волны в структуре с противоположным знаком носителей заряда на одном из подзатворных участках элементарной ячейки $\omega_{Fs} = \omega_{Fs} = \omega_{Fs} = -\omega_{Fs}$ выпрямление

происходит только за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного храровика и выпрямленный ток записывается в виде

$$j_0^{(\max)} = \frac{2|e|^3 E_F^2}{\hbar^2 \omega (\omega^2 + \omega_p^2) L} \quad (3)$$

а чувствительность детектирования выражается в виде $R = |e| q E_F^2 / (\hbar^2 \omega (\omega^2 + \omega_p^2))$. Численное сравнение чувствительности детектирования за счет плазмонных эффектов увлечения и электронно-дырочного храровика (рис. 2) говорит о доминировании последнего практически во всем ТГц частотном диапазоне.

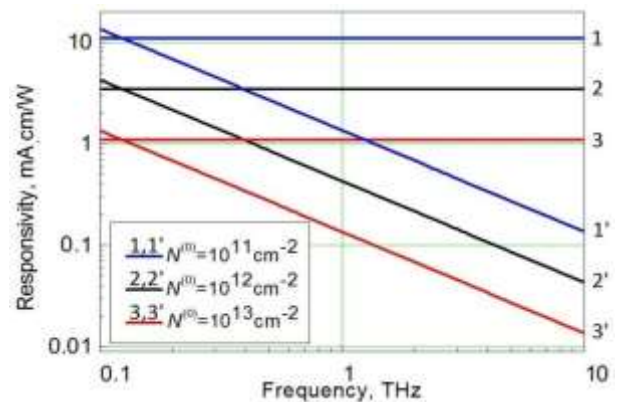


Рис. 2. Частотная зависимость чувствительности детектирования ТГц излучения за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного храровика (линии 1-3) и эффекта плазмонного увлечения носителей заряда (линии 1'-3') для разных равновесных концентраций носителей заряда в графене.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-02-02989) и Гранта Президента Российской Федерации (грант №. МК-5447.2016.2).

Библиографический список

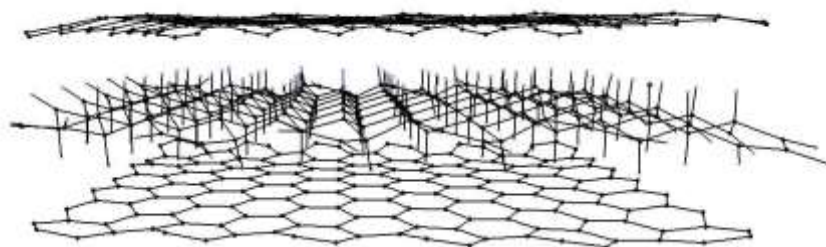
1. Olbrich P., Kamann J., König M., Munzert J. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93. P. 075422.
2. Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102. P. 253504.

3. *Rudin S.* // Int. J. High Speed Electron. and Systems. 2011. Vol. 20(3). P. 567.
4. *Popo V.V., Fateev D.V., Ivchenko E.L., Ganichev S.D.* // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 91. P. 235436.

**ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ГРАФЕН/ГРАФАНОВЫХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР****О.Е. Глухова, Д.А. Мельников, М.М. Слепченков***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: graphene@yandex.ru*

В настоящее время графен и его производные составляют основу элементной базы электроники. Принципиально новым материалом, перспективным в нанoeлектронике, является графан. После открытия графена и его необычных электронных свойств химическая функционализация графена стала предметом научного интереса современного материаловедения. Будучи первым истинно двумерным кристаллом и демонстрируя высокую электронную подвижность, графен хорошо подходит для современной электроники [1]. Делокализация электронов в графене приводит к высокой электрической проводимости, что легло в основу идеи создания сверхбыстрых наноразмерных графеновых транзисторов [2]. В то же время, самой большой помехой к осуществлению подобных задач становится невозможность контролировать перемещение электронов в графене. Возможным решением этой проблемы может стать графан – функционализированный водородом графен. В связи с этим перспективным представляется создание гибридных слоистых структур на графеновой и графановой основе. Целью данной работы является прогнозирование электронных и оптических свойств нового слоистого графен/графанового материала с точки зрения его практического использования в устройствах микро- и нанoeлектроники.

В работе рассматривалось три типа упаковки слоистого материала графен/графан: тип ААА, при котором все три слоя расположены строго друг над другом; тип ААВ, при котором верхний слой смещен относительно двух других слоев; тип АВА, при котором второй слой смещен относительно первого и третьего. Одной из задач работы являлось нахождение равновесной конфигурации структур при различных типах упаковки слоев. С помощью молекулярно-механического метода на основе потенциала AIREBO [3] были найдены равновесные конфигурации исследуемых слоистых структур с различным типом упаковки слоев (рис. 1).



а

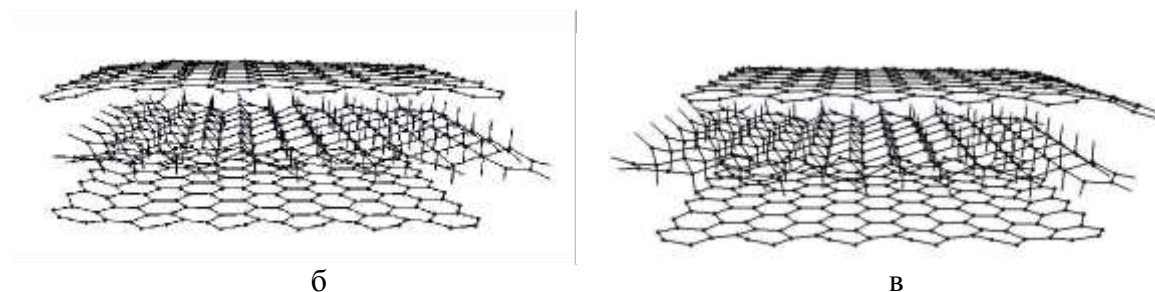


Рис. 1. Атомистические модели исследуемых слоистых графен/графановых структур с различным типом упаковки: а) тип упаковки AAA; б) тип упаковки ABA; в) тип упаковки AAB.

На следующем этапе исследования была выделена элементарная ячейка графена на графановой подложке, и ее геометрическое строение было уточнено с помощью модифицированного самосогласованного метода функционала плотности в приближении сильной связи (SCC DFTB2) [4]. Для построенной элементарной ячейки композитной структуры графен/графан были рассчитаны зонная структура и тензор комплексной оптической проводимости. Расчеты осуществлялись с помощью программы MIZAR [5]. С целью выявления закономерностей в полученных результатах выполнены расчеты зонной структуры и оптических характеристик графена и графана, входящих в состав исследуемого композита.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания (проект №3.1155.2014/К) и стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам(проект № СП-3135.2016.1).

Библиографический список

1. Elias D.C., Nair R.R., Mohiuddin T.M., Morozov S.V., Blake P., Halsall M.P., Ferrari A.C., Boukhvalov D.W., Katsnelson M.I., Geim A.K., Novoselov K.S. // Science. 2009. Vol. 323. P. 610.
2. Zhan B., Li C., Yang J., Jenkins G., Huang W., Dong X. // Small. 2014. Vol. 10, № 20. P. 4042.
3. Stuart S.J., Tutein A.B., Harrison J.A. // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 112. P. 6472.
4. Elstner M., Porezag D., Jungnickel G., Elsner J., Haugk M., Frauenheim Th., Suhai S., Seifert G. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58, № 11. P. 7260.
5. Свид. №2016612893 РФ. Многопроцессорный программно-информационный комплекс моделирования молекулярных систем для супер-ЭВМ «Mizar» / Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Оpubл. 11.03.2016.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАТОРА С ТРАНСФОРМАЦИЕЙ МОД ДЛЯ
ГИРОТРОНА ТГц ДИАПАЗОНА, РАБОТАЮЩЕГО
НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ГИРОЧАСТОТЫ**

М.М. Мельникова¹, А.Г. Рожнев¹, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: mafachu@mail.ru

В настоящий момент создание мощных стабилизированных и перестраиваемых по частоте гиротронов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона является важной задачей. Актуальность этой задачи обусловлена многочисленными практическими приложениями гиротронов с указанными характеристиками, в частности, для спектроскопии с динамической поляризации ядер, диагностики параметров высокотемпературной плазмы по рассеянному излучению, а также для ряда других биомедицинских приложений. Для указанных целей выгодно использовать гиротроны, работающие на гармониках гирочастоты, так как в этом случае требуются существенно меньшие значения магнитного поля.

В работе [1] теоретически и экспериментально исследовалась возможность перестройки частоты гиротрона диапазона 0.4 ТГц, работающего на второй гармонике гирочастоты в режиме giro-ЛОВ. Рабочей являлась мода $TE_{8,5}$. Перестройка частоты осуществлялась при помощи возбуждения высших продольных мод $TE_{8,5,q}$, $q=1,2,\dots$, диапазон перестройки составлял около 2 ТГц. Однако возможность перестройки ограничивалась возбуждением паразитной моды TE_{14} на основной гармонике с частотой 0.2 ТГц.

В настоящей работе обсуждается возможность расширения диапазона перестройки частоты при помощи использования ступенчатого резонатора с трансформацией мод [2,3]. Ступенчатый резонатор (рис. 1) представляет собой резонатор с двумя секциями, радиусы которых $R_{1,2}$ подбираются таким образом, что выполняется соотношение

$$\frac{v_{mn}}{R_1} = \frac{v}{R_2} = \frac{v}{R_1} \frac{R_1}{R_2}, \quad (1)$$

где v_{mn} — n -ый корень уравнения $J'_m = 0$. В левой части резонатора выполняются условия для возбуждения моды $TE_{m,n}$, в правой — для моды $TE_{m,n+p}$. В данной работе мы рассматривали двухступенчатый резонатор с преобразованием мод $TE_{8,4q}$ – $TE_{8,5q}$ в гиротроне, параметры которого аналогичны представленным в работе [1]. Длины резонаторов были выбраны равными $L_1 = L_2 = 17.5$ мм, так как необходимо было обеспечить возбуждение мод с высокими значениями продольных индексов ($q = 2,3,\dots$), радиусы резонаторов были выбраны исходя из соотношения (1). Отметим, что для мод TE_{1n} на основной гармонике гирочастоты условие (1) не выполняется, поэтому имеет место эффективное подавление моды TE_{14} .

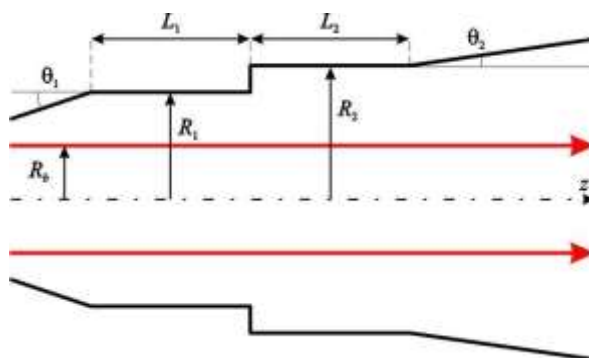


Рис. 1. Схема двухступенчатого резонатора с трансформацией мод.

Моделирование ступенчатого резонатора проводилось при помощи конечно-элементного пакета Comsol Multiphysics [4]. Наблюдалось одновременное резонансное возбуждение мод TE_{84q} – TE_{85q} в левом и правом резонаторах, соответственно. На рис. 2 приведены распределения азимутальной компоненты электрического поля для основной ($q=1$) и высшей ($q=4$) мод. Использование двухступенчатого резонатора с трансформацией мод позволяет избежать возбуждения моды TE_{14} на основной гармонике гирочастоты, так как значения стартового тока при данной конфигурации гиротрона значительно выше, чем в случае с одноступенчатым резонатором.

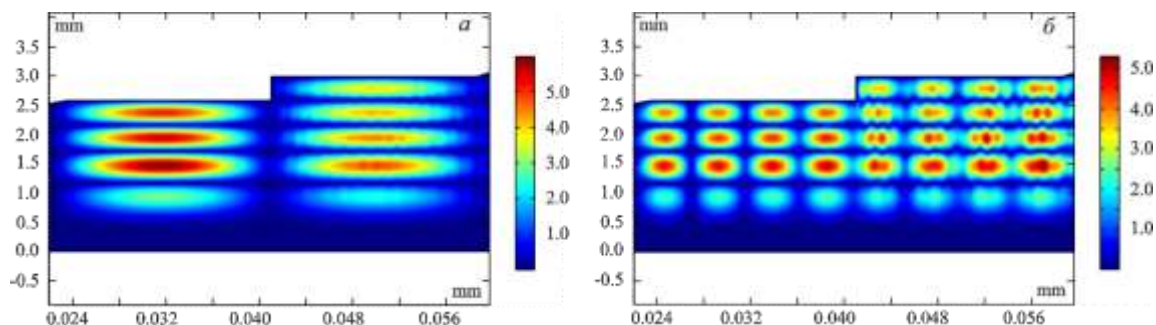


Рис. 2. Графики распределения интенсивностей азимутальной компоненты электрического поля вдоль резонатора для связи мод TE_{84q} – TE_{85q} с различными продольными номерами q : а) связь основных мод, $q=1$; б) связь мод с высоким продольным индексом, $q=4$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 1463, выполняемый в рамках базовой части государственного задания в сфере научной деятельности № 2014/203).

Библиографический список

1. Yamaguchi Y., Tatematsu Y., Saito T., Kuwahara T., Ikeda R., Ogawa I., Idehara T., Dumbrajs O. // 38th International Conference on IRMMW-THz Abstracts of IRMMW-THz. September 2013.
2. Pavel'ev V.G., Tsimring Sh.E., Zapevalov V.E. // Int. J. Electron. 1987. Vol. 63, No. 3. P. 379-391.
3. Zapevalov V.E., Malygin S.A., Pavel'ev V.G., Tsimring Sh.E. // Radiophys. Quantum Electron. 1984. Vol. 27, No. 9. P. 846-852.
4. Comsol Multiphysics Engineering Simulation Software. COMSOL Inc., Burlington, MA USA. <http://www.comsol.com/products/multiphysics/>

ВЛИЯНИЕ ТОПОЛОГИИ ГРАФЕНА НА ЭЛЕКТРОННУЮ СТРУКТУРУ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАФЕН-ФУЛЛЕРЕНОВОГО КОМПЛЕКСА

О.Е. Глухова, В.В. Митрофанов, М.М. Слепченков, В.В. Шунаев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: graphene@yandex.ru

В настоящее время такие углеродные наноструктуры, как нанотрубки, фуллерены, графен являются перспективными материалами, определяющими траекторию развития производства в наукоемких отраслях. Композитные материалы на основе углеродных наноструктур также обладают большим потенциалом для практического применения. В частности, композиты на основе графена и углеродных нанотрубок находят свое применение в качестве элементной базы нового поколения электронных устройств [1]. Одной из последних тенденций в развитии данного направления материаловедения является разработка нового углеродного гибридного материала на основе графена и фуллерена C_{60} [2]. Этот материал уже экспериментально получен путем электрофоретического осаждения [3]. В настоящее время проводятся интенсивные исследования в области изучения свойств комплекса графен+ C_{60} и поиска его возможного применения. В частности, молекулы фуллеренов и их модификации уже находят своё применение в качестве элементной базы таких устройств, как полевые транзисторы [4] и солнечные батареи [5]. Для расширения границ применимости новых углеродных гибридных структур в электронике, в частности, для разработки на их основе наноустройств, необходимо обладать знаниями об электронных свойствах материала и об эффективных способах управления ими. Целью данной работы является изучение закономерностей влияния топологии графенового листа на электронную структуру и оптические свойства нового гибридного материала на основе графена и молекулы C_{60} (рис. 1).

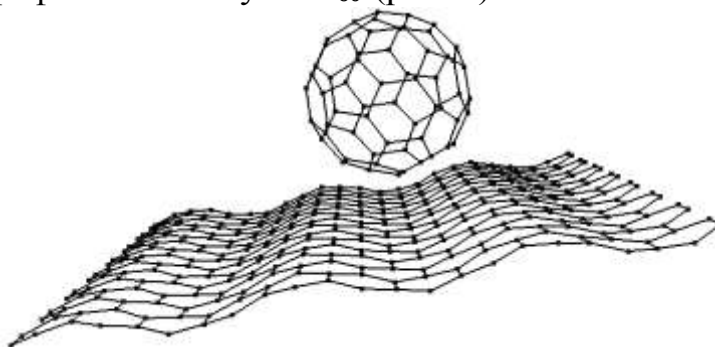


Рис. 1. Молекулярный комплекс графен+ C_{60} .

Математическая модель исследуемого комплекса графен+ C_{60} была построена на основе модели SCC DFTB, предложенной в работе [6]. Данная модель позволяет учитывать транспорт заряда между атомами в ходе исследуемого процесса. В качестве инструмента исследования использовался программный пакет KVAZAR [7].

В работе рассматривалась топология гофрированного графена с различными параметрами гофрированности – глубиной гофра и шириной желоба. Глу-

бина гофра менялась в диапазоне от 0.5 до 2.5 нм, а ширина желоба от 1 до 5 нм. Для каждого варианта рассматриваемой топологии гофрированного графена рассчитывалась зонная структура и плотность электронных состояний комплекса графен+ C_{60} , а также тензор комплексной оптической проводимости. Расчет тензора оптической проводимости проводился по формуле Кубо-Гринвуда [8]. Были проведены сравнения электронных и оптических характеристик комплекса графен+ C_{60} аналогичными характеристиками графена. Исследовалась чувствительность рассматриваемых гибридных углеродных структур к параметрам гофрированности графена. Анализ полученных результатов численного моделирования позволил установить влияние гофрированности графена на электронную структуру и оптические свойства графен-фуллеренового комплекса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-07-06307) и Стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (проект № СП-3135.2016.1).

Библиографический список

1. Kang J.W., Lee K.W. // Computational Materials Science. 2014. Vol. 93. P. 164.
2. Koh W., Moon H.S., Lee S.G., Choi J.I., Jang S.S. // ChemPhysChem. 2015. Vol. 16, № 4. P. 789.
3. Gan T., Hu C., Sun Z., Hu S. // Electrochimica Acta. 2013. Vol. 111. P. 738.
4. Wang R., Wang S., Wang X., Meyer J.A.S., Hedegård P., Laursen B.W., Cheng Z., Qiu X. // Small. 2013. Vol. 9. № 14. P. 2420.
5. Jeong Y.J., Yun D.J., Jang J., Park S., An T.K., Kim L.H., Kim S.H., Park C.E. // Phys Chem Chem Phys. 2015. Vol. 17, № 9. P. 6635.
6. Elstner M., Porezag D., Jungnickel G., Elsner J., Haugk M., Frauenheim Th., Suhai S., Seifert G. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58, № 11. P. 7260.
7. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченко М.М. ПО «KVAZAR» - платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий - Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015.
8. Marder M.P. // Condensed Matter Physics, Second Edition, 2011.

СОЗДАНИЕ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТИ В ГРАФЕНЕ С ПОМОЩЬЮ НАКАЧКИ ОПТИЧЕСКИМИ ПЛАЗМАМИ

И.М. Моисеенко^{1,2}, М.Ю. Морозов¹, В.В. Попов^{1,2}

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: quikc@yandex.ru

Графен – двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [1], является перспективным материалом для создания усилителей и генераторов терагерцового (ТГц) излучения [2-6]. Для достижения усиления необходимо создание инверсного по энергии распределения концентрации носителей заряда в графене за счет внешней накачки. Прямая оптическая накачка графена позволяет получить в нем инверсное по энергии распределения носителей заряда [7]. Однако при прямой оптической накачке в графене поглощается всего $\sim 2.3\%$ падающей мощности [8], что говорит о достаточно низкой эффективности такого способа накачки. В работе [6] было показано, что применение метода диффузионной накачки графена, позволяет снизить более чем на порядок величины уровень мощности, требуемый для создания инверсии в графене, по сравнению со случаем прямой оптической накачки графена.

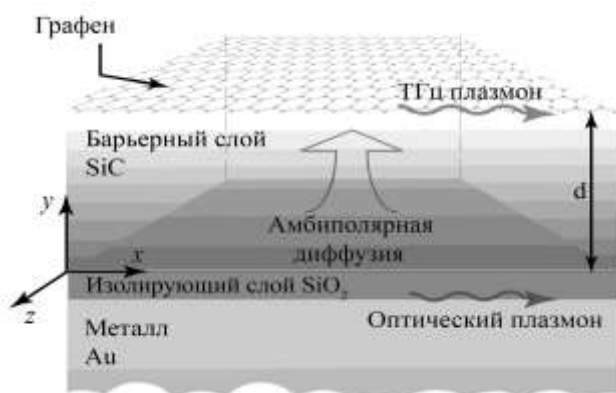


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

В настоящей работе исследован метод накачки графена оптическими плазмонами, распространяющимися в металле, экранирующем графен. Плазмоны на оптической частоте (рис.1), распространяющиеся в металле (в численных расчетах для металла использовались параметры, соответствующие золоту), отделенном от графена слоем полупроводника (SiC в рассматриваемом случае) толщиной d и тонким слоем изоля-

тора (SiO_2), генерируют в полупроводниковой подложке электрон-дырочные пары, которые диффундируют в сторону графена и захватываются в него, создавая в графене инверсное по энергии распределение носителей заряда. Слой изолятора (SiO_2) предотвращает выброс носителей заряда из полупроводника в металл.

На рис. 2 показана зависимость концентрации носителей заряда в графене от толщины барьерного слоя d , при различных величинах мощности первичной накачки оптического плазмона (кривые 1 и 2). При малых толщинах барьерного слоя длина волны оптического плазмона превышает величину d , а, следовательно, только часть энергии плазмона идет на генерацию электрон-дырочных пар в полупроводниковом барьерном слое и концентрация в графене не достигает своего максимального значения. С ростом толщины барьерного слоя концентрация носителей заряда в графене резко возрастает, достигая своего максимума при величине d , сравнимой с характерным масштабом спада поля плаз-

мона.

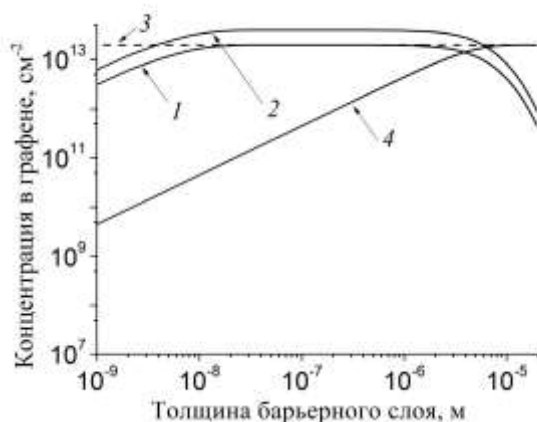


Рис. 2. Концентрация носителей заряда в графене в зависимости от толщины барьерного слоя для различных мощностей первичной накачки 2×10^8 Вт/м² (кривая 1), 4×10^8 Вт/м² (кривая 2). Линия 3 показывает оптимальную инверсию в графене на заданной частоте 7 ТГц. Кривая 4 – концентрация в графене при его диффузионной накачке светом мощностью 3×10^{10} Вт/м².

ной инверсии концентрации носителей заряда в графене более чем на три порядка величины по сравнению со случаем диффузионной накачки графена (кривые 2 и 4 на рис.2) благодаря сильной локализации поля плазмонов вблизи графена. Кроме того, вследствие относительно слабого поглощения электромагнитных волн в барьерном слое SiC, при диффузионной накачке графена светом требуется на два порядка величины большая мощность исходной накачки по сравнению с накачкой оптическими плазмонами.

Величина инверсии концентрации в графене возрастает линейно с увеличением мощности накачки. Известно [5,6], что для каждой ТГц частоты существует оптимальная величина инверсии концентрации в графене, соответствующая максимальному ТГц усилению в графене (штриховая линия 3 на рис. 2). С увеличением мощности накачки оптимальная величина инверсии в графене достигается при толщинах барьерного слоя $d < 10$ нм. Известно [9], что экранирование графена металлом при малых толщинах барьерного слоя d приводит к дополнительному росту усиления.

Метод накачки графена оптическими плазмонами позволяет уменьшить толщину барьерного слоя, необходимую для реализации оптималь-

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-00524 мол_а).

Библиографический список:

1. Novoselov K.S., Geim A.K. et al. // Science. 2004. Vol. 306. P. 666.
2. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Ryzhii V. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. С. 70.
3. Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. Vol. 23. P. 145302.
4. Popov V. V., Polischuk O.V., Davoyan A.R. et al. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 195437.
5. Davoyan A.R., Morozov M.Yu., Popov V.V., Satou A., Otsuji T. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. P. 251102.
6. Morozov M.Yu., Davoyan A.R., Moiseenko I.M., Satou A., Otsuji T., Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 061105.
7. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 083114.
8. Nair R.R. et al. // Science. 2008. Vol. 320. P. 1308.
9. Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Попов В.В. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 80.

МИКРОПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК В СМ- ДИАПАЗОНЕ

Н.М. Ушаков^{1,2,3}, А.Н. Литвиненко², С.Ю. Молчанов³

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
E-mail: nmu@bk.ru

С развитием науки расширяется и номенклатурная база композитных материалов. В настоящее время активно развивается технологическая база наукоемких производств, появляется возможность производить композитные материалы с наноразмерными компонентами и структурой. Такие материалы могут демонстрировать новые эффекты в диапазоне СВЧ и КВЧ. Например, их диэлектрическая проницаемость может изменяться на порядок в зависимости от частотного диапазона, а потери могут носить резонансный характер [1].

Для прогнозирования диэлектрических свойств выпускаемых нанокompозитных материалов в диапазоне СВЧ можно использовать модели Коула-Коула, Девидсона-Коула и Максвелла-Гарнетта [2]. Однако, такие расчеты носят приблизительный характер. Это усредненные значения, полученные для определенного диапазона частот в зависимости от состава нанокompозита.

Для измерения диэлектрической проницаемости известен резонансный способ, основанный на измерениях S-параметрах матрицы рассеяния микрополосковой линии с емкостным зазором [3]. Этот метод прост, но приемлем для диэлектриков с большим ϵ . Для нанокompозитных материалов с небольшой диэлектрической проницаемостью этот метод не подходит из-за малой чувствительности и, вследствие этого, большой погрешности.

Существует также метод, основанный на возбуждении электромагнитных колебаний в исследуемом образце, но с предварительно нанесенным на него проводниками [4]. Этот метод более громоздок и сложен в реализации.

Для повышения чувствительности микрополоскового метода мы используем встречно-штыревую структуру на месте обрыва линии (емкостного зазора) (Рис.1А). Собственный резонанс фильтра находится на частоте 21,3 ГГц. Ослабление на данной частоте составляет более 9дБ. Однако резонансной частотой можно управлять путём помещения нанокompозитных образцов, с отличной от 1 диэлектрической проницаемостью, поверх встречно-штыревой структуры (Рис. 1В). Это позволяет не только создать фильтр с перестраиваемой центральной частотой, но и измерять диэлектрическую проницаемость пленочных образцов.

Нами были промоделированы ситуации с образцами пленок с ϵ от 0,1 до 7 в частотном диапазоне от 16 до 26 ГГц. В результате численного электродинамического 3D анализа модели были получены S-параметры матрицы рассеяния. Графики зависимости коэффициента прохождения (S_{21}) от частоты для разных диэлектрических образцов приведены на Рис.2. Причем случай, при котором $\epsilon=1$, является базовым, т.е. в области встречно-штыревой структуры от-

существует пленочный образец.

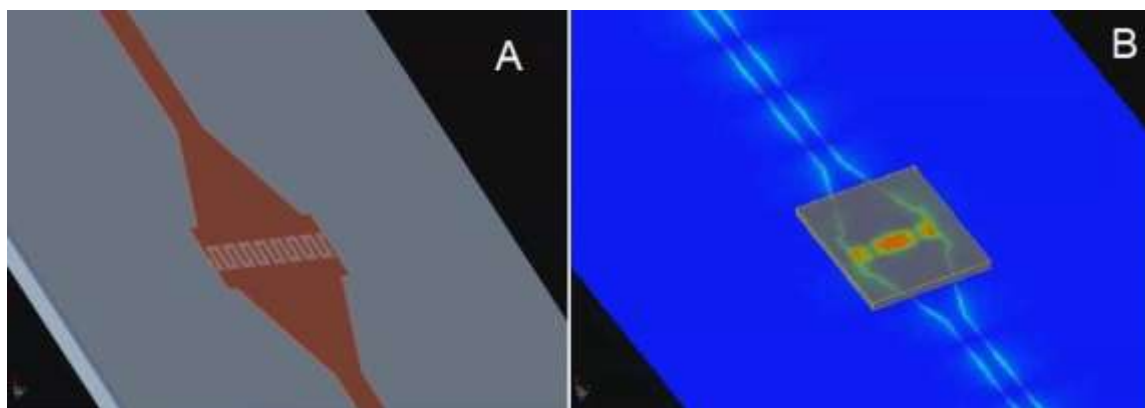


Рисунок 1. Модель микрополосковой линии со встречно-штыревым преобразователем:

А) Без измеряемого образца и СВЧ сигнала

В) С измеряемым образцом при СВЧ сигнале

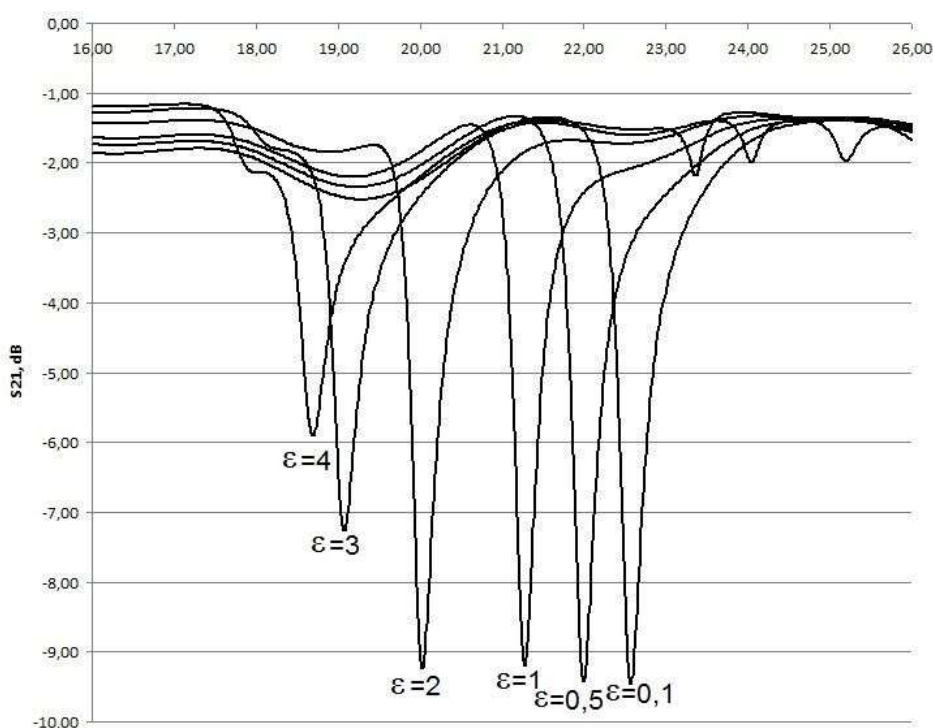


Рисунок 2. Зависимость коэффициента S21 микрополосковой линии со встречно-штыревой структурой, нагруженной диэлектрическими образцами с разным ϵ , от частоты.

Библиографический список

1. Ушаков Н.М., Кособудский И.Д., Юрков Г.Ю., Губин С.П., Запис К.В., Кочубей В.И., Ульзутуев А.Н. // Радиотехника. 2005. № 10. С. 105-108.
2. Ушаков Н.М., Молчанов С.Ю. // Радиотехника. 2014. № 10. С. 63-67.
3. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз. 1963.
4. Корнеев А.В., Селин Д.Н., Спиридонов К.А., Хитров Ю.А., Чернолес В.П. Патент РФ: Способ определения диэлектрической проницаемости материала (RU 2103673)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ЗНАЧИМОСТИ РАЗЛИЧНЫХ КАНАЛОВ ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММЫ ПРИ КЛАССИФИКАЦИИ СОСТОЯНИЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА

В.Ю. Мусатов, А.Е. Руннова, В.С. Дыкин, С.В. Пчелинцева, А.Е. Храмов

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: acm@sstu.ru

Изучение деятельности мозга путем исследования его электрической активности с помощью метода электроэнцефалографии (ЭЭГ) является давно признанным направлением в нейрофизиологии человека [1]. В настоящее время большой интерес вызывает использование этого сравнительно простого и недорогого метода для исследования когнитивных функций центральной нервной системы. Для выявления важных особенностей мышления и принятия решений человеком интересно исследование реакций на так называемые неоднозначные изображения, например, кубы Неккера [2].

В данной докладе представлены результаты исследования, по каким из каналов (или их групп) системы регистрации ЭЭГ (рис. 1 А, В) возможно с наибольшей вероятностью распознать, какое из двух состояний куба Неккера регистрируется оператором, наблюдающим изображение этого куба.

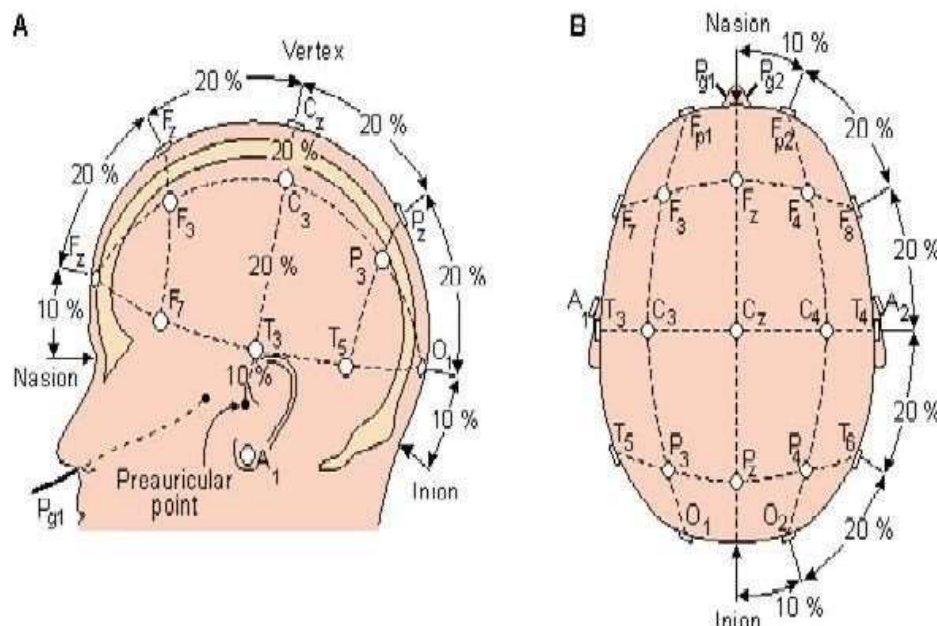


Рис. 1: Обозначение каналов регистрации ЭЭГ

1. O2-A2,	6. C3-A1	11. T6-A2	16. F7-A1	21. A1-N
2. O1-A1	7. F4-A2	12. T5-A1	17. Pz-A1	22. ЭКГ
3. P4-A2	8. F3-A1	13. T4-A2	18. Cz-A2	23. 1:ЭОГ(A1)
4. P3-A1	9. Fp2-A2	14. T3-A1	19. Fz-A1	24. 2:ЭОГ(A2)
5. C4-A2	10. Fp1-A1	15. F8-A2	20. A2-A1	25. 4:РД

Анализировались записанные фрагменты многоканальной ЭЭГ по 750 отсчетов (соответствующие 3 с измерений, частота дискретизации 250 Гц), взятые после предъявления испытуемому неоднозначного изображения.

Пакетом STATISTICA решалась задача классификации с использованием

искусственных нейронных сетей (ИНС), обучаемых с учителем [3]. Фрагменты экспериментальных измерений, соответствующие каждому из двух состояний куба Неккера, фиксируемых оператором, были отнесены к одному из двух классов и помечены в первом столбце файла, представляющего собой таблицу из 26 столбцов (25 каналов-переменных и метка класса) и количества строк, соответствующего числу отсчетов измерений.

Оценивалась качество классификации по различным комбинациям данных из числа 25 каналов – т.е. по соответствующим столбцам исходной таблицы данных. Математический эксперимент проведен с данными по 12000 отсчетам, поровну (6000/6000) относящимся к двум состояниям куба Неккера.

Результаты для каналов, показавших производительность ИНС от 75% и более, приведены на рис. 2. Классификация по данным остальных каналов регистрации ЭЭГ показала худшие результаты.

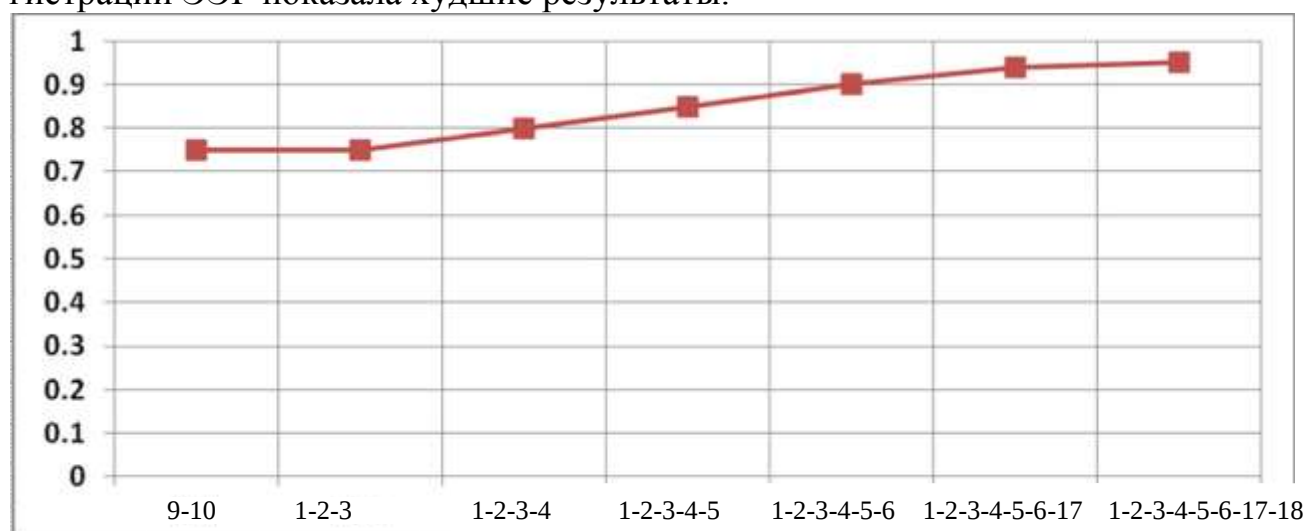


Рис. 2: Производительность классификации ИНС при использовании данных по различным каналам регистрации ЭЭГ (отмечены по оси абсцисс)

Проведенный математический анализ позволяет выявить наиболее «информативные» каналы регистрации ЭЭГ и сделать вывод о возможности уменьшения числа используемых каналов без ухудшения качества классификации с помощью ИНС неоднозначных изображений на примере куба Неккера. Вместе с тем, полученные результаты показывают значимость большого числа каналов для классификации состояния ЦНС человека по данным ЭЭГ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-08221).

Библиографический список

1. Гнездицкий В.В. Обратная задача ЭЭГ и клиническая электроэнцефалография (картирование и локализация источников электрической активности мозга). – М.: МЕДпрессинформ, 2004. – 624 с.
2. Einhäuser W., Martin K.A.C., König P. // European Journal of Neuroscience. 2004. Vol. 10. № 20. P. 2811—2818.
3. Оссовский С. Нейронные сети для обработки информации / Пер. с польск. И.Д.Рудинского. – М.: Финансы и статистика, 2004. – 453 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СЕТИ ОСЦИЛЛЯТОРОВ КУРАМОТО

В.О. Недайвозов, Д.В. Кирсанов, В.В. Макаров

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

E-mail: fdf_het@gmail.com

Одной из наиболее важных задач теории сложных сетей является определение принципов влияния топологии сети на ее динамические свойства [1], в том числе, на синхронизацию ее элементов [2].

В данной работе проводится изучение процессов синхронизации в сети, топология которой обладает свойством гомеостазиса - ограничения и постоянства входящих связей каждого элемента [3]. В качестве исследуемой сети используется модель Курамото [4], являющаяся эффективным инструментом анализа коллективной динамики систем различной природы [5,6,7]. Динамическое состояние i -го узла данной сети определяется соотношением

$$\dot{\varphi}_i = \omega_i + \lambda \sum_{j=1}^N w_{ij} \sin(\varphi_i - \varphi_j)$$

где $N=300$ — количество элементов сети, w_{ij} — вес связи соединяющей узлы i и j , λ — сила связи, при больших значениях которой, синхронизация фаз элементов сети происходит быстрее, а при малых — может не происходить вовсе. Изначально фазы (φ_i) и натуральные частоты (ω_i) взаимодействующих элементов

заданы случайно на отрезке $[-\pi; \pi]$.

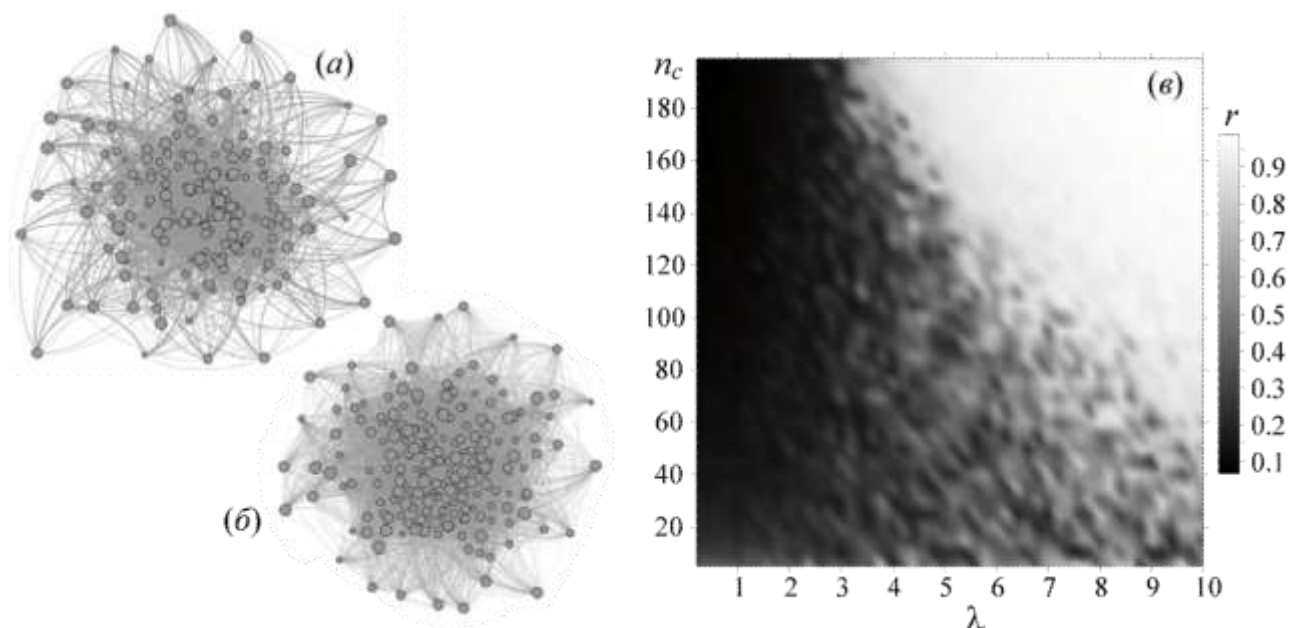
Для того, чтобы исследовать влияние гомеостазиса топологии сети на синхронизацию её элементов, матрица связей задавалась следующим образом. Для каждого элемента сети было случайно выбрано n_c исходящих связей, каждая из которых задавалась в случайном диапазоне $[0;1]$. При этом суммарная входящая связь каждого узла нормировалась на единицу - $\sum_j w_{ij} = 1$, в результате чего эф-

фективная сила связи в сети не менялась в зависимости от параметра n_c . Это проиллюстрировано на рисунке (а) и (б), на которых приведены визуализации топологии сети при различных значениях параметра n_c : из представленных структур видно, что увеличение количества связей приводит к уменьшению их веса (который отражен толщиной линий) в следствии постоянства суммарной входящей связи каждого элемента.

Для того чтобы оценить степень синхронизации исследуемой сети нами был рассчитан классический параметр порядка r [8] имеющий вид

$$r(t) = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N e^{i\varphi_i(t)} \right|$$

где t — текущий момент времени. В случае, когда вся сеть находится в синхронном состоянии, параметр порядка стремится к единице, в противном случае, при частичной синхронизации наблюдаются колебания его значений.



(a, б) Визуализации структуры сети при увеличении количества исходящих связей n_c от 20 (a) до 60 (б). (в) Двухпараметрическая зависимость параметра порядка r от силы связи λ и количества исходящих связей элементов.

Было изучено влияние количества исходящих связей n_c каждого элемента и силы связей λ на степень синхронизации сети, определенную с помощью расчета параметра порядка r . Соответствующая двухпараметрическая зависимость показана на рисунке (в). Из рисунка видно, что при малых значениях λ параметр порядка r близок к нулю и не зависит от n_c . При увеличении λ наблюдается возрастание параметра порядка r и начинает прослеживаться зависимость степени синхронизации системы от количества связанных элементов n_c . Несмотря на тот факт, что суммарный вес входящих связей каждого элемента не зависит от параметра n_c , степень синхронизации системы демонстрирует зависимость от данной величины. Подобная картина свидетельствует о том, что топология сети сильно влияет на ее динамические характеристики, даже когда эффективная сила связи, воздействующая на элементы, остается постоянной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 16-32-00334 и 15-52-45003).

Библиографический список

1. Salvatore A., Ricardo G., Boccaletti S. et al. // Sci. Rep. 2011. Vol. 99. P. 1.
2. Arenas A., Díaz-Guilera A., Pérez-Vicente C.J. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 114102.
3. Gutiérrez R., Amann A., Assenza S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 234103.
4. Kuramoto Y. // Lect. Notes in Phys. 1975. Vol. 30. P. 420.
5. Stehlé J., Voirin N., Barrat A. et al. // Phys. Rev. E. 2010. Vol. 81. № 3. P. 035101.
6. McPherson M., Smith-Lovin L., Mcook J. // Ann. Rev. Sociol. 2001. Vol. 27. P. 415.
7. Valencia M., Pastor M.A., Fernandez-Seara V.A. // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 77, № 5. P. 050905.
8. Makarov V.V., Koronovskii A.A., Maksimenko V.A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2016. Vol. 84. P. 23.

СОЗДАНИЕ ПЛАНАРНО-ТОРЦЕВЫХ СТРУКТУР И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ АВТОЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ

Д.В. Нефедов, С.Ю. Суздальцев, В.Я. Шаныгин, Р.К. Яфаров

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
nefedov_dv@rambler.ru*

Интерес к автоэлектронной эмиссии из монокристаллического кремния обусловлен возможностью простой интеграции элементов вакуумной электроники в существующие устройства кремниевой микроэлектроники. Один из способов повышения эффективности углеродного автоэмиттера, это - создание лезвийной структуры.

Целью работы являлось создание с помощью литографических методов слоистых планарно-торцевых структур с распределенными эмиссионными окнами диаметром 2 мкм и исследование их автоэмиссионных характеристик.

Автоэмиссионные планарно-торцевые структуры изготавливались на основе слоистой пленочной структуры, представляющей собой послойное осаждение нестехиометрической окиси кремния SiO_x на кремниевую подложку, последующее осаждение углеродной пленки и верхнего слоя SiO_x поверх углерода. Далее, на полученной структуре проводилась фотолитография для формирования фотолитографической маски, представляющей собой окна диаметром 2 мкм и расстоянием между окон 5-8 мкм.

Через сформированную фотолитографическую маску для получения углеродного лезвия, выступающего из окружающего диэлектрика, проводились процессы травления SiO_x . Для всех образцов верхний слой SiO_x травился с помощью жидкостного-химического травления (ЖХТ) которое, по определению, является изотропным, в растворе $\text{HF}:\text{NH}_4\text{F}:\text{H}_2\text{O}$ (1:5:5) и последующего дотравливания в плазме кислорода (O_2) [1]. Травление нижнего SiO_x для одних образцов проводилось с помощью $\text{ЖХТ}+\text{O}_2$, в другой группе образцов нижний слой травился в плазме CF_4 .

По результатам электронной микроскопии скола было установлено, что профиль подтравки верхнего SiO_x под фоторезистом, для обоих типов структур

идентичен и указывает на анизотропный характер травления пленки SiO_x , а профиль травления нижнего слоя SiO_x сильно отличается.

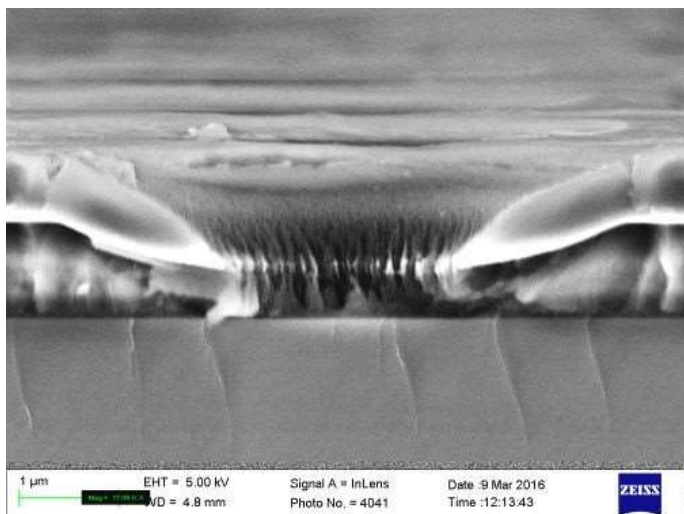


Рис. 1. Электронная микроскопия скола структуры после $\text{ЖХТ}+\text{O}_2$, приведен скол одного из окон диаметром 2 мкм.

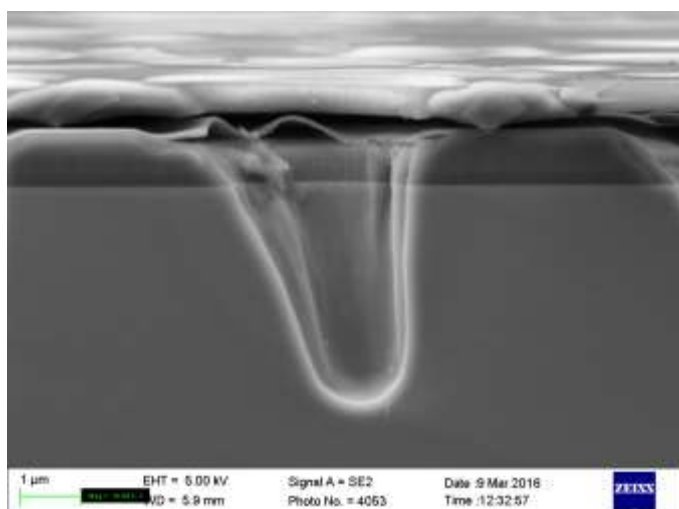


Рис. 2. Электронная микроскопия скола структуры после ПХТ нижнего SiO_x , приведен скол одного из окон диаметром 2 мкм.

Так для структур, полностью протравленных с помощью ЖХТ, наблюдается деформация структуры в результате чрезмерного жидкостного подтравывания под нижний слой диэлектрика и «обвала» напряженной слоистой структуры по направлению к подложке с вероятным разрывом углеродной пленки (Рис. 1).

Профиль углеродного лезвия повторяет характер травленной пленки SiO_x вследствие совместного плазменного травления обеих пленок в ходе плазменного дотравливания в плазме O_2 остатков SiO_x . В результате чего получение вы-

ступающего углеродного лезвия является невозможным.

В группе образцов, где травление нижнего слоя SiO_x проводилось в плазме хладона, конечная структура имеет принципиально иной вид (Рис. 2). Во-первых, углеродное лезвие имеет более гладкий характер, во-вторых, нижний SiO_x протравлен вместе с подложкой, в-третьих, отсутствует «обвал» структуры с разрывом углерода.

Столь различный характер травления не может не сказаться на АЭ характеристиках структур обоих типов. Так, для структур, полностью полученных с помощью ЖХТ+ O_2 , основные АЭ характеристики хуже, чем для структур с ПХТ нижнего слоя SiO_x см. табл. 1.

травл.ниж. SiO_x	Е, В/мкм	Јдопр, мА/см ²	Јмакс, мА/см ²
ЖХТ+ O_2	51,63	1,81	11,07
CF_4	43,5	3,76	23,47

На основании проведенных исследований можно сделать следующий вывод. Для получения качественных структур необходимо проведение более щадящего режима травления, например, полное травление SiO_x в плазме CF_4 , что позволит получить наиболее качественное углеродное лезвие, без разрушения структуры вследствие чрезмерных подтравов.

При выполнении работ было задействовано оборудование «Объединенной научно-исследовательской лаборатории СГУ-ИРЭ».

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №16-19-10033).

Библиографический список

1. Нефедов Д.В., Суздальцев С.Ю., Шаныгин В.Я., Яфаров Р.К. // «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. X Всерос. конф. Саратов. 2015. С. 111-112.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ НА МИКРОСТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК NiFe**Ю.В. Никулин^{1,2}, А.С. Джумалиев^{1,2}, Н.Н. Беглецова², Ф.С. Федоров^{1,3},
А.Г. Темирязов⁴, Ю. А. Филимонов^{1,2,3}**¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина⁴Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: yvnikulin@gmail.com

Тонкие пленки NiFe широко используются при разработке различных устройств магнитоэлектроники (датчики магнитного поля, устройства обработки информации, полосно-заграждающие фильтры, фазовращатели) [1]. При этом, в зависимости от специфики разрабатываемого устройства, пленки должны обладать определенными магнитными (коэффициент прямоугольности петли гистерезиса, коэрцитивная сила) и структурными (структурная однородность пленки, кристаллографическая ориентация) свойствами. Одним из способов управления свойствами получаемых пленок является выбор режима осаждения. В данной работе исследовано влияние температуры подложки на формирование микроструктуры и характер перемагничивания текстурированных пленок Ni₈₀Fe₂₀, осаждаемых на подложки SiO₂/Si методом магнетронного распыления на постоянном токе.

Пленки Ni₈₀Fe₂₀ толщиной $d \approx 20\text{--}400$ нм осаждались при давлении аргона $P \approx 0.12$ Па на “заземленном” держателе подложек (напряжение смещения на подложке $U_s \approx 0$), расположенном на расстоянии 80 мм от мишени (напряжение на мишени $U_m \approx -480$ В) при скоростях осаждения 16–20 нм/мин. Температура подложек составляла $T_s \approx 300$ К и $T_s \approx 550$ К. Как было показано в [2], увеличение температуры подложки позволяет изменять текстуру пленок NiFe с (111) на (200).

Было установлено, что при выбранных режимах осаждения при $T_s \approx 300$ К формируются пленки NiFe с квазиоднородной микроструктурой по толщине (рисунок 1, а) с текстурой (111), при этом кристаллическая структура пленок толщиной $d \approx 400$ нм характеризуется уменьшенным межплоскостным расстоянием ($\Delta a_{111} \approx -0.53\%$, $\Delta a_{200} \approx -0.11\%$). Для пленок NiFe(111) толщиной большей “критической” $d_{cr} \approx 250$ нм, наблюдается рост коэрцитивной силы H_c с 1 до 10 Э, переход от прямоугольных петель гистерезиса к “закритическим” ($M_r/M_s \approx 0.6\text{--}0.7$) [3] и формирование полосовой доменной структуры, что свидетельствует об образовании в пленке перпендикулярной магнитной анизотропии.

Пленки, осаждаемые при температуре подложки $T_s \approx 550$ К характеризуются неоднородной микроструктурой по толщине, имеют текстуру (200), при этом кристаллическая структура пленок обладает большей величиной деформаций ($\Delta a_{111} \approx -0.83\%$, $\Delta a_{200} \approx -0.9\%$), по сравнению с пленками осажденными при $T_s \approx 300$ К. Петли гистерезиса пленок толщиной $d \approx 20\text{--}400$ нм, характеризуются высокими значениями коэффициента прямоугольности ($M_r/M_s \approx 0.9$), коэрцитивная сила слабо зависит от толщины ($H_c \approx 1\text{--}2.5$ Э), при этом максимальные зна-

чения H_c достигаются при толщине $d_c \approx 100$ нм, когда происходит изменение микроструктуры с квазиоднородной на “гранулированную”. Полосовая доменная структура в таких пленках не наблюдается, что свидетельствует о том, что намагниченность лежит в плоскости пленки.

Таким образом, в работе показано, что для формирования пленок NiFe толщиной $d < 200$ нм с малыми значениями H_c и высокими значениями M_r/M_s предпочтительно осаждение при температуре $T_s \approx 300$ К, тогда как для получения пленок NiFe толщиной $d > 200$ нм с низкой коэрцитивной силой и высоким коэффициентом прямоугольности петли гистерезиса необходимо осаждение при повышенной температуре подложки ($T_s \approx 550$ К).

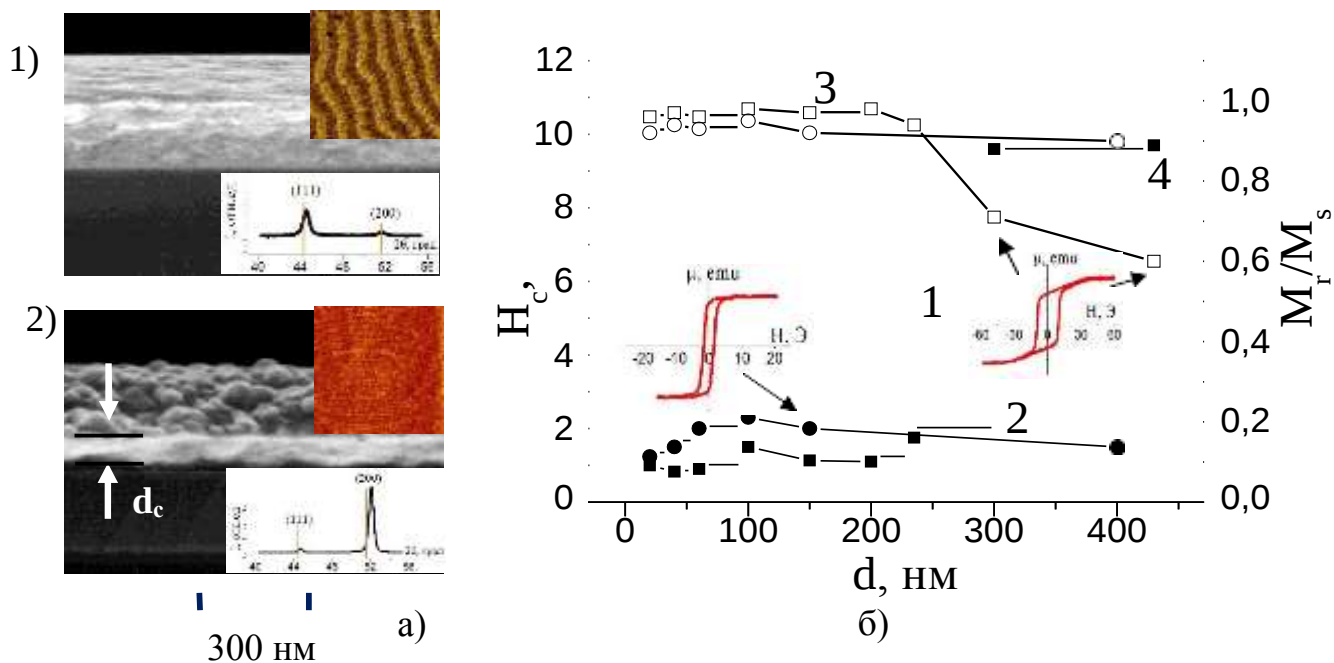


Рисунок 1. (а) - СЭМ изображения поперечного сечения пленок NiFe толщиной $d \approx 400$ нм, осажденных при $T_s \approx 300$ К (1) и $T_s \approx 550$ К (2). На вставках приведены дифрактограммы пленок и МСМ изображения доменной структуры; (б) - Зависимости коэрцитивной силы H_c (кривые 1, 2) и коэффициента прямоугольности петли гистерезиса M_r/M_s (кривые 3, 4) от толщины пленки d . Кривые (1,3) соответствуют пленкам NiFe(111), выращенным при $U_s \approx 0$, $T_s \approx 300$ К, кривые (2,4) - пленкам NiFe(200), осажденным при $T_s \approx 550$ К. На вставках приведены петли гистерезиса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16–37–60052, № 14–07–00549.)

Библиографический список

1. Gregg J.F., Petej I., Jouguelet E., Dennis C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. R121–R155.
2. Джумалиев А.С., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А. // Физика твердого тела. 2016. Т. 58, вып. 5. С. 1019.
3. Технология тонких пленок. Справочник. / Под ред. Л.Майссела, Р.Глэнга. М.: “Сов. радио”, 1977.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНОЙ НЕРЕГУЛЯРНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ МАССИВА МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ**С.А. Одинцов, А.Ю. Шараевская, А.А. Грачев,****А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: Odinoff@gmail.com*

Магнонные волноводы, сформированные из тонких магнитных пленок с низким коэффициентом линейного затухания, являются функциональным блоком любой комплексной интегральной магнонной сети [1,2], поскольку на их основе оказывается возможным создавать межсоединения и линии передач между функциональными узлами обработки информационного сигнала [3]. Явление каналирования в структуре из двумерного магнонного кристалла подробно рассмотрено в работе [4].

В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования линейных и нелинейных свойств структуры, состоящей из двух двумерных магнонных кристаллов (2D МК), каждый из которых образован путем создания периодической в двух направлениях структуры канавок на их поверхностях. Две плёнки помещены так, чтобы ряды канавок располагались друг над другом, образуя многослойную нерегулярную периодическую структуру.

С помощью метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов [2] показана возможность частотно-пространственной селективности и образования волноводных каналов в 2D МК конечной ширины. Образование смежных волноводных каналов для спиновых волн оказывается возможным, когда частота входного сигнала попадает в частотный диапазон брэгговской запрещенной зоны МК. Результаты численного моделирования методом конечных элементов имеют хорошее совпадение с результатами эксперимента и свидетельствуют о возможности авто-коллимации спиновой волны в рассматриваемом 2D МК.

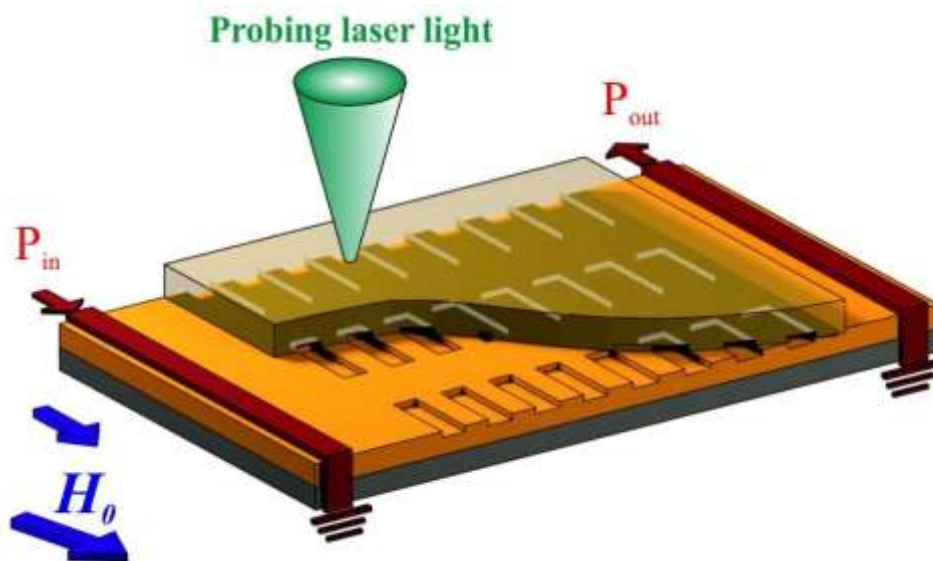


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной установки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФ (проект № 14-19-00760), РФФИ (проекты №№ 13-07-12409, 15-07-05901, 14-02-00976) и стипендии президента РФ (проект № СП-313.2015.5).

Библиографический список

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys.D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43 P. 264001.*
2. *Нукитов С.А. и др. // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099-1128.*
3. *Sadovnikov A.V., Davies S., Grishin S., Kruglyak V., Romanenko D., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106 P. 192406.*
4. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Odincov S.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Stognij A.I., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108. P. 172411.*

**ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ
ТОНКИХ ПЛЕНОК ДИОКСИДА ОЛОВА****И.Д. Осыко, О.С. Махди, В.В. Симаков, И.В. Синёв, А.И. Гребенников***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: viatcheslav.simakov@gmail.com*

Системы детектирования газовых смесей и запахов, включающие полупроводниковые сенсоры газа [1], устройства предварительной обработки сигналов, контроля и управления рабочим режимом, могут быть сформированы на единой подложке методами микро- и нанотехнологий. Однако, для активации процессов обмена поверхности активных слоев с газовой фазой используют рабочие температуры сенсоров, как правило, существенно выше комнатной [2], что ограничивает возможности их применения в автономных системах и комплексах. Использование энергии внешнего излучения открывает перспективы снижения рабочей температуры сенсоров газа до комнатной [3-4]. В работе приведены результаты исследований влияния величины светового потока на проводимость тонких газочувствительных пленок диоксида олова при комнатной температуре.

Методом высокочастотного магнетронного распыления мишени SnO_2 формировались газочувствительные слои диоксида олова [5], поверх которых через маску напылялась система контактов. Освещение поверхности тонкой пленки SnO_2 проводилось светодиодом марки DFL-5AP4SC-400 с излучением в полосе 397...409 nm. Исследования электрофизических свойств полученных газочувствительных структур проводились с помощью аппаратно-программного комплекса [6] в рабочей камере, которая непрерывно продувалась потоком чистого осушенного воздуха с расходом 100 ссст. Температура газочувствительных структур во всех экспериментах поддерживалась на уровне 30°C с помощью термостата типа ТС-1/80.

Освещение пленки диоксида олова в атмосфере сухого воздуха приводило к обратимому увеличению проводимости. Для оценки влияния освещения на проводимость пленки SnO_2 определялась кратность изменения ее проводимости S при освещении светодиодом. С увеличением светового потока кратность изменения проводимости тонких пленок диоксида олова увеличивалась (см. рисунок).

Для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов была предложена модель, описывающая зависимость проводимости тонкой пленки диоксида олова от величины светового потока, которая учитывает баланс адсорбционно-десорбционных потоков частиц газа-окислителя (например, кислорода), детальное равновесие процессов обмена зарядом между локализованными поверхностными уровнями и объемом зерна пленки, а также условие электронейтральности образца в целом. На основе предложенной модели получена аналитическая связь между концентрацией электронов в объеме зерна газочувствительного слоя и световым потоком:

$$N_D - n = n_s \cdot \frac{n}{n + (1 + q_a) \cdot \left(n_a + \frac{\sigma_i \cdot I}{\sigma_e \cdot v_e} \right)},$$

где N_D – концентрация полностью ионизованных доноров в объеме полупроводника; n – концентрация электронов в зоне проводимости; n_s – количество центров адсорбции на поверхности зерна, приведенное к единице объема; q_a – отношение скоростей десорбции и адсорбции частиц из газовой фазы; n_a – концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с положением акцепторного уровня; σ_i – сечение фотоионизации электрона, локализованного на поверхностном акцепторном уровне; I – световой поток; v_e – тепловая скорость электронов; σ_e – сечение захвата электронов на локализованные поверхностные уровни.

Таким образом, в работе проведено исследование фотопроводимости газочувствительных тонких пленок диоксида олова и предложена модель, адекватно описывающая зависимость кратности изменения проводимости от величины светового потока (см. рисунок).

Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы «Михаил Ломоносов» Министерства образования и науки РФ и Немецкой службы академических обменов (проект № 16.708.2016/ДААД) (персональный номер 91604516), РФФИ (проект № 16-38-00633 мол_а) и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (проект № СП-677.2015.4).

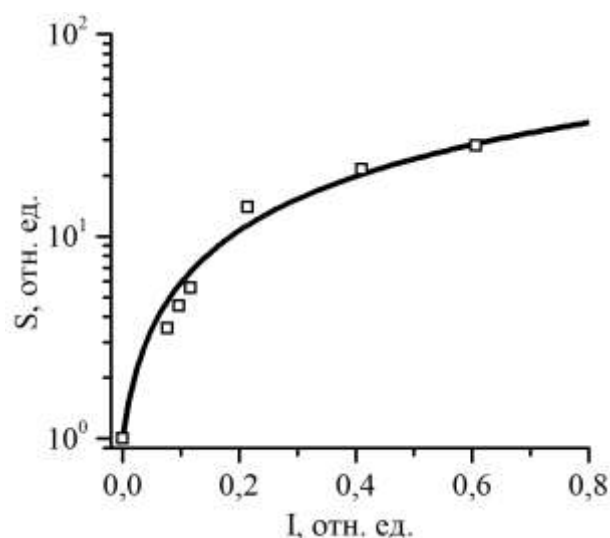


Рис. Зависимость кратности изменения проводимости S тонкой пленки диоксида олова от величины светового потока I : маркеры – данные эксперимента; сплошная линия – результаты расчетов

Библиографический список

1. Simakov V., Yakusheva O., Voroshilov A. et al. // Sensors and Actuators B. 2009. Vol. 137. P. 456.
2. Kissine V.V., Sysoev V., Simakov V.V. et al. // Semiconductors. 2000. Vol. 34. P. 308.
3. Синёв И.В., Махди О.С., Осыко И.Д. и др. // Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика: тез. докл. X Всерос. конф. молодых ученых. 2015. С. 154.
4. Русских Д.В., Рембеза С.И. // ФТП. 2009. Т. 43, № 6. С. 811.
5. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45.
6. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синёв И.В. // БХЖ. 2010. Т. 17. С. 125.

ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ОДНО- И ДВУМЕРНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ**Е.С. Павлов¹, А.В. Садовников², Ю.А. Филимонов¹**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный университет им. Н.Г Чернышевского**E-mail: eugenypavloff@gmail.com*

Условия формирования дефектных мод согласуется с условием возбуждения брэгговских резонаторов, которое связывает длину волны с характерным размером дефекта L_d в направлении распространения волны [1]. На рис.1 (в) показан вид спектра коэффициента передачи S_{21} для случая возбуждения линейных поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) в 1D МК с дефектом $L_d \approx n \cdot \Lambda$ (рис.1(а)). Дефектные моды (ДМ) возбуждаются в виде пика пропускания внутри брэгговской полосы не пропускания ПМСВ (В1). Возбуждение ДМ в 2D брэгговском резонаторе с гексагональной симметрией решетки (рис.1 (б)) происходит при $L_d = na\sqrt{3}/2$, а вид S_{21} для ДМ аналогичен случаю 1D брэгговского резонатора.

Показано, что в условиях 4М процессов рассеяния ПМСВ с ростом уровня надкритичности накачки $C > 0$ дБ наблюдается сдвиг частоты ДМ в сторону длинноволновой границы ($k \rightarrow 0$) спектра спиновых волн (рис.1 (г)), что объясняется как механизмом нелинейного сдвига дисперсии ПМСВ, обусловленной уменьшением продольной компоненты эффективной намагниченности среды M_z с ростом амплитуды динамической намагниченности спиновой волны $\mathbf{m}$ [2].

В условиях 3М процессов распада ПМСВ, на частотах возбуждения ДМ наблюдается бистабильность, которая проявляется как неоднозначность значений коэффициентов передачи S_{21} (рис.1 (д)) и отражения S_{11} и имеет вид петли гистерезиса в зависимости от направления изменения мощности входного сигнала накачки P_{in} (рис.1 (е)). Пороговые мощности развития параметрической неустойчивости и формирования бистабильности оказываются ниже порогов наблюдения параметрических процессов для спиновых волн в МК на других частотах, что отражает эффект усиления поля спиновой волны на частоте ДМ.

С ростом надкритичности $C > 5$ дБ, ДМ разрушается, а при дальнейшем увеличении P_{in} происходит разрушение полос не пропускания [3].

Действительно, как видно из карты пространственного стационарного распределения интенсивности сигнала $BLS I(x,y) \sim |\mathbf{m}|^2$ на частоте возбуждения ДМ (рис.1 (ж)), картина распределения соответствует высшим резонаторным модам ПМСВ, которые имеют пространственное распределение поля в виде стоячей волны, локализованной преимущественно в области дефекта, где максимумы соответствуют пучностям, а минимумы – её узлам. Максимум амплитуды волны достигается в центральной части дефекта, что объясняется эффектом локального усиления поля спиновой волны. На зависимости $I(P_{in})$ в диапазоне наблюдается бистабильность в виде петли гистерезиса (рис.1 (з)), которая имеет вид аналогичный зависимостям S_{21} .

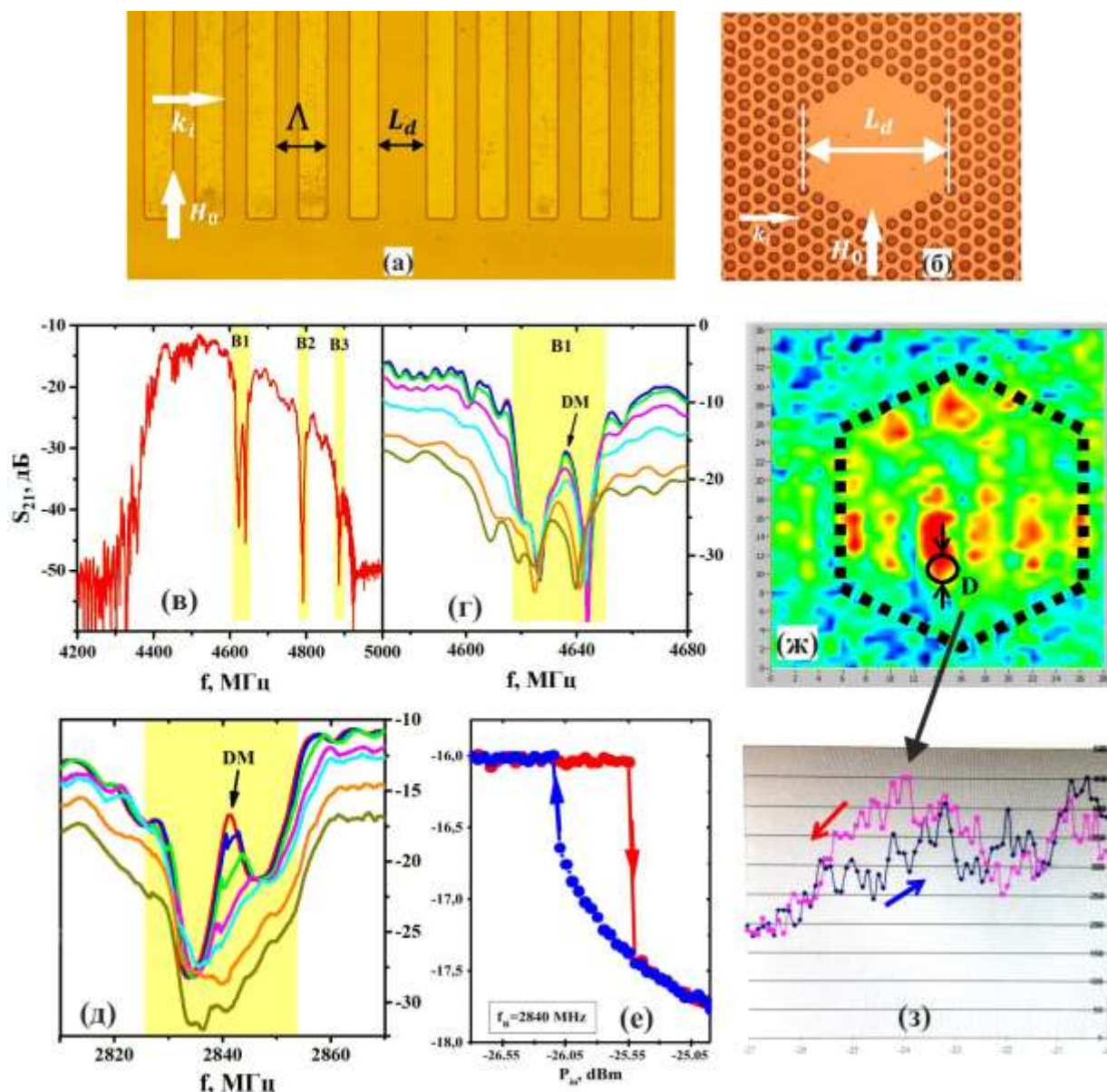


Рис.1 Изображение поверхности 1D (а) и 2D (б) магнoнных кристаллов с дефектами; Частотная зависимость коэффициента пропускания S_{21} ПМСВ в 1D МК в линейном режиме (в); влияние 4M процессов распада ПМСВ на сдвиг дефектной моды (г); влияние мощности накачки (д) и наблюдение бистабильности (е) на частоте дефектной моды для 2D МК в условиях 3M распада ПМСВ; пространственное стационарное распределение сигнала BLS I_{BLS} на частоте, отвечающей дефектной моде $F_s=f_p=f_r=2840$ МГц (ж); зависимости I_{BLS} от величины и направления изменения мощности СВЧ накачки P_{in} .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-02-01073).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плесский В.П. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. С. 2282.
2. Tsankov M.A., Chen M., Patton C.E. // J.Appl.Phys. 1996. Vol. 79, № 3. P. 1595-1603.
3. Никитов С.А., и др. // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099-1128.

ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИКОЛЛИЗИОННОЙ СИСТЕМЫ РАДИОЧАСТОТНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ

**А.А. Пиловец, С.Г. Сучков, С.В. Комков, А.Н. Литвиненко,
С.С. Янкин, Ю.А. Шатрова, В.А. Николаевцев**

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: pilovets64@mail.ru*

Системы радиочастотной идентификации (РЧИ) СВЧ диапазона на основе пассивных радиочастотных идентификационных меток (РИМ) на поверхностных акустических волнах (ПАВ) применяются в логистических системах, в торговле и на производстве [1]. Однако, более масштабное распространение систем РЧИ ограничивает проблема коллизии кодовых сигналов [2], возникающая при одновременной идентификации множества объектов, помеченных РИМ, а также влияние задержки при распространении СВЧ сигнала в электромагнитном канале на считывание кода РИМ [3].

В рамках данной работы проведено экспериментальное исследование антиколлизии системы РЧИ ISM диапазона частот (2.4 – 2.483 ГГц) с использованием РИМ на ПАВ с дискретно-временным кодированием [4, 5].

Расчет топологии РИМ на ПАВ выполнен методом конечных элементов с помощью программного комплекса “COMSOL Multiphysics” [6].

Металлизированные структуры РИМ изготовлены по технологии “lift-off” [7] из алюминия с примесью меди (4%).

Для приема радиоимпульса опроса и передачи ответного кодового сигнала РИМ разработана фрактальная антенна (рис. 1), спроектированная с учетом ёмкостного характера импеданса метки.

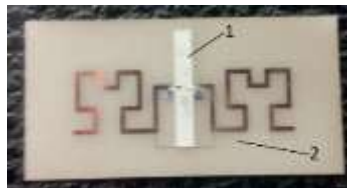


Рис. 1. Фотография разработанной РИМ с антенной:
1 – кристаллический чип РИМ на ПАВ, 2 – антенна.

В качестве считывающего устройства (ридера) в данной системе РЧИ использовался анализатор цепей (мощность внутреннего генератора 2 мВт) с антенной системой из двух направленных Wi-Fi-антенн.

Исследование антиколлизии системы РЧИ проведено для массива из семи РИМ, расположенных на расстоянии 6 м от ридера. Временная характеристика одновременного ответа на радиоимпульс опроса всех семи РИМ представлена на рис. 2. Видно, что все семь кодовых импульсов однозначно идентифицируются, что указывает на возможность практической реализации такой антиколлизии системы.

Количественные оценки показывают, что при использовании ридера с чувствительностью приемника -140 дБм и мощностью генератора 100 мВт возможна одновременная идентификация массива из 100 РИМ на расстоянии до 20 м. Однако такая оценка справедлива лишь при условии локали-

зации всего массива РИМ в пределах небольшой области (не более 1 м), что создает значительные ограничения на применение таких систем РЧИ.

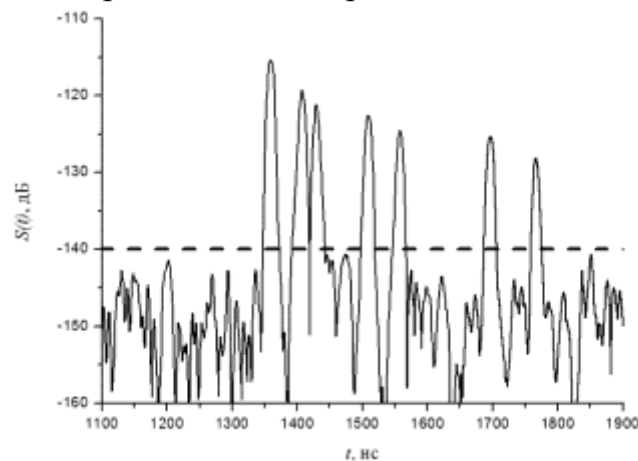


Рис. 2. Временная амплитудная характеристика $S(t)$ одновременного отклика семи антиколлизийных РИМ (с кодами № 5, 9, 11, 17, 21, 32 и 38). Штриховой линией обозначена чувствительность ридера.

В случае значительного удаления отдельных РИМ массива друг от друга становится существенной задержка СВЧ сигнала в электромагнитном канале между антенной системой ридера и антенной метки. Так, при расстоянии между РИМ 3 метра время приёма ответного сигнала от них различается на 20 нс, что при использовании дискретно-временного способа кодирования может привести к ошибке идентификации объекта[3], помеченного РИМ.

Для устранения возможных ошибок при идентификации одновременно большого числа объектов предлагается расширить кодовые позиции по времени и, следовательно, установить ограничения на область расположения идентифицируемых объектов. Причем, размер расширенной кодовой позиции определяется, главным образом, допустимым размером области локализации РИМ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) (проект № 16-32-00120 мол_а).

Библиографический список

1. Morgan D. Surface Acoustic Wave Filters. L.: Academic Press, 2007.
2. Malocha D., Gallagher M., Fisher B. et al. // Sensors. 2013. Vol. 13. P. 5897.
3. Сучков С.Г., Никитов С.А., Янкин С.С. и др. // РЭ. 2016. Т. 61, № 8.
4. Багдасарян С.А., Багдасарян А.С., Карапетян Г.Я., Нефедова Н.А. // Патент РФ на изобретение № 2344437. Бюлл. изобр. 2009. № 2.
5. Reindl L., Scholl G., Ostertag T. et.al. // Proc. 1998 IEEE Int. Workshop on Commercial Radio Sensor and Communication Techniques. Munich 15-17 Sept. 1998, Germany: IEEE. P. 83.
6. Гуляев Ю.В., Сучков С.Г., Янкин С.С. и др. // РЭ. 2015. Т. 60, № 4. С. 429.
7. Rosenfield M., Thomson M., Coane P. et al. // J. of vacuum science & technology. B. 1993. Vol. 11, № 6, P. 2615.

ДИНАМИКА СВЯЗАННЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ПРИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Е.С. Попова¹, Е.П. Селезнев^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

²Саратовский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

E-mail: lenochkafnp@yandex.ru

В работе исследуется система связанных квадратичных отображений, каждое из которых находится под гармоническим воздействием с иррациональным значением частот. Соотношение частот гармонических воздействий так же является иррациональным, что в итоге приводит к существованию в динамике связанной системы трехмерного тора. Интерес к исследованию подобных систем связан с одной стороны с изучением многообразия мультистабильных состояний [1], а с другой – существованием в изолированных подсистемах странных нехаотических аттракторов [2,3]. Исследуемая система имела вид:

$$\begin{cases} x_{n+1} = \vartheta - x_n + k \cdot (x_n - y_n) + \vartheta \cdot \cos(2\vartheta \cdot q_n) \\ q_{n+1} = q_n + \vartheta_1 \bmod 1 \\ y_{n+1} = \vartheta - y_n + k \cdot (y_n - x_n) + \vartheta \cdot \cos(2\vartheta \cdot u_n) \\ u_{n+1} = u_n + \vartheta_2 \bmod 1 \end{cases} \quad (1)$$

где ϑ – управляющий параметр, а ϑ – параметр, характеризующий амплитуду внешнего воздействия, $\vartheta_1 = (\sqrt{5} - 1) / 2$, $\vartheta_2 = \sqrt{7} / 2$

=

Построение карт динамических режимов на плоскости управляющих параметров осуществлялось на основе вычисления спектра ляпуновских показателей. Вычисления ляпуновских показателей проводились с помощью перенормировки и ортогонализации Грамма-Шмидта.

На рис.1 и рис.2 представлены карты динамических режимов на плоскости параметров (k, ϑ) и (ϑ, ϑ) , соответственно. На всех рисунках серым цветом обозначены области синфазных регулярных режимов (с отрицательными ляпуновскими показателями), светло серым тоном отмечены области существования несинфазных режимов, темно серым – синфазных хаотических (с одним положительным ляпуновским показателем), самым темным – области существования гиперхаоса (оба ляпуновских показателя положительны), в выделенных фрагментах представлены фазовые портреты на плоскостях (x_n, y_n) и (x_n, x_{n+1}) .

В динамике системы имеют место бифуркации удвоения трехмерных торов и переход к хаосу через их разрушение. В случае сильной связи ($k > 0.2$) и малых значения параметра $\vartheta < 0.1$ в динамике системы имеют место близкие к синфазным режимы поведения [1], которые разрушаются с уменьшением параметра связи, что отражено на рис.1а и рис. 2а.

В случае слабой связи и малых ϑ имеет место иерархия сосуществующих трехмерных торов, переход к хаосу через их разрушение, а также гиперхаос, что иллюстрируется на рис.1а и рис.2б.

В случае больших значений параметра ϑ многообразие мультистабильных состояний разрушается, в динамике системы наблюдаются трехмерные торы,

переход к хаосу через их разрушение, рождение гиперхаоса. Однако различить синфазные и несинфазные режимы [1] уже не представляется возможным, при этом граница перехода между ними исчезает.

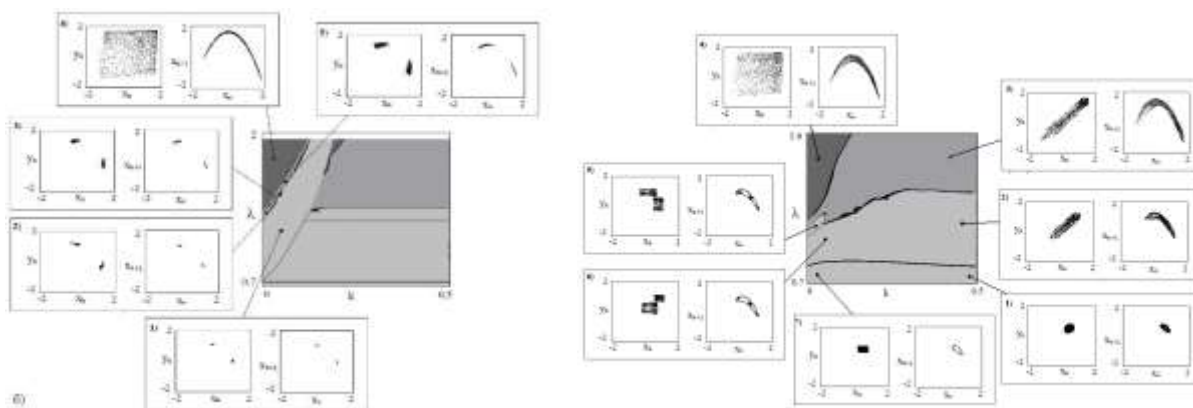


Рис. 1. плоскость параметров (k, E) при а) $E=0.03$, б) $E=0.2$

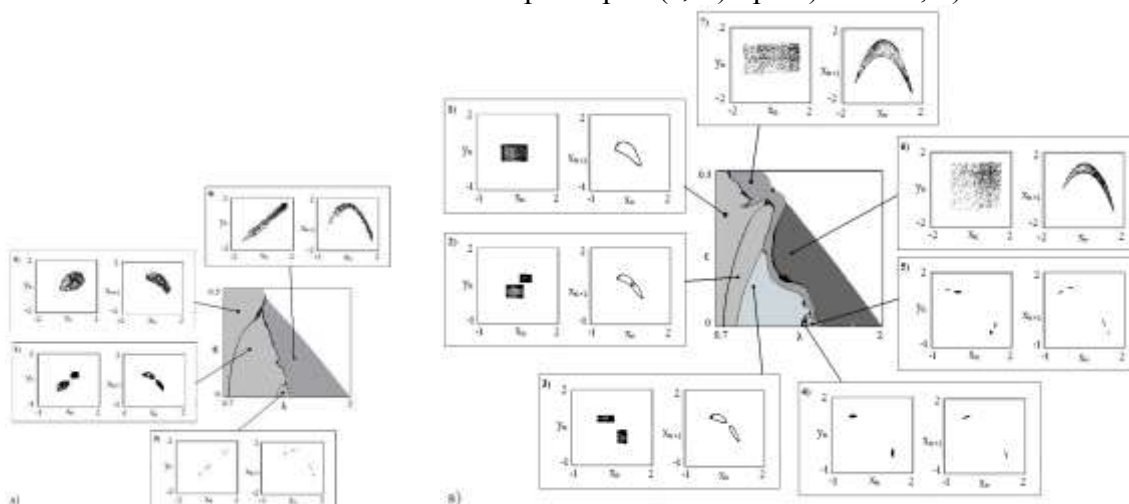


Рис. 2. Плоскость параметров (E, E) при: а) $k=0.45$, б) $k=0.03$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-02-00085).

Библиографический список

1. Астахов В.В., Безручко Б.П., Ерастова Е.Н. Селезнев Е.П. // ЖТФ. – 1990. – Т.60, вып.10. – С.19-26.
2. Bezruchko V.P., Kuznetsov S.P., Seleznev Ye.P. // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 62, №6. – р.7828–7830.
3. Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Пиковский А.С., Фойдель У., Селезнев Е.П. // Изв. ВУЗов, Прикладная Нелинейная Динамика. – 1997. – Т.5, №6. – С.3-20.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕПОСТОЯННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ФОРМЫ СПЕКТРА НЧ-ШУМА

С.Е. Резчиков, В.А. Сергеев

Ульяновский государственный технический университет

E-mail: flicker-noise@mail.ru

Низкочастотный (НЧ) шум (также фликкер-шум) характерен для полупроводниковых приборов (ПП). Посредством измерения его параметров можно прогнозировать надёжность ПП [1]. А в качестве информативного параметра часто используется показатель формы спектра, обычно обозначаемый – γ [2].

На практике, исследователь имеет дело со смесью низкочастотного и белого шумов. В [3] отмечено, что измерение показателя спектра может осложняться не только присутствием белого шума, но и непостоянством самого этого показателя. Значение $\gamma(f)$ в конкретной частотной точке можно определять как модуль углового коэффициента касательной проведённой к зависимости (в двойном логарифмическом масштабе) спектральной плотности мощности (СПМ) в данной точке. Или, на практике, как модуль углового коэффициента прямой проведённой между двумя соседними точками расположенными поблизости [4]. Вопрос рассмотрения показателя спектра в качестве функции, разумеется, тесно связан с задачей оценки погрешности определения параметра γ [4]. А погрешность оценки γ , как известно, определяется главным образом погрешностью нахождения исходных значений СПМ.

В работах, связанных с изучением НЧ-шума, исследователи часто приводят спектральные диаграммы с избыточным числом точек. На рисунке 1 представлен спектр шума в микроэлектромеханической системе (МЭМС) приведённый в [5].

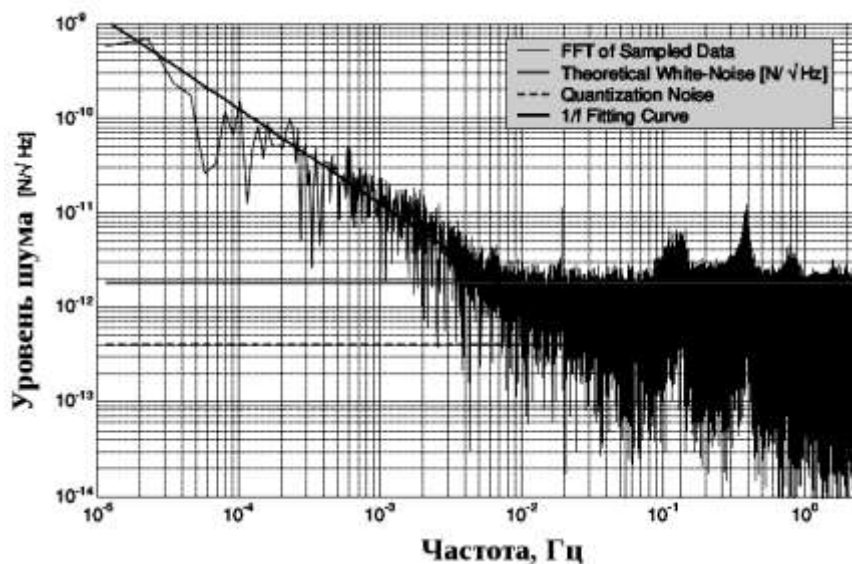


Рис. 1. БПФ выборок шума в МЭМС [5].

Реальное спектральное разрешение этой диаграммы, скорее всего, гораздо ниже кажущегося. Это связано с тем, что каждая оценка СПМ в конкретной полосе частот имеет свою погрешность, в первую очередь – случайную. Различные значения СПМ для соседних частот подразумевает существование некото-

рой значимой разности между этими значениями. Если полученная разность значений СПМ меньше погрешности её нахождения, то по этим значениям нельзя достоверно оценить значение γ , соседние частотные отсчёты СПМ можно объединить и в данном случае для этого частотного интервала следует принять: $\overline{\gamma} = 0$. $\overline{\gamma} \neq 0$ можно достоверно оценить при разности отсчётов

Значения 0

СПМ, превышающей ожидаемую среднеквадратическую погрешность нахождения СПМ. Это условие для случая идеального НЧ-шума ($\overline{\gamma} = const$, белый

шум отсутствует) из известных выражений для оценки погрешности СПМ сводится к выполнению неравенства:

$$T_{II} > \left(1 + \left(\frac{2 \cdot f_0 - \Delta f}{2 \cdot f_0 + \Delta f} \right)^{2\overline{\gamma}} \right) \left| \Delta f \cdot \left(1 - \left(\frac{2 \cdot f_0 - \Delta f}{2 \cdot f_0 + \Delta f} \right)^{\overline{\gamma}} \right)^2 \right|,$$

где T_{II} – требуемая длительность усреднения (с), f_0 – центральная частота (Гц), Δf – абсолютная ширина полосы анализа (Гц), $\overline{\gamma}$ – показатель формы спектра НЧ-шума.

Графики зависимости правой части неравенства от f_0 при $\Delta f = 100$ Гц для разных значений $\overline{\gamma}$ представлены на рисунке 2.



Рис. 2. Зависимость минимальной длительности усреднения от центральной частоты.

Понятно, что для обнаружения непостоянства γ требуется ещё большая точность измерений и сравнение уже разности значений γ с величиной соответствующей погрешности.

Библиографический список

1. Vandamme L.K.J. // IEEE Trans. Electron Devices. 1994. Vol. 41, No. 11. P. 2176.
2. Смирнов Д.Ю. Диагностические методы оценки надежности интегральных схем с использованием шумовых параметров: Автореф. ... дис. к.т.н. – Воронеж. 2006.
3. Резчиков С.Е. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. X Всеросс. конф. молодых ученых (8–10 сентября 2015 г.). – Саратов. 2015. С. 130.
4. Резчиков С.Е. // Информатика, математика, автоматика, м. Суми, 18–22 квітня 2016 р. — Суми: СумДУ. 2016. С. 160.
5. Rocha L.A., Cretu E., Wolffenbuttel R.F. // J. Micromech. Microeng. 2005. Vol. 15, № 7. P. S30.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕНИ РОСТА НА ПАРАМЕТРЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Н.Н. Рудык, О.И. Ильин, А.А. Федотов, М.В. Ильина

Южный федеральный университет

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Таганрог, Россия

E-mail: nnrudyk@sfedu.ru

Интерес к исследованию углеродных нанотрубок (УНТ) обусловлен их уникальными свойствами и, как следствие, широким спектром потенциальных применений, при этом одним из наиболее перспективных является использование УНТ в качестве элементов наноэлектроники. Однако для этого требуется точный контроль воспроизводимости параметров и расположения УНТ на подложке в составе будущего устройства. Метод PECVD позволяет осуществлять контролируемый рост одиночных УНТ и массивов на их основе, поэтому является наиболее перспективным с точки зрения создания новой элементной базы наноэлектроники [1].

В данной работе проводились экспериментальные исследования влияния времени роста УНТ на параметры формируемых УНТ. Время роста при этом составляло 5, 10, 15 и 30 мин, а температура поддреживалась на уровне 750 °С. Полученные образцы исследовались с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ) и Рамановской спектроскопии.

Анализ полученных результатов показал, что в диапазоне времени роста от 5 до 15 мин высота УНТ увеличивается практически линейно от 80 до 330 нм, в диаметр изменяется от 30 до 55 нм. В интервале времени роста от 15 до 30 мин диаметр УНТ практически не изменяется, а высота имеет тенденцию к насыщению. Увеличение диаметра на начальных этапах роста (при времени 5-15 мин) можно объяснить образованием новых стенок многостенных УНТ, что приводит к увеличению их внешнего диаметра. При этом увеличение высоты УНТ продолжается до некоторой критической величины, при превышении которой начинается разориентированный рост УНТ.

Образцы, полученные при времени роста 5, 10 и 15 мин, исследовались методом Рамановской спектроскопии. Полученные спектры представлены на рисунке 1.

Из представленных результатов, видно, что спектры УНТ, выращенных в течении 5 минут, практически не отличаются от спектров УНТ выращенных в течении 10 минут, однако далее наблюдается заметное увеличение интенсивности спектра УНТ, выращенных в течении 15 мин, то есть увеличение высоты УНТ приводит к усилению рамановской интенсивности.

Установлено, что «дефектность» трубок, полученных при времени роста 10 мин на 5% ниже, чем при времени роста 15 мин, и на 9 % ниже, чем при времени роста 5 мин. Высокая «дефектность» УНТ, выращенных в течении 5 минут объясняется малыми геометрическими УНТ, при этом большую часть объема УНТ составляет каталитический центр Ni, что вносит большой вклад в интенсивность D-моды. С увеличением времени роста до 10 мин наблюдается увеличение аспектного отношения и снижение «дефектности» УНТ, однако, по

мере дальнейшего увеличения времени роста наблюдается процесс подтравливания основания УНТ плазмой. Время обработки в плазме растет со увеличением времени самого роста, что приводит к нарушению углеродных связей и росту D-моды.

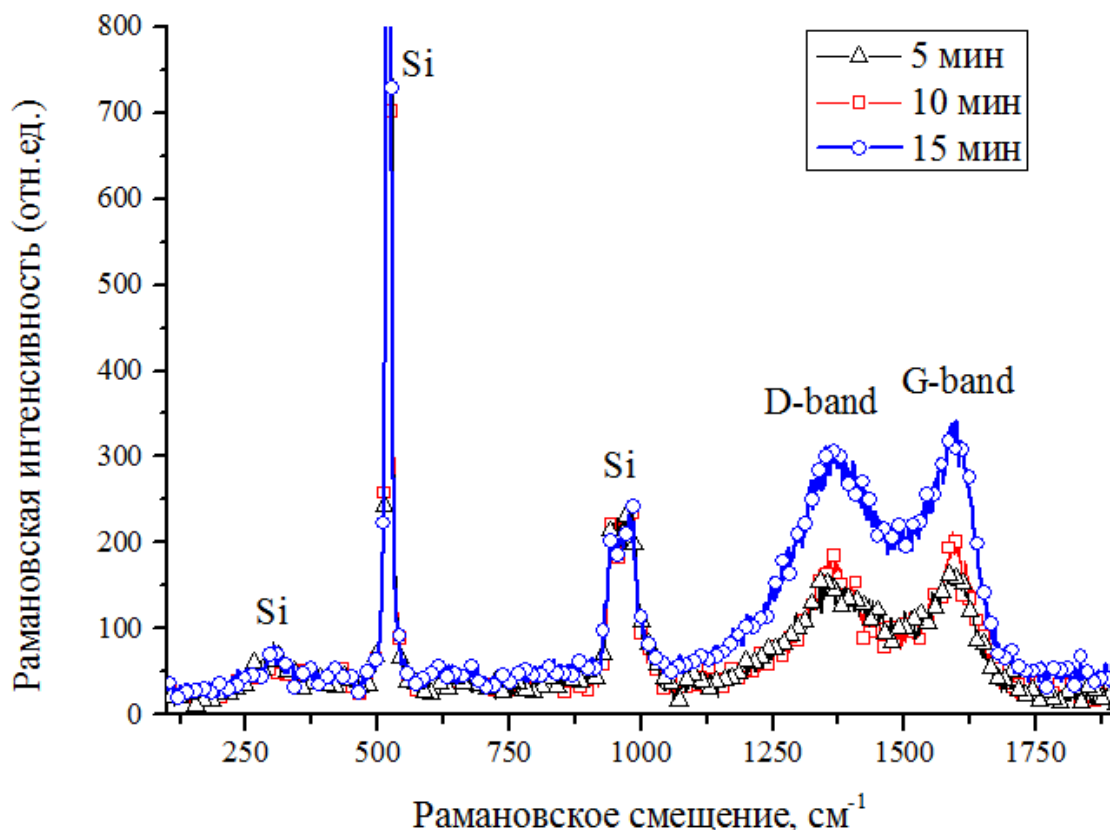


Рисунок 1 – Рамановские спектры УНТ, выращенных при температуре 750 °С за 5, 10 и 15 мин

Таким образом, время роста оказывает значительное влияние, как на высоту УНТ, так и на их «дефектность». Поэтому для получения УНТ с большей высотой с меньшей «дефектностью» следует подбирать режимы с меньшей мощностью плазмы или временем роста, а также повышать давление углеродсодержащего газа, для ускорения транспорта ацетилена к КЦ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №16-37-00101 мол_а).

Библиографический список

1. Ageev O.A., Balakirev S.V., Bykov A.V., Gusev E.Yu., Fedotov A.A. et al. // Springer International Publishing Switzerland. Chapter In: Advanced Materials – Manufacturing, Physics, Mechanics and Applications. 2016. P. 563-580.

СОЗДАНИЕ НОВЫХ ПОДХОДОВ НА БАЗЕ ВЕЙВЛЕТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЭГ ДАННЫХ ЧЕЛОВЕКА ПРИ ОЦЕНКЕ СЛОЖНЫХ КОГНИТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

А.Е. Руннова^{1,2}, М.О. Журавлев^{1,2}

¹*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*

²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

E-mail: anefila@gmail.com

В настоящее время регистрация электроэнцефалограмм (ЭЭГ) данных человека является одним из основных методов исследования функциональных состояний, когнитивных функций и других проявлений высшей нервной деятельности человека. Однако, до сих пор основная масса обработки, производимой с ЭЭГ, зачастую заключается в визуальном распознавании характерных паттернов, например, различных волновых участков, так называемых, «веретён» или визуальной и/или частотной оценке преобладающих компонент – альфа-, бета- и т. д. ритмов. Отметим, что даже частотные границы тех или иных выделяемых ритмов являются весьма размытыми параметрами, например, под наиболее известным «альфа-ритмом» разными авторами понимаются колебания с частотой 8–10 Гц или 10–12 Гц или даже весь диапазон 8–12 Гц. [1, 2]. Целью данной работы является создание объективных и формализованных с точки зрения нелинейной физики подходов к обработке рассматриваемых данных.

Для получения данных было использовано электроэнцефалографическое оборудование «Энцефалан-ЭЭГР-19/26» (Медиком МТД), позволяющее регистрировать многоканальные ЭЭГ с высоким временным разрешением (250 Гц) в течение продолжительного времени. Для записей ЭЭГ был использован монополярный метод регистрации и стандартная международная система размещения электродов «10–20» [3]. Нами проведены экспериментальные исследования по снятию ЭЭГ с нескольких групп испытуемых – контрольная группа условно здоровых добровольцев со средним уровнем физической активности, группа условно здоровых добровольцев, имеющих существенный опыт (более 6 лет) тренировок «осознанной активности» — разнообразные практики йоги, группа условно здоровых добровольцев, имеющих крайне низкий уровень физической активности и находящихся в зоне риска проблем нарушения обмена веществ. Каждая группа включала в себя порядка 10 испытуемых. В экспериментальных работах использовали расстановку электродов 10-20. Записи ЭЭГ включали в себя фазу с закрытыми глазами, несколько физиологических проб (открытие–закрывание глаз, стимуляция ритмическими вспышками света), а также решение когнитивной задачи. Когнитивная задача заключалась в периодическом распознавании некоего сложного стимула, результат которого человек должен был подать с помощью нажатия на кнопку пульта.

Для исследования данных ЭЭГ нами используется непрерывное вейвлетное преобразование на материнской комплексной вейвлетной функцией Морле [4], позволяющее провести развёртку сигнала в частотной и временной области. Методика включает в себя расчет вейвлет-скелетонов для каждого испытуемого и дальнейшую оценку по старшим из рассчитанных скелетонов существование

и эволюцию во времени той или иной энергетической составляющей зарегистрированных данных.

Для демонстрации разработанного способа нами изучено существование альфа-ритма у выбранных групп добровольцев. В работе продемонстрировано, что использование исключительно частотного представления сигнала зачастую приводит к ложной диагностике наличия альфа-ритма в затылочных отведениях. Созданные методы на базе вейвлет анализа позволяют точно выделить веретена альфа-ритма и, соответственно, указать на наличие данного ритма в тот или иной период записи ЭЭГ. Альфа-ритм хорошо заметен на ЭЭГ данных затылочных отведений в моменты общего расслабления человека при закрытых глазах и в спокойном сосредоточенном состоянии при открытых глазах в отсутствии мощных визуальных стимулов, требующих незамедлительно принятия решения [5, 6].

Обнаружено, что изученные три группы людей демонстрируют существенно различную динамику альфа-активности. Данные особенности особенно хорошо видны на участках ЭЭГ, отвечающих за проведение когнитивных тестов. В частности, достаточно уверенно, можно выделить, практически полное подавление альфа-ритма в третьей группе пациентов, пограничных по состоянию здоровья с сфере обмена веществ. Вторая группа пациентов при решении поставленных когнитивных задач демонстрирует возникновение паттернов альфа-активности сразу же по принятию решения и вплоть до следующего предъявления стимула. У третьей группы похожих результатов по возобновлению генерации альфа-ритма удалось добиться только увеличив время паузы между предъявлениями двух когнитивных стимулов в 4.5 раза. По всей видимости, отсутствие навыков расслабления приводит к стрессорному воздействию решения предложенной задачи, даже уже после принятия решения.

Методика может быть использована как средство ранней диагностики проблем с нарушением режима физической активности и неизбежно сопутствующих проблем нарушения обмена веществ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 16-29-08221, 16-32-00187 мол_а).

Библиографический список

1. *Островский М.А.* Актуальные направления современной науки о мозге. М.: Изд-во МГУ, 2010.
2. *Farah M.J., et al.* // J. Cogn. Neurosci. 2009. Vol. 21(1). P. 119-127.
3. *Jasper H.H.* // Electroencephalogr. Clin. Neurophysiol. 1958. Vol. 10. P. 371-375.
4. *Hramov A.E. et al.* // Wavelets in Neuroscience. Springer Heidelberg, New York, Dordrecht, London, 2015.
5. *Naatanen R.* Attention and Brain Function. Hillsdale, NJ: Lawrence Erlbaum Associates, 1992.
6. *Weisz N., et al.* // Frontiers in Psychology. Perception Science. 2011. Vol. 2. Art. 73

**ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ MIZAR
ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ И ОПТИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР**

Г.В. Савостьянов, О.Е. Глухова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: savostyanovgv@gmail.com

В настоящее время стремительно развиваются технологии синтеза периодических одномерных и двумерных наноструктур, физические свойства которых варьируются в очень широких диапазонах. Прогностическое моделирование физических свойств таких наноструктур является важной и неотъемлемой частью прогресса в этой области. В свою очередь теоретические методы вычисления физических свойств наноструктур имеют существенные ограничения, связанные с их колоссальной вычислительной сложностью. В ряде случаев данные ограничения преодолеваются путем использования параллельных вычислений, упрощенных моделей со специально подобранными параметрами, различными улучшениями вычислительных алгоритмов. В связи с этим актуальным является создание гибкой программной платформы, реализующей подобные модели с использованием высокопроизводительных вычислений и ориентированной на задачи большой размерности.

Программный пакет «MIZAR» предназначен для исследования электронной структуры и оптических свойств кристаллических структур. В рамках программы можно решать различные задачи физики твердого тела, в том числе теоретическое прогнозирование зонной структуры, вычисление тензора оптической проводимости, диэлектрической проницаемости, частоты плазмонного резонанса, коэффициенты преломления и отражения. Ядром пакета является алгоритм численного решения стационарного уравнения Шредингера в приближении сильной связи. Блоховская волновая функция электрона в кристалле приближается линейной комбинацией атомных орбиталей (ЛКАО). При вычислении элементов матрицы гамильтониана используются трансформации Слэтера-Костера в базисе s , p и d орбиталей. В программном пакете можно использовать как параметры взаимодействия орбиталей на базе метода функционала плотности в приближении сильной связи (DFTB), так и специально подобранные для разного типа задач параметры в рамках классического метода сильной связи. Вычисление оптических свойств кристаллов основывается на применении формулы Кубо-Гринвуда. Программа реализует высокопроизводительные расчеты с возможностью применения вычислительных кластеров.

На рис. 1 приведена зонная структура нанотрубки (23, 0) вычисленная в программном пакете в базисе p_z орбиталей. На рис. 2 приведен график зависимости комплексной оптической проводимости нанотрубки (23, 0) от частоты падающего вдоль трубки электромагнитного излучения, также вычисленная в программном пакете.

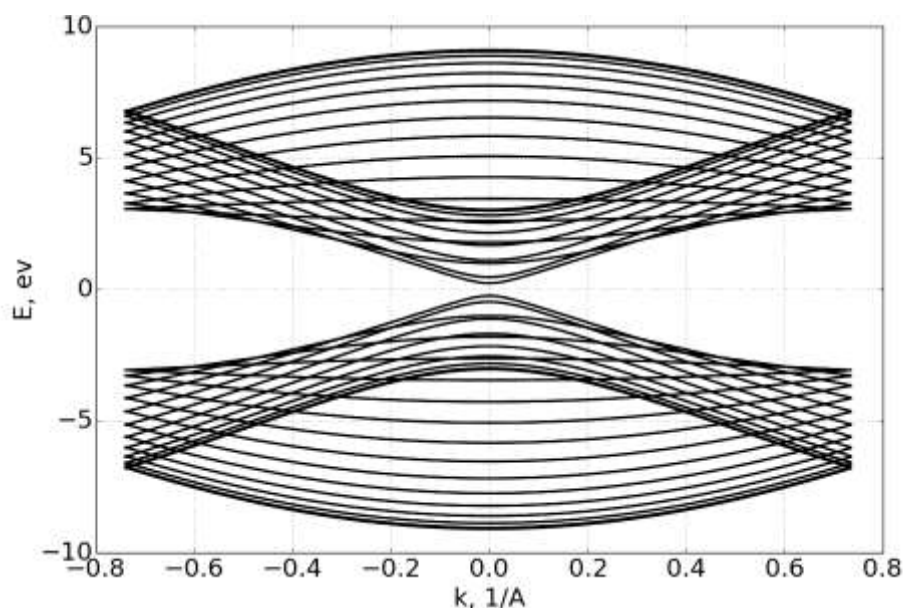


Рис. 1. Зонная структура нанотрубки (23, 0)

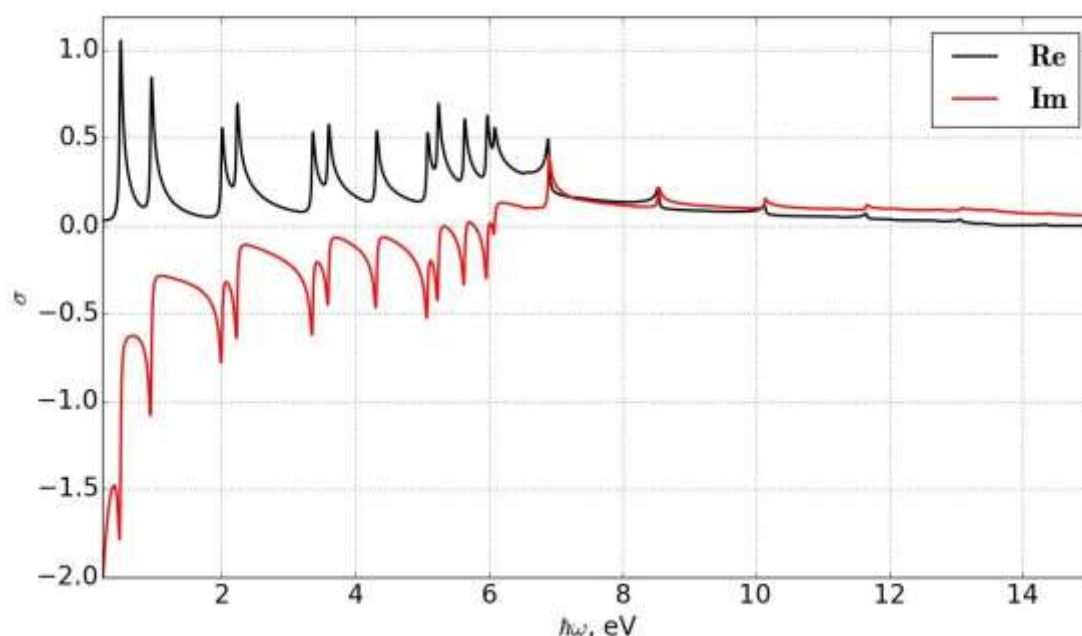


Рис. 2. Зависимость комплексной оптической проводимости нанотрубки (23, 0) от частоты падающего вдоль трубки электромагнитного излучения

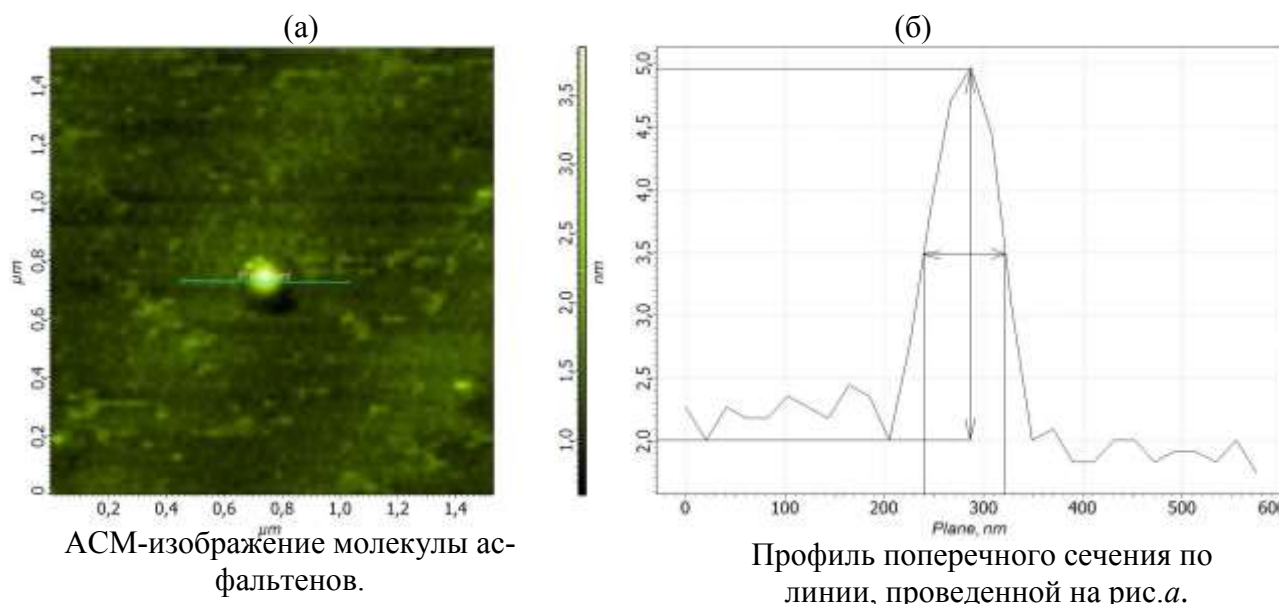
Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №15-07-06307 и №15-29-01025).

Библиографический список

1. Elstner M., Gaus M. // Computational Methods for Large Systems. 2011. Chapter 9.
2. Charlier J.-Ch. et. al. // Reviews Of Modern Physics. 2007. Vol. 79.
3. Pedersen T.G. et. al. // Physical Review B. 2001. Vol. 63. P. 201101.
4. Lin M.F., Shung K.W. -K. // Physical Review B. 1994. Vol. 50, № 23. P. 744.
5. Saito R., Fujita F., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 60. P. 2204.
6. Harrison W.A. Electronic Structure and Properties of Solids. Freeman and Compagny, San Francisco, 1980
7. Dresselhaus G., Dresselhaus M. S. // Physical Review. 1967. Vol. 160. P. 649.
8. Slater J.C., Koster G.F. // Phys. Rev. 1954. Vol. 94 P. 1498.

АТОМНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛ АСФАЛЬТЕНОВ**Б.Р. Сатучин***Башкирский государственный университет, Уфа**E-mail: Bulat25041995@gmail.com*

Асфальтены являются широко распространенными, но недостаточно изученными объектами нефтяных дисперсных систем [1]. При этом надмолекулярная структура асфальтенов изучена недостаточно. Целью работы является количественная оценка параметров надмолекулярной структуры нефтяных асфальтенов с использованием методов атомно-силовой микроскопии (АСМ).



Для исследования асфальтенов в АСМ следовало получить образцы в виде тонких пленок. Был применен метод Ленгмюра-Блоджетт. В качестве подложки использовалась свежесколотая поверхность слюды. Эксперименты проводили на установке ИНТЕГРА-Аура (НТ-МДТ) с применением кремниевых кантилеверов RTESP (VEECO). Для наблюдения отдельных молекул асфальтенов варьировали концентрацию растворов (битум в толуоле). Наилучшие результаты получены с образцами битума западносибирской нефти (Рисунок а).

Установлено, что надмолекулярная структура объектов на участке представляет собой квазиупорядоченную систему, состоящую из молекул асфальтенов (рисунок а), причем частицы имели ширину 100 нм и высоту 3 нм (Рисунок б).

Библиографический список

1. Унгер Ф.Г., Андреева Л.Н. Фундаментальные аспекты химии нефти. Природа смол и асфальтенов. – Новосибирск: Наука, 1995. – 192 с.
2. Доломатов М.Ю., Бахтизин Р.З., Шуткова С.А., Телин А.Г., Шуляковская Д.О., Харисов Б.Р., Дезорцев С.В. // Башкирский химический журнал. 2012. Т. 19, № 4. С. 220-226.

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПЛЁНОК НИКЕЛЯ С ТЕКСТУРОЙ (111)

**В. К. Сахаров¹, А.С. Джумалиев^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.В. Никулин^{1,2},
Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}**

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: valentin@sakharov.info

Композитные структуры на основе мультиферроиков представляют интерес для создания энгергонезависимой магнитной памяти, характеризуемой малым энергопотреблением на перезапись информации [1]. К таким структурам относятся и плёнки ферромагнетиков на пьезоэлектрических подложках, деформация которых при подаче электрического потенциала U наводит в плёнке магнитострикционные поля и приводит к переключению её магнитного состояния. В данной работе исследовано влияние деформаций на эффект анизотропного магнитосопротивления (АМС) в пленках никеля (Ni) с текстурой (111), полученных магнетронным распылением на поверхности пьезоактивной сборки марки Pst 150/2x3/5 [2].

Перед напылением пленки Ni поверхность сборки, вдоль которой происходит растяжение или сжатие при приложении напряжения, была отполирована и покрыта слоем оксида кремния, толщиной около 350 нм, для предотвращения замыкания напыляемой плёнки никеля с электродами пьезоэлектрика. Далее через маску методом магнетронного распыления была нанесена плёнка Ni, толщиной 20 нм, и защитный слой платины толщиной 10 нм. Полученные пленки характеризовались одноосной магнитной анизотропией. Микрофотография полированной поверхности подложки представлена на рисунке 2, где видны границы пьезоактивных пластин в сборке, и для наглядности представлены углы α и β , образуемые с направлением этих границ внешнем полем и током, соответственно.

Измерения АМС проводились четырехзондовым методом. АМС может быть описано зависимостью вида $R_{xx}(\varphi) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp}) \cos^2 \varphi$ где φ – угол между направлениями намагниченности M тока j , R_{xx} – удельное сопротивление ферромагнетика при данном угле φ , $R_{\parallel}$ и $R_{\perp}$ ($R_{\parallel} > R_{\perp}$) – удельные сопротивления при намагничивании до насыщения при $M \parallel j$ и $M \perp j$ соответственно. При внешнем поле $H=0$ в отсутствии механических напряжений намагниченность направлена вдоль оси магнитной анизотропии. Поэтому, исходя из вида кривых АМС (рисунки а и б) для случаев $\alpha=90^\circ$, $\beta=90^\circ$ (минимальный эффект АМС) и $\alpha=0^\circ$, $\beta=90^\circ$ (максимальный эффект АМС), можно заключить, что лёгкая ось была расположена практически перпендикулярно границам пластин в сборке.

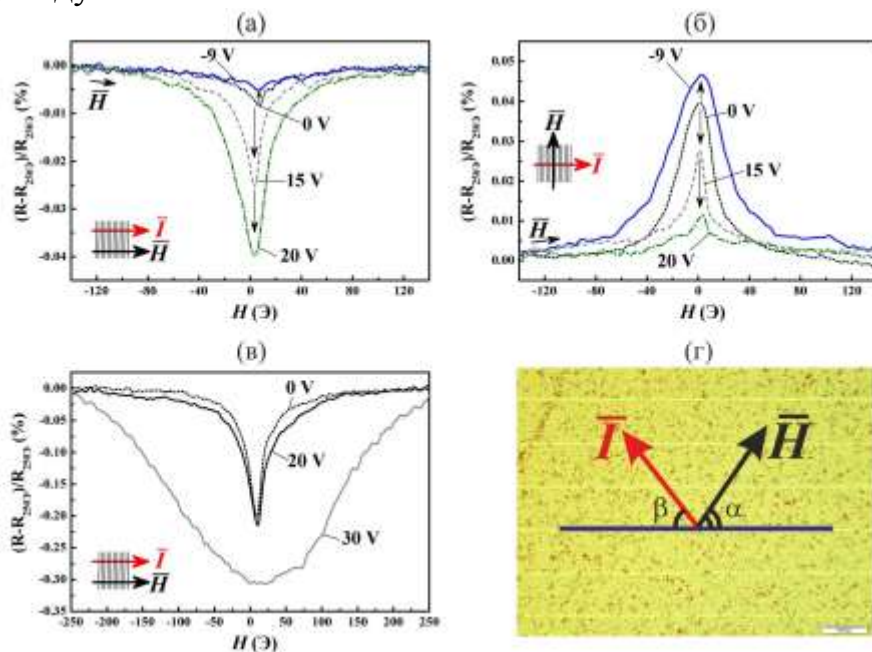
Подача отрицательного напряжения ($U < 0$) на пьезоактивную сборку приводила к сжатию плёнки, что при $H=0$ вызывало ориентационный переход оси анизотропии ближе к направлению, перпендикулярному границам раздела.

При $U > 0$ происходило растяжение плёнки Ni, что приводило к уменьше-

нию эффекта АМС при углах $\alpha=0^\circ$, $\beta=90^\circ$ и его увеличению при $\alpha=90^\circ$, $\beta=90^\circ$ (рисунки *а* и *б*). Это свидетельствовало о повороте лёгкой оси к направлению границ раздела пьезопластин в сборке.

При задании лёгкой оси анизотропии в направлении границ пьезопластин в сборке за счёт технологии изготовления образца, характер изменения кривых АМС с ростом напряжения на сборке будет иным (рисунок *в*). В этом случае к анизотропии, обусловленной технологией изготовления, добавляется анизотропия, вызванная растяжением плёнки. Это приводит к росту поля насыщения, в результате чего кривая АМС заметно расширяется.

Таким образом, полученные кривые АМС показывают, что направлением лёгкой оси магнитной анизотропии в плёнке никеля возможно управлять за счёт её деформации, формируемой напряжением, прикладываемым к пьезоактивной подложке. Это может быть использовано для подстройки кривой АМС к требуемому виду.



Кривые анизотропного магнитосопротивления при различных напряжениях на пьезоактивной сборке (*а*, *б*, *в*) и фотография полированной поверхности сборки, где видны границы пьезоактивных пластин и обозначены углы α , β , образуемые с этими границами током и внешним магнитным полем (*г*). (*а*, *б*) – лёгкая ось практически перпендикулярна границам раздела пластин в сборке, для (*а*) – $\alpha=\beta=90^\circ$, для (*б*) – $\alpha=0^\circ$, $\beta=90^\circ$ (*в*) – лёгкая ось параллельна пластинам в сборке, $\alpha=\beta=90^\circ$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14044; 16-29-14058; 16-57-00135; 16-07-01092; 16-02-01073; 16-07-00988; 14-07-00549; 16-37-60052).

Библиографический список

1. Weiler M, Brandlmaier A., Geprags S. et al. // New Journal of Physics. 2009. Vol. 11, P. 013021.
2. Low Voltage Co-Fired Multilayer Stacks, Rings and Chips for Actuation. -Piezomechanik GmbH, Munich, 2006.

БИОЦИДНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРНОГО КОМПОЗИТА

**А.А. Селифонов¹, В.Г. Сержантов¹, В.П. Сплюхин¹, Е.И. Селифонова¹,
Г.Н. Наумова¹, О.Г. Шаповал², О.В. Нечаева²,
И.О. Кожевников¹, Н.Н. Щербакова¹, Р.К. Чернова¹, С.Б. Вениг¹**

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный медицинский университет

E-mail: selif-ei@yandex.ru

Глауконит – распространенный природный минерал общей формулы $(K,H_2O)(Fe^{3+},Al,Fe^{2+},Mg)_2[Si_3AlO_{10}](OH)_2 \cdot nH_2O$. В последнее время наблюдается повышенный интерес к применению данного минерала в медицинских целях [1]. В настоящей работе проведён рентгенофазовый анализ, определены химический состав и морфология глауконита Белоозерского месторождения Саратовской области, а также изучены биоцидные свойства композита, полученного на базе исследуемого глауконита.

Определение химического состава глауконита проводили с помощью системы энергодисперсионного микроанализа INCA Energy 350 (СЭМ), а также на рентгенофлуориметре Innov X-5000 с кремниевым дрейф-детектором. Результаты макро- и микроэлементного состава глауконита Белоозерского месторождения представлены в табл. 1.

Таблица 1 Средний макро- и микроэлементный состав (m, %) глауконита

Макро-элементы	C	O	Mg	Al	Si	P	K	Ca	Fe
m, %	14,21	48,27	1,05	3,54	20,98	1,10	1,95	2,16	7,59
Микро-элементы	Cr	Mn	Ni	Co	Cu	Zn	V	Ti	Sr
m, %	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$9,8 \cdot 10^{-3}$

Из приведенных данных следует, что в составе исследуемого глауконита кислород (O) и кремний (Si) составляют наибольший процент от общего количества. Наряду с этим в составе исследуемого глауконита имеется большое количество микроэлементов.

Рентгенофазовый анализ проводили на установке Gemini / Xcalibur (Single Crystal Diffractometer), использовалась рентгеновская трубка с медным катодом. На рисунке 1 приведена дифрактограмма исследуемого глауконита.

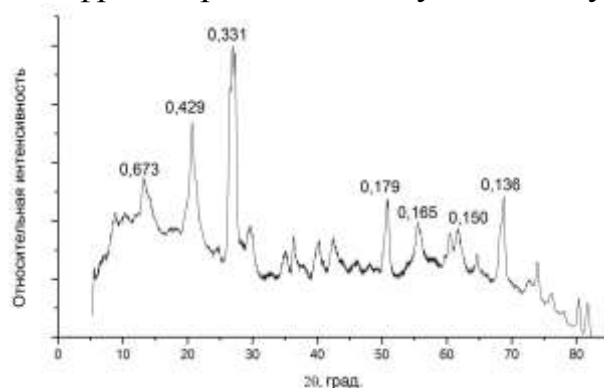


Рисунок 1 – Дифрактограмма обогащённого глауконита

После идентификации минерала по его кристаллоструктурным характеристикам, был получен – качественный фазовый состав, характерный для глауконита Белоозерского месторождения, а именно: аннит ($\text{KFe}_3(\text{Si}_3\text{Al})\text{O}_{10}(\text{OH})_2$), биотит ($\text{K}(\text{Mg,Fe})_3[\text{AlSi}_3\text{O}_{10}](\text{OH,F})_2$), эпистильбит ($\text{Ca}_3(\text{Si}_{18}\text{Al}_6)\text{O}_{48} \cdot 16\text{H}_2\text{O}$), геденбергит ($\text{CaFaSi}_2\text{O}_6$), алюмокалиевый оксид ($\text{Al}_2\text{K}_2\text{O}_4$), санидин ($\text{K}(\text{Si}_3\text{Al})\text{O}_8$), железнопериклаз ($(\text{Mg,Fe})\text{O}$), кварц (SiO_2).

Методом сканирующей электронной микроскопии была установлена чешуйчатая поверхность глауконитовых зёрен с расстояниями между чешуйками 10-200 нм.

На примере композита, полученного с иммобилизованным доксициклином, показан способ получения композитов глауконита, обладающих антибактериальными свойствами, что может иметь перспективы применения их как энтеросорбентов, а также для лечения кожных заболеваний. Для получения композита навески глауконита по 0,5 г вносили в конические колбы, заливали 25 мл исходного раствора доксициклина ($C_{\text{исх}} = 8,316 \cdot 10^{-5}$ моль/л) и тщательно перемешивали в течение 90 мин. После фильтрации, оставшуюся твердую фазу просушивали при комнатной температуре и исследовали на бактериологическую активность. Изучено влияние полученного композита на динамику развития популяций штаммов *Escherichia coli* ATCC 25922 и *Staphylococcus aureus* ATCC 6538-P (рис. 2).

В ходе исследований антибактериальной активности было показано, что полученный композит глауконита и доксициклина оказывает выраженное ингибирующее действие на динамику развития популяций штамма *Staphylococcus aureus* ATCC 6538-P. На развитие штамма *Escherichia coli* ATCC 25922 данный композит влияния не оказывает.

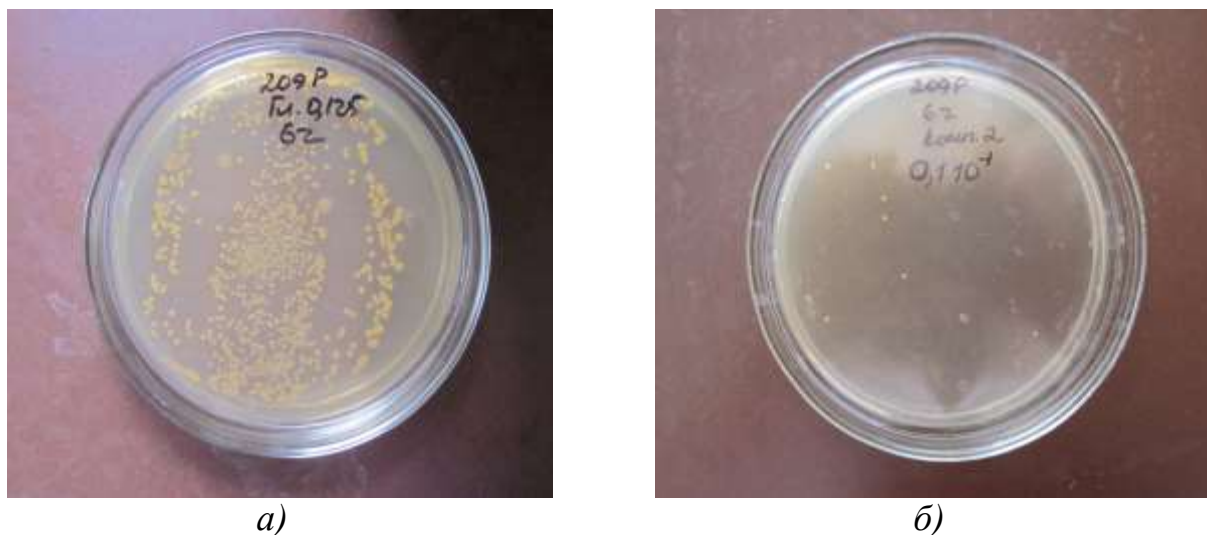


Рисунок 2 – Фото эксперимента по исследованию влияния полученного нанокompозита на *Staphylococcus aureus* ATCC 6538-P на мясо-пептонном бульоне: а) контрольный мерный высеv после обработки глауконитом, б) мерный высеv после обработки композитом с доксиклином на основе глауконита.

Библиографический список

1. Чернова Р.К., Вениг С.Б., Наумова Г.Н. и др. // Научный альманах. Серия: Химические науки. 2015. № 7. С. 930.

**ГРУППОВАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ДИНАМИКА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ В ПРИСУТСТВИИ
ВОЗМУЩЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ**
А.А. Короновский^{1,2}, О.И. Москаленко^{1,2}, А.О. Сельский^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

¹ *Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

² *Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*

E-mail: feanorberserk@gmail.com

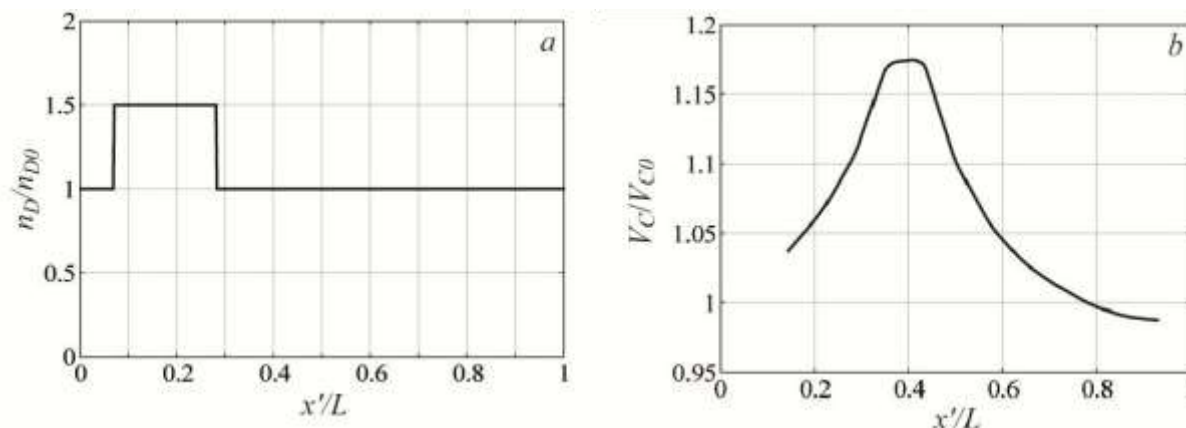
Объектом исследования в настоящей работе является гетероструктура, состоящая из чередующихся слоев (ширина слоя, как правило, не превышает нескольких десятков нанометров) различных полупроводниковых материалов с близкими периодами кристаллической решетки - полупроводниковая сверхрешетка [1]. Сверхрешетки служат удобной моделью для изучения различных квантово-механических эффектов [2]. Не меньший интерес вызывает коллективная динамика электронов при приложении к сверхрешетке постоянного напряжения, поскольку в этом случае в структуре могут образовываться пространственно-временные электронные структуры, называемые доменами (по аналогии с доменами в диоде Ганна [3]). Прохождение доменов через полупроводниковую сверхрешетку приводит к возникновению колебаний тока, протекающего через структуру, частота которых составляет, как правило, несколько десятков гигагерц. Следует отметить, что в настоящее время все больше внимания исследователей уделяется рассмотрению транспорта электронов через полупроводниковую сверхрешетку с позиций нелинейной динамики, что позволяет выявлять и объяснять различные эффекты, наблюдающиеся в исследуемой системе [4-6].

Важным фактом является то, что при создании полупроводниковых гетероструктур возможно возникновение большого числа различных пространственных неоднородностей (к примеру, случайные флуктуации концентрации легирующей примеси [7, 8]), которые оказывают влияние на характеристики сверхрешетки. Помимо случайных флуктуаций, возможно целенаправленное изменение концентрации легирующей примеси, для улучшения характеристик прибора. В настоящей работе исследован вопрос, как пространственное положение неоднородности в виде возмущения концентрации легирующей примеси влияет на коллективную динамику электронов в полупроводниковой сверхрешетке.

Типовой моделью при описании процессов транспорта заряда в полупроводниковой сверхрешетке является система уравнений, включающая в себя уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [1, 6]. Неоднородность концентрации легирующей примеси будем вводить как локальное увеличение значения концентрации, пример вида профиля концентрации легирующей примеси продемонстрирован на рисунке *a*. Ширину и высоту возмущения будем сохранять постоянной изменяя только положение центра неоднородности вдоль сверхрешетки, x' .

Важной характеристикой коллективной динамики электронов является по-

пороговое значение напряжения, V_c , при котором возникает генерация колебаний тока. Зависимость данной величины от координаты центра возмущения показана на рисунке б. На рисунке хорошо заметно, что есть максимум порогового напряжения для значения $x'/L=0.4$ ($x'=46.5$ нм). При других пространственных локализациях возмущения пороговое значение напряжения, при котором начинается генерация колебаний тока, заметно меньше.



(а) Пример профиля концентрации легирующей примеси. (б) Зависимость порогового значения напряжения, V_c , при котором начинается генерация колебаний тока, от значения координаты центра возмущения.

Таким образом, в настоящей работе было показано, что характеристики колебаний тока, протекающего через сверхрешетку, такие как значение порогового напряжения, зависят от пространственной локализации возмущения концентрации легирующей примеси. Если возмущение находится ближе к началу системы, в первой половине сверхрешетки, то пороговое значение напряжения, при котором начинается генерация колебаний, увеличивается. Если же сместить возмущение ближе к концу исследуемой системы, то пороговое значение напряжения оказывается близким к случаю без возмущения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-32-20299). Научная деятельность А.О. Сельского поддержана также Российским фондом фундаментальных исследований (проект №16-32-60059).

Библиографический список

1. Wacker A.// Phys. Rep. 2002. Vol. 357. P. 1-111.
2. Esaki L., Tsu R.// IBM J. Res. Develop. 1970. Vol. 14. P. 61-65.
3. Eisele H., Khanna S. P., Lineld E.H.// Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 072101.
4. Bonilla L.L., Grahn H.T. // Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68. P. 577-683.
5. Fromhold T.M., Patanè A., Bujkiewicz S. et al.// Nature. Vol. 428. P. 726-730.
6. Selskii A.O., Koronovskii A.A., Hramov A.E. et al.// Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 235311.
7. Wacker A., Schwarz G., Prengel F. et al. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. P. 13788.
8. Patra M., Schwarz G., Scholl E. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 1824.

СИНТЕЗ И ЗАГРУЗКА МИКРОЧАСТИЦ CaCO_3 В НЕОРГАНИЧЕСКИЕ НАНОВОЛОКНА

С.А. Сергеев, Н.В. Короневский, Р.С. Сергеев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: ssergeev@bk.ru

В настоящий момент актуальной является задача создания неорганических волокон для их применения в медицине, промышленности и военном секторе. В последнее десятилетие было проведено множество исследований свойств микрочастиц карбоната кальция, что связано с возможностью загрузки в такие частицы других веществ. Капсулы, созданные на основе таких микрочастиц, активно используются в медицине в качестве транспортных средств для лекарственных соединений. Кроме того, в последние годы активно изучаются различные неорганические волокна; данные образования предположительно будут иметь широкое применение в медицине. Одним из ярких примеров подобного применения являются микроволокна с осевшими на них ядрами карбоната кальция: данное соединение позволяет более эффективно лечить травмы костных тканей.

Существует возможность встраивания наночастиц магнетита необходимого размера в объём сферических ядер карбоната кальция (CaCO_3), имеющих обычно диаметр $1 \div 6$ мкм. Применение пористых микрочастиц CaCO_3 в качестве шаблона позволяет значительно увеличить сорбционную способность наночастиц магнетита, одновременно сохраняя их магнитные свойства. Полученными микрочастицами карбоната кальция можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, что является ключевым при использовании в медицине, в частности для лечения онкологических заболеваний.

Научная группа, в которую входят авторы данной работы, в течение нескольких лет занимается исследованиями микро- и наноструктур [1-11].

В данной работе были исследованы две различные методики выращивания на полимерных нановолокнах микрочастиц карбоната кальция с включёнными (и без) в их состав наночастицами магнетита. Проведён расчет и анализ размеров образований, полученных на образцах. Сканирующая электронная микроскопия была проведена с использованием прибора Mira Tescan при напряжении 20 кВ. Измерение размеров микрочастиц и волокон в материале было проведено с использованием полученных СЭМ фотографий и программного обеспечения ImageJ для прибора Mira Tescan. Анализу подвергалось 100 частиц и 100 волокон в каждом образце.

На рис. 1,2 приведены СЭМ изображения образцов 1 и 2 партии композитов, полученных по разным методикам для 1 цикла кристаллизации (изображения слева), 2 (изображения в центре) и 3 циклов (справа).

Видно, что для образца 1 партии процесс перекристаллизации ватерита в кальцит практически отсутствует, нет крупных образований, распределение частиц по волокнам более равномерное. Таким образом, в данной работе определена эффективная методика выращивания на нановолокнах поликапролактама микрочастиц карбоната кальция с включёнными в их состав наночастицами

магнетита.

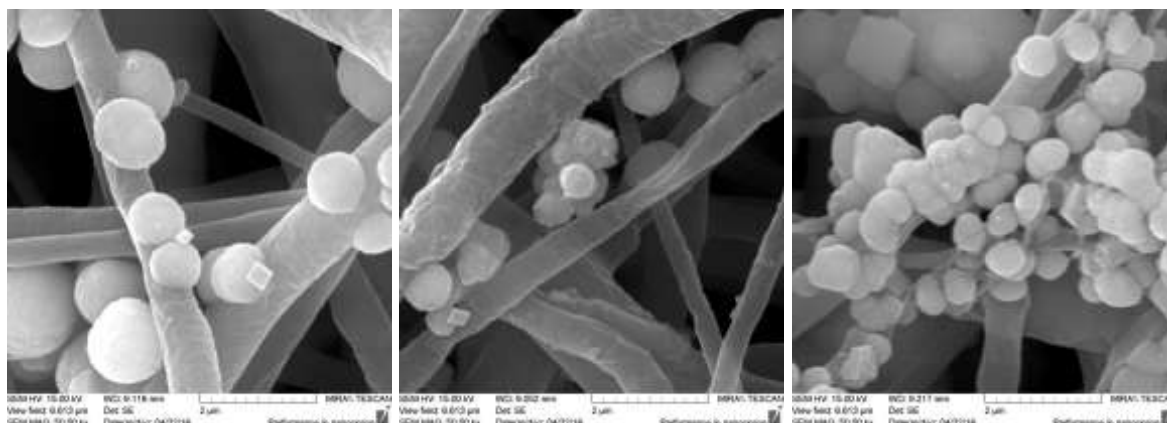


Рис. 1. СЭМ изображения образцов 1 партии при увеличении 50000 раз

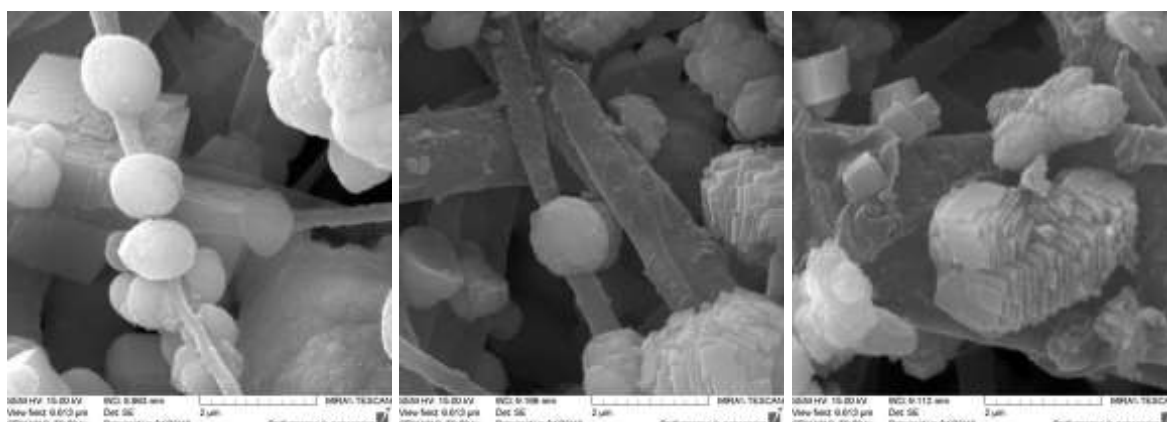


Рис. 2. СЭМ изображения образцов 2 партии при увеличении 50000 раз

Библиографический список

1. *Портнов С.А., Сергеев С.А., Иноземцева О.А. и др.* Физика и химия границ раздела фаз: учеб. пос. Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015. 132 с.
2. *Сергеев С.А., Иноземцева О.А., Браташов Д.Н. и др.* Физика и химия коллоидных систем: учеб. пос. / Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2016. 168 с.
3. *Sergeeva A., Sergeev R., Lengert E. et al.* // ACS Applied Materials & Interfaces. Vol. 7, Is. 38. C. 21315-25. am-2015-058482.R1. DOI: 10.1021/acsami.5b05848
4. *Горин Д. А., Шукин Д. Г., Михайлов А.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 2. С. 45.
5. *Sergeev S.A., Portnov S.A., Gorin D.A. et al.* // В сб.: Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering Saratov Fall Meeting 2006: Coherent Optics of Ordered and Random Media VII. Saratov, 2007. С. 653606.
6. *Gorin D.A., Shchukin D.G., Mikhailov A.I. et al.* // Techn. Phys. Lett. 2006. Т. 32, № 1. С. 70.
7. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Горин Д.А. и др.* / Микроэлектроника СВЧ. Всеросс. науч.-технич. конф: Сб. трудов. Т.2. СПб: СПбГЭТУ, 2012. С. 376-380.
8. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // В мире научных открытий. 2015. № 8.1(68). С. 494-506.
9. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // В мире научных открытий. 2014. Т. 52, № 4. С. 148-160.
10. *Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В., Сергеев С.А.* // Наноматериалы и нанотехнологии: проблемы и перспективы: сб. мат. III Межд. науч. конф. М. 2014. С. 275.
11. *Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В., Сергеев С.А.* // Новые материалы и технологии: состояние вопроса и перспективы развития: сб. мат. Всеросс. мол. науч. конф. Саратов: «Издательский центр «Наука», 2014. С. 244-249.

АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ ФАЗ ПРИ НАЛИЧИИ СКРЫТОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Е.В. Сидак¹, Д.А. Смирнов², Б.П. Безручко^{1,2}

¹*Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского*

²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: sidakev@gmail.com*

Выявление связи между колебательными системами по временным рядам их колебаний является задачей, востребованной во многих областях науки и техники: в радиофизике [1], биомедицине [2], климатологии [3] и др. Для анализа связей в малых ансамблях связанных осцилляторов по временным рядам фаз в работах [4,5] был предложен и развит подход, основанный на эмпирическом моделировании фазовой динамики исследуемых систем. Подход эффективен при анализе связей между двумя осцилляторами с хорошо определенной фазой. Данный подход не позволяет с надежностью делать выводы о наличии связи, в случаях, когда нельзя исключить наличие воздействия от других систем, данные о которых не наблюдаются (скрытых систем). В данной работе на эталонных системах исследуется применимость указанного подхода в таких условиях, а также разрабатываются диагностические критерии возможных ошибок.

В качестве тестовой системы в численном эксперименте был рассмотрен ансамбль из трех связанных осцилляторов Ван-дер-Поля, один из которых (он считался ненаблюдаемым или скрытым) влияет на два других (они считались наблюдаемыми) с одной и той же силой воздействия. Исследование проводилось при вариации параметров (частоты, уровня шума, коэффициент связи) всех трех осцилляторов. Показано, что при достаточно большом коэффициенте воздействия скрытого процесса на наблюдаемые имеют место ложные выводы о наличии взаимодействия между ними. Для диагностики таких проблемных ситуаций предложено использовать форму графика автокорреляционной функции остаточных ошибок построенной модели фазовой динамики. Обнаружено, что эффективность исследуемого подхода для оценки связей можно расширить, когда известна частота возможного скрытого воздействия, путем применения режекторного фильтра к наблюдаемым данным, удаляющего полосу частот, соответствующую спектральному пику скрытого осциллятора.

При применении такой фильтрации также расширяется область значений коэффициентов связи, при которых подход не дает ложных выводов о наличии связей и при этом сохраняет значительную чувствительность к существующим связям.

Результаты носят достаточно общий характер, т.к. получены для системы, которая является маломерным прототипом наиболее характерной практической ситуации, когда есть наблюдения от двух систем и скрытое воздействие.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-02-00091, № 14-02-00492).

Библиографический список

1. *Cimponeriu L., Rosenblum M., Pikovsky A.* // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 70. P. 046213
2. *Смирнов Д.А., Судаков Е.В., Безручко Б.П.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 3, вып. 1. С. 64-71.
3. *Schelter B., Winterhalder M., Timmer J., Peifer M.* // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 366, №. 4. P. 382-390.
4. *Rosenblum M., Pikovsky A.* // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 045202(R).
5. *Smirnov D.A., Bezruchko B.P.* // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 79. P. 046204

АНАЛИЗ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЕНСОРОВ ГАЗА

И.В. Синёв, А.В. Смирнов, В.В. Симаков, В.А. Тимошенко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: SinevIV@info.sgu.ru

Влияние сорбции на сопротивление тонких пленок оксидов металлов широко применяется в сенсорах газа и системах распознавания запахов и газовых смесей. В качестве регистрируемого параметра обычно используют отношение изменения проводимости пленки в газовой пробе к ее проводимости в чистом воздухе. В работе [1] теоретически обоснован метод анализа концентрационной зависимости газочувствительности сенсора газа и показано, что концентрационная зависимость газочувствительности в спрямляющих координатах

$$\begin{aligned} y^{-1} &= S \cdot (S + 1), \\ x^{-1} &= C, \end{aligned} \quad (1)$$

где $S = (G - G_0)/G_0$ – газочувствительность сенсора газа (здесь G_0 и G – проводимость активного слоя сенсора в атмосфере чистого воздуха и при воздействии паров пробы, соответственно), C – концентрация пробы, является линейной с параметрами, которые определяются свойствами примесного газа в пробе и материалом чувствительного слоя сенсора. Поэтому, с помощью анализа концентрационной зависимости газочувствительности сенсора возможна идентификация сорта детектируемой примеси в пробе [1].

В работе представлены экспериментальные результаты исследований зависимости проводимости сенсора газа на основе тонкой пленки диоксида олова от концентрации примеси в окружающей среде и рабочей температуры сенсора. В качестве анализируемых проб использовались пары этанола и ацетона в воздухе.

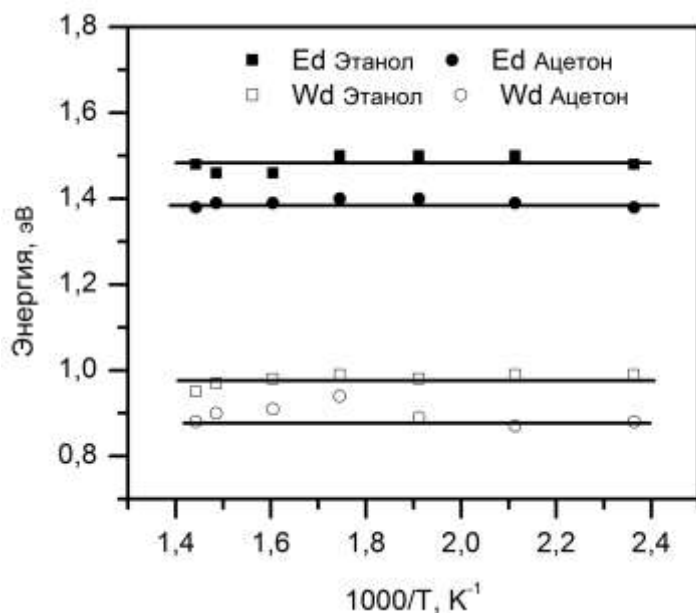
Сенсор газа формировался на поликоровой подложке, на которую методом высокочастотного магнетронного распыления наносилась пленка диоксида олова [2] толщиной порядка 200 нм. Пленка имела столбчатую структуру с поперечным размером зерна порядка 50 нм. Поверх пленки диоксида олова наносились параллельные контакты из нихрома с зазором 10 мкм.

Измерение газочувствительных свойств сенсора газа производилось с помощью автоматизированной измерительной установки [3]. Концентрационная зависимость проводимости измерялась в диапазоне от 2,5 до 90% от концентрации насыщенных паров этанола или ацетона. Рабочая температура сенсора изменялась в диапазоне от 150 до 420°C.

Воздействие паров этанола и ацетона приводило к обратимому увеличению проводимости сенсора, т.е. после воздействия газовых проб проводимость сенсора возвращалась к своему значению в атмосфере чистого воздуха. Повышение концентрации паров этанола или ацетона в газовых пробах приводило к увеличению газочувствительности сенсора вплоть до 40% нас. Дальнейшее увеличение концентрации примесей в пробах приводит к увеличению проводимости не более чем на 10%.

Анализ концентрационных зависимостей газочувствительности, выпол-

ненный в координатах (1) позволил определить параметры примесей в газовой пробе: энергию десорбции частиц газа-восстановителя Wd и положение донорного уровня газа-восстановителя относительно акцепторного уровня индуцированного адсорбированными частицами кислорода Ed (рисунок).



Зависимость энергии десорбции (Wd) и положения донорного уровня относительно акцепторного уровня кислорода (Ed) от обратной температуры.

Из рисунка видно, что положение донорного уровня Ed и энергия десорбции Wd слабо зависят от температуры и для этанола и ацетона эти параметры различаются. Каждая паровоздушная смесь характеризуется уникальным набором этих параметров, которые зависят от сорта примесного газа в смеси [1]. Поэтому, зная эти параметры, можно определить сорт детектируемой примеси в газовой пробе.

Таким образом, в представленной работе исследована концентрационная зависимость чувствительности сен-

сора газа к газовым пробам, содержащим пары этанола и ацетона в воздухе, при различных рабочих температурах сенсора. Определены характеристики паров этанола и ацетона (энергия десорбции и положения локального примесного уровня), которые не зависят от рабочей температуры сенсора, а определяются только сортом анализируемой примеси, что позволяет классифицировать сорт примеси в пробе.

Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы «Михаил Ломоносов» Министерства образования и науки РФ и Немецкой службы академических обменов (в рамках проекта № 16.708.2016/ДААД (персональный номер 91604516), РФФИ (в рамках научных проектов № 16-38-00633 мол_а, № 16-07-00821) и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (проект № СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Simakov V. et al. //Sensors and Actuators B: Chemical. 2009. Vol. 137. P. 456.
2. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45.
3. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синёв И.В. // БХЖ. 2010. Т. 17. С. 125.

КОРРЕЛЯЦИИ ИНДЕКСА ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ И СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СИГНАЛА ВАРИАБЕЛЬНОСТИ РИТМА СЕРДЦА

В.В. Сказкина, А.Р. Киселев, Е.И. Боровкова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: SkazkinaVV@yandex.ru

В функционировании сердечно-сосудистой системы (ССС) важную роль играют вегетативная и гуморальная системы регуляции. Детальное изучение регуляторных процессов позволит создать новые методы диагностики состояния ССС, а также усилить эффективность уже существующих.

Одним из перспективных методов исследования состояния ССС является определение степени синхронизованности регуляторных процессов, связанных с изменением сердечного ритма и тонуса сосудистой стенки артерии [1-2]. Особый интерес вызывает динамика колебаний суммарного процента фазовой синхронизации сигналов (S), а также изменение их спектральных составляющих в течение длительного времени.

Целью данной работы был анализ динамики S и спектральных составляющих сигнала по двухчасовым записям.

В ходе экспериментов была проведена одновременная двухчасовая запись электрокардиограммы (ЭКГ) и фотоплетизмограммы (ФПГ) сосудов для 12 добровольцев в возрасте около 20 лет. Каналы ФПГ регистрировали сигнал с трех участков тела испытуемого: мочки правого уха, дистальной фаланги безымянного пальца правой руки и второго пальца левой ноги. При расчете S производился анализ фазовой синхронизации между 0.1 Гц составляющими сигналов [2].

Проанализировав полученные результаты расчета S, можно сделать вывод о наличии колебаний с периодом около 1000-1500 секунд у значений индекса синхронизации.

Исследование частотных составляющих сигнала было направлено на определение низкочастотных составляющих (LF), высокочастотных (HF) и общей мощности сигнала (TP) [3]. Анализируя полученные результаты, можно отметить близкий к периодическому характер спектральных составляющих.

Таким образом, были впервые обнаружены медленные колебания в динамике суммарного процента фазовой синхронизации сигналов регуляции сердца и сосудов, которая может указывать на влияние гуморальной активности. Изучение механизмов, вызывающих появления таких осцилляций, является предметом дальнейшего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00326), Президента РФ (проект № МД-4368,2015,7).

Библиографический список

1. Киселев А.Р., Караваев А.С., Гриднев В.И., Посненкова О.М., Шварц В.А., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Безручко Б.П. // Саратовский научно-медицинский журнал. 2010. Т. 6, № 1. С. 061-072.
2. Kiselev A.R., Gridnev V.I., Karavaev A.S., Posnenkova O.M., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P. // Applied Medical Informatics. 2011. Vol. 28, No. 1. P. 1-8.
3. Kiselev A.R., Mironov S.A., Karavaev A.S., Kulminskiy D.D., Skazkina V.V., Borovkova E.I., Shvartz V.A., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D. // Physiological Measurement. 2016. Vol. 37. P. 580-595.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГИБРИДНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ РАЗРАБОТКИ НАНОДЕТЕКТОРА ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН

В.В. Шунаев, О.Е. Глухова, М.М. Слепченко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: graphene@yandex.ru

В настоящее время электроника на терагерцовых частотах является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений науки и техники. Благодаря развитию современных инструментов исследования и появлению новых материалов, обладающих уникальными свойствами, терагерцовый диапазон частот электромагнитного спектра, остававшийся долгое время неосвоенным, обратил на себя внимание исследователей. Широкий спектр областей применения терагерцового излучения простирается от спектроскопии биологических образцов и медицинской диагностики до беспроводной связи и определения химического состава вещества. Одной из актуальных задач в данной области является разработка эффективных способов детектирования волн ТГц диапазона с последующим созданием на их основе приемных широкополосных устройств. Последние достижения в этой области связаны с использованием углеродных наноматериалов по причине высокой подвижности носителей заряда в таких структурах, а также их уникальных прочностных свойств [1]. Процесс детектирования терагерцовых волн с помощью углеродных наноматериалов осуществляется, главным образом, посредством плазмонного резонанса [2] и болометрического метода [3]. Однако, каждый из указанных способов не лишен недостатков. К недостаткам метода поверхностного плазмонного резонанса относится узкий рабочий частотный диапазон. Технология болометрического метода подразумевает наличие дополнительного детектирующего элемента, передающего сигнал нанотрубке, а значит, не исключено искажение или частичная потеря передаваемой информации. Других способов детектирования терагерцового излучения на данном этапе развития терагерцовой электроники не предложено.

Предложена новая теоретическая модель терагерцового нанодетектора на базе гибридного углеродного соединения, образованного нанотрубкой (10,10). Три инкапсулированных и частично полимеризовавшихся фуллерена C_{60} находятся внутри нанотрубки с каждого из её концов. Физический принцип детектирования терагерцового излучения составляет явление взаимодействия эндоэдрального комплекса $A^+@C_{60}$ с падающей электромагнитной волной. Эндоэдральный комплекс $K^+@C_{60}$ находится в поле удерживающего потенциала углеродной нанотрубки (10,10) и тримера фуллерена C_{60} , контактирующего со стенками трубки при помощи ковалентных связей. В результате численных расчетов, выполненных с помощью метода DFTB2 [4], установлено явление частичного перетекания заряда величиной $\sim 0,027e$ с нанотрубки на комплекс $K^+@C_{60}$, доля которого увеличивается по мере возрастания амплитуды колебаний фуллеренового объекта. По изменению дырочной проводимости нанотрубки можно определить величину протекающего между трубкой и C_{60} тока, измерить кото-

рый на практике можно с помощью внешнего устройства. В ходе исследования определена собственная частота колебаний свободного фуллера C_{60} внутри потенциальной ямы и выявлена её зависимость от частоты и мощности внешней электромагнитной волны. Показано, что при слабых мощностях комплекс $A^+@C_{60}$ будет совершать нелинейные колебания внутри одной из двух потенциальных ям. Установлены значения мощности падающего излучения, при которых комплекс $A^+@C_{60}$ будет перескакивать между двумя потенциальными ямами с терагерцовой частотой. В качестве инструмента исследования использовался программный пакет KVAZAR [5].

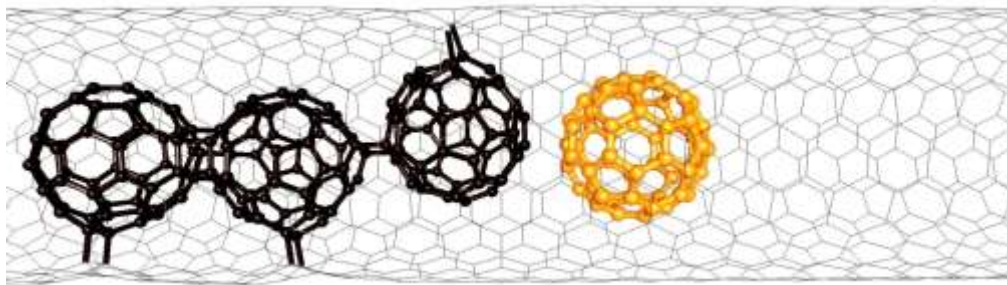


Рис. 1. Атомистическая модель наноструктуры, способного детектировать электромагнитные волны

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №15-07-06307).

Библиографический список

1. Spirito D., Coquillat D., De Bonis S.L., Lombardo A., Bruna M., Ferrari A.C., Pellegrini V., Tredicucci A., Knap W., Vitiello M.S. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 061111.
2. He X., Fujimura N., Lloyd J.M., Erickson K.J., Talin A.A., Zhang Q., Gao W., Jiang Q., Kawano Y., Hauge R.H., Léonard F., Kono J. // Nano Lett. 2014. Vol. 14 (7). P. 3953.
3. Kroug M., Cherednichenko S., Merkel H., Kollberg E., Voronov B., Gol'tsman G., Huebers H.W., Richter H. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. Vol. 11. P. 962.
4. Elstner M., Porezag D., Jungnickel G., Elsner J., Haugk M., Frauenheim Th., Suhai S., Seifert G. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58, № 11. P. 7260.
5. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченков М.М. ПО «KVAZAR» - платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий - Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015.

ТЕРМОСТОЙКОСТЬ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМА И ПОЛИСТИРОЛА

А.В. Смирнов, И.А. Горбачёв, И.В. Синёв, В.В. Симаков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

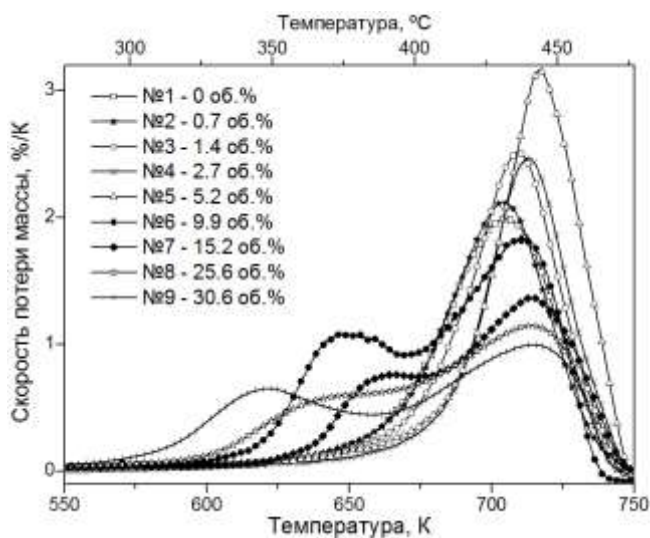
E-mail: smirnov-sgu@yandex.ru

Изменение содержания металлических частиц в полимерной матрице композиционного материала позволяет контролируемо управлять его электрофизическими свойствами [1-4]. Существует предельное содержание частиц металла, при превышении которого происходит нарушение структуры матрицы. Это приводит к изменению физических свойств материала, что можно объяснить увеличением вклада межфазных границ, которые характеризуются слабой адгезией частиц наполнителя и материала матрицы [5]. Термостойкость материала определяет температурный диапазон его применимости. Поэтому, актуальным является исследование влияния содержания наполнителя композиционного материала на термостойкость - температуру начала процесса термодеструкции.

Материал матрицы, полистирол (ОАО «Нижекамскнефтехим»), измельчался в шаровой мельнице Pulverisette 7 (Fritsch, Германия) в три этапа: шарами из карбида вольфрама диаметром 10, 5 и 1 мм. Частота вращения размольного стакана составляла 450 об/мин. После помола средний размер полученных частиц составил $2,1 \pm 1,3$ мкм. Материал наполнителя (вольфрам) также подвергался механической обработке в шаровой мельнице шарами диаметром 10 мм при 500 об/мин. Средний размер полученных частиц вольфрама составил $3,5 \pm 1,4$ мкм. Данные о распределении частиц по размеру были получены с помощью анализатора размера частиц Microsizer (Malvern Instruments Ltd, Великобритания). На основе полученных порошков полистирола и вольфрама была изготовлена серия образцов №1-9 композиционного материала с различным содержанием наполнителя: 0; 0,7; 1,4; 2,7; 5,2; 9,9; 15,2; 25,6; 30,6 об.% соответственно. Совместное перемешивание порошков материала матрицы и наполнителя осуществлялось в течение 10 часов с помощью мельницы при частоте вращения 250 об/мин. Спекание полученных порошковых смесей осуществлялось в течение 10 ч в вакуумной камере ORION-40T при температуре 97°C и давлении 10^{-2} Па. Термогравиметрические исследования проводились с помощью установки TGA Q500 (TA Instruments, США). Нагрев производился в диапазоне 25-950°C со скоростью 30°C/мин в потоке аргона с расходом 90 мл/мин. Анализ состава газа, выделяемого в процессе нагрева образцов, осуществлялся с помощью инфракрасного (ИК) Фурье-спектрометра типа Nicolet 6700 (Thermo Scientific, США).

На рисунке представлены зависимости скорости потери массы образцов от температуры нагрева композита. Из рисунка видно, что для образцов №1-5 присутствует только один максимум при температурах 430, 430, 435, 440, 445°C соответственно. Увеличение содержания наполнителя в диапазоне 0-5.2 об.% не влияет на температуру начала процесса термодеструкции. Как было показана-

но в работе [6], наиболее существенное изменение скорости звука в образцах композитов наблюдается в диапазоне содержания наполнителя 0-7 об.%. То есть, в диапазоне, наиболее интересном в плане эксплуатационных свойств, увеличение содержания наполнителя не ухудшает термостойкость композита. Для образцов №6-9 наблюдаются два максимума. Положение первого максимума при температурах 375, 385, 375, 350°C, второго - при 437°C.



Зависимость скорости потери массы образцов с различным содержанием наполнителя от температуры.

Исследование ИК спектров газообразных продуктов термодеструкции образцов показало, что максимумы скорости потери массы при температурах 425 – 450°C сопровождаются выделением стирола, полистирола, дефинилпропена, дефинилпропана, оксида стирола, фенола и бензола. Для образцов № 6-9 второму максимуму при 437°C соответствует выделение преимущественно бензола. Механическая обработка при смешивании исходных компонентов композита сопровождается механохимическими реакциями между частицами наполнителя

и материалом матрицы [7]. При этом нарушается структура полистирола, что приводит к началу выделения бензола при меньшей температуре.

Таким образом, увеличение содержания наполнителя в диапазоне 0 - 5,2 об.% слабо влияет на термостойкость материала. Наилучшими показателями термостойкости обладали образцы № 4, 5.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-38-00633 мол_а), Совета по грантам Президента РФ (проект № СП-677.2015.4), программы «Михаил Ломоносов» - совместной программы Министерства образования и науки РФ и Немецкой службы академических обменов (проект № 16.708.2016/ДААД (персональный номер 91604516).

Библиографический список

1. Михайлин Ю.А. Специальные полимерные композиционные материалы М.: НОТ, 2009. 660 с.
2. Delmonte J. Metal/polymer composites. Springer, 2013. 243 p.
3. Смирнов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2012. № 12. С. 13.
4. Kuznetsova I.E. // Polymer Composites; ed. by S. Thomas et al. – Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2013. Vol. 2, Ch. 7. P. 163-184.
5. Смирнов А.В. // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2015. № 7. С. 471-478.
6. Смирнов А.В. // Путь науки. 2015. №11 (21). С. 60-62.
7. Болдырев В.В. // Успехи химии. 2006. Т. 75, Вып. 3. С. 203-216.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА АДсорбЦИЮ КАТИОННОГО ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТА НА СТЕКЛЯННЫЕ ПОДЛОЖКИ

Г.Д. Сорокин, Н.И. Максимович, Д.М. Митин, С.В. Стецюра, И.В. Маляр

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: imalyar@yandex.ru

В настоящее время существуют задачи получения различных наноразмерных покрытий с заданными свойствами и дистанционного управления параметрами и характеристиками этих слоев посредством различных воздействий, что может существенно расширить круг их применения.

В настоящее время широкое распространение получил метод полиионной сборки, позволяющий наносить нанометровые покрытия из заряженных микро- и нанообъектов, таких как наночастицы и полиэлектролитные молекулы, за счёт их электростатического взаимодействия друг с другом и подложкой. На адсорбцию микро- и нанообъектов в водном растворе (среде) влияют параметры раствора (ионная сила, температура, концентрация и пр.), а также параметры объектов и подложки (заряд поверхности, смачиваемость и др.).

В работах [1, 2] было предложено использовать электрическое поле, направленное по нормали к подложке, для изменения заряда её поверхности и, как следствие, увеличению адсорбции полиэлектролитных молекул.

В данной работе также исследуется влияние электрического поля, однако, приложенного вдоль поверхности подложки. Такая геометрия должна изменять адсорбцию не только за счёт изменения заряда поверхности подложки, но и за счёт изменения смачиваемости поверхности.

В качестве подложек использовалось предметное стекло, на которое методом магнетронного распыления в вакууме наносились контакты из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Далее подложки кипятились в перекисно-аммиачном растворе с последующей промывкой в деионизированной воде для удаления органических загрязнений и активизации на поверхности подложек отрицательно заряженных ОН-групп. Далее, к контактам припаивались провода. На поверхность стекла без контактов помещался водный раствор катионного полиэлектролита полиэтиленimina (ПЭИ) с концентрацией 1 мг/мл на 10 минут, как показано на рисунке 1, при одновременном приложении напряжения в 30 В. После чего подложку с монослоем промывали в течение 10 минут для удаления плохо закрепившихся молекул. Также проводилась адсорбция ПЭИ на стеклянные подложки без приложения электрического поля.

Для характеристики полученных образцов использовалась атомно-силовая микроскопия (АСМ) с помощью зондовой нанолaborатории NTGRA Spectra (NT-MDT, Россия). На рисунке 2 представлены изображения разных участков поверхности приготовленного образца: над отрицательным контактом, над положительным контактом, над межконтактной областью. Также были охарактеризованы стекло после перекисно-аммиачной обработки и после адсорбции ПЭИ без приложения электрического поля.

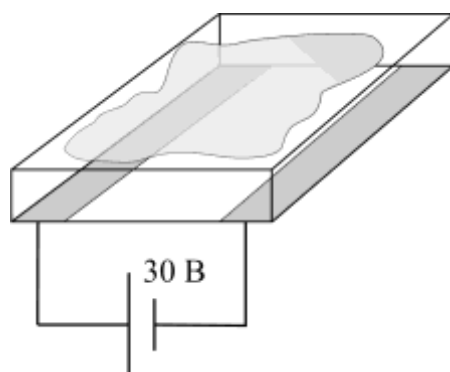


Рис. 1 – Схематическое изображение адсорбции катионного полиэлектролита на стеклянную подложку с контактами из нержавеющей стали при приложении электрического поля

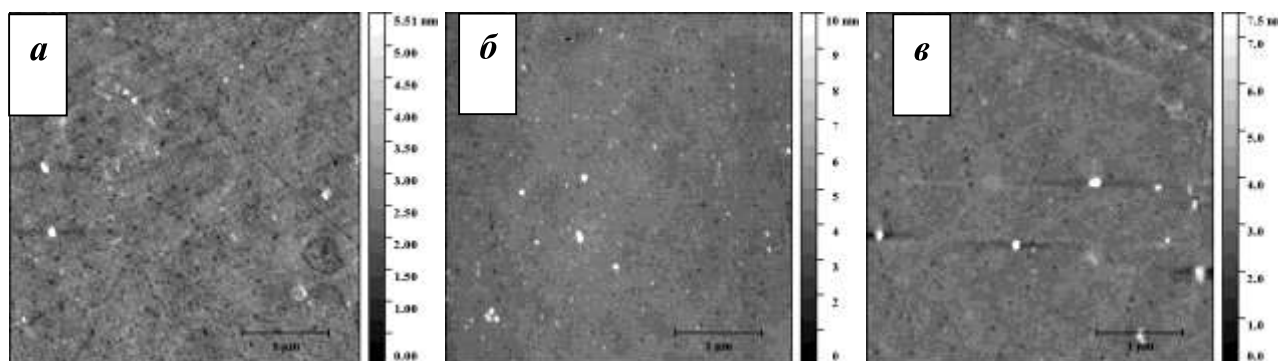


Рис. 2 – АСМ-изображения участков поверхности образца: над отрицательным контактом (а), над межконтактной областью (б) и над положительным контактом (в)

Из представленных на рисунке 2 результатов видно, что меньше всего скоплений наблюдается над отрицательным контактом, а максимальное – над межконтактной областью. Статистический анализ показал, что адсорбция ПЭИ увеличивает шероховатость поверхности стекла с 3 Å до 3,5 Å, а приложение электрического поля усиливает этот эффект. Шероховатость слоя над отрицательным контактом – 4 Å, над положительным – 4,4 Å, над межконтактной областью – 5,3 Å.

Таким образом, продольное электрическое поле влияет на адсорбцию катионного полиэлектролита, причём влияние зависит от расположения контактов. Эффект максимален для области между контактами и минимален для области над отрицательным контактом.

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

Библиографический список

1. Ko Y.H., Kim Y.H., Park J. // *Macromolecules*. 2011. Vol. 44. P. 2866–2872.
2. Cho C., Jeon J.-W., Lutkenhaus J., Zacharia N.S. // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2013. Vol. 5 (11). P. 4930–4936.

СОСУЩЕСТВУЮЩИЕ АТТРАКТОРЫ В СИСТЕМЕ ЧУА: СОСТОЯНИЯ РАВНОВЕСИЯ И СКРЫТЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Н.В. Станкевич¹, Н.В. Кузнецов², Г.А. Леонов²

¹Саратовский государственный технический университет им.Ю.А. Гагарина

²Санкт-Петербургский государственный университет

E-mail: stankevichnv@mail.ru

Направление изучения нелинейных эффектов в динамических системах активно развивается на протяжении достаточно длительного времени. Несмотря на то, что многие эффекты уже достаточно полно исследованы, появляются какие-то новые аспекты в хорошо известных ранее моделях. В недавних работах [1-3] были обнаружены так называемые скрытые аттракторы. Скрытые аттракторы представляют собой особый тип аттракторов, бассейн притяжения которых не ассоциируется с каким-либо состоянием равновесия. Аттракторы данного типа были обнаружены в различных «классических» динамических системах, например, такой как система Чуа [2, 3].

Система дифференциальных уравнений, описывающая динамику системы Чуа, может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \alpha(y - x) - \alpha f(x), \\ \dot{y} &= x - y + z, \\ \dot{z} &= -(\beta y + \\ f(x) &= m_0 x + \frac{1}{m_1} (m_0 - m_1)(|x + 1| - |x - 1|) \end{aligned} \quad (1)$$

теристика. В (1) x, y, z - динамические переменные модели Чуа; α, β, γ - параметры системы, характеризующие индуктивность, резистор и конденсаторы радиофизического осциллятора соответствующего модели Чуа; m_0, m_1 - параметры, характеризующие кусочно-линейную вольт-амперную характеристику генератора, данный элемент является единственным нелинейным элементов в генераторе. Хорошо известно, что модель (1) обладает симметрией относительно замены переменных $x=-x, y=-y, z=-z$. Данная симметрия обеспечивается за счет симметрии нелинейной характеристики. Параметры m_0, m_1 определяют углы наклона различных участков кусочно-линейной характеристики, $m_0, m_1 < 0$.

В рамках данной работы проведено подробное исследование динамики системы (1) в зависимости от параметров m_0, m_1 . Проведен анализ устойчивости неподвижных точек в рамках линейного приближения. Исследованы динамические режимы, сосуществующие с равновесиями. Выявлены специфические бифуркации в данной системе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-50012-мол_нр).

Библиографический список

1. Leonov G.A., Kuznetsov N.V., Kuznetsova O.A., Seledzhi S.M., Vagaitsev V.I. // Trans. Syst. Control. 2011. Vol. . P. 54.
2. Leonov G.A., Kuznetsov N.V., Vagaitsev V.I. // Phys. Lett. A. 2011. Vol. 375, N 23. P. 2230.

СЕМЕЙСТВО МОДЕЛЕЙ С КАТАСТРОФЕЙ ГОЛУБОГО НЕБА

А.П. Кузнецов¹, С.П. Кузнецов¹, Н.В. Станкевич²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: stankevichnv@mail.ru

Бифуркация, известная как катастрофа голубого неба, состоит в том, что в фазовом пространстве системы при изменении параметра сближаются и сливаются устойчивый и неустойчивый предельный цикл, после чего спиралевидная траектория, имеющая сгущение в области исчезнувшей пары циклов, раз за разом возвращается в эту область после ухода в удаленные области фазового пространства. В работе [1] показана возможность реализации целого семейства таких бифуркаций, различающихся индексом m , характеризующих число обходов вдоль витков спирали для точки-образа при возврате, если принять, что точка-прообраз совершает один обход. В случае $m \geq 2$ такая бифуркация сопровождается рождением гиперболического аттрактора типа Смейла-Вильямса.

Для построения семейства систем, демонстрирующих различные варианты катастрофы голубого неба, рассмотрим следующую систему-прототип:

$$\dot{r}_1 = 2(1 - r_2 + \mu r_1 - \mu^2 r_1^2)r_1, \quad \dot{r}_2 = 2(r_1 - \mu r_2 - \mu^2 r_2^2)r_2 \quad (1)$$

Уравнения (1) содержат управляющий параметр μ . Если его величина не-много меньше, чем $\mu_0 = 3/8$, орбиты на фазовой плоскости r_1, r_2 выглядят, как показано на рис.1а, где имеется четыре неподвижных точки: неустойчивый фокус А, седла В и C_1 , и узел C_2 . При увеличении μ точки C_1 и C_2 движутся навстречу друг другу, встречаются ($\mu = \mu_0$) и исчезают (рис.1б и в). На их месте возникает область относительно медленного движения, а аттрактором становится предельный цикл, проходящий вблизи начала координат и седла В.

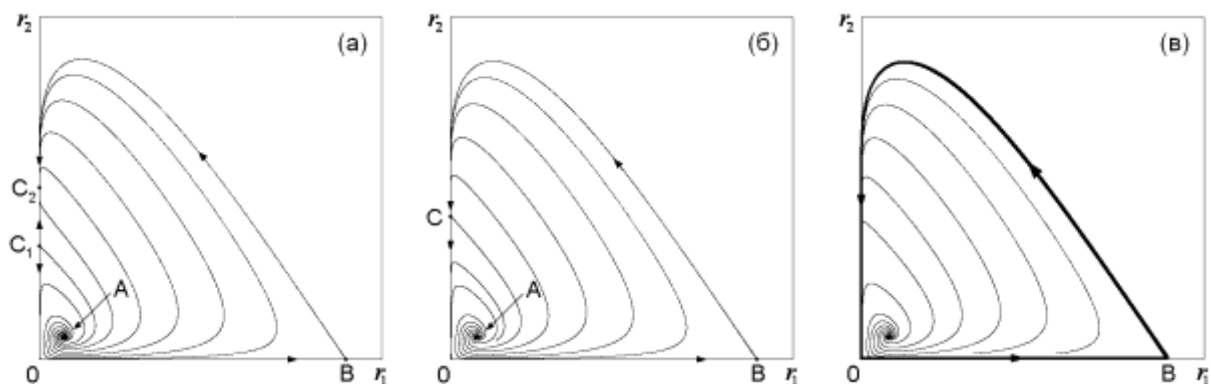


Рис.1. Фазовые портреты системы (1); диаграммы от (а) до (в) отвечают увеличению параметра μ .

Припишем величинам r_1, r_2 смысл квадрата модуля комплексных амплитуд двух осцилляторов и введем дополнительно связь между ними, записав уравнения следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= -i\sqrt{\varepsilon_0} a_1 + (1 - |a_2|^2 + |a_1|^2 - \frac{1}{50} |a_1|^4) a_1 + \sqrt{\varepsilon} a_2^m \\ \text{Im} a_2, \\ \dot{a}_2 &= -i\sqrt{\varepsilon_0} a_2 + (|a_1|^2 - \sqrt{\varepsilon} + |a_2|^2 - \frac{1}{50} |a_2|^4) a_2 + \sqrt{\varepsilon} \text{Re} a_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Для $\varepsilon = 0$ уравнения для величин $r_1 = |a_1|^2 = x^2 + u^2$ и $r_2 = |a_2|^2 = y^2 + v^2$, которые

без труда получаются из (2), точно совпадают с (1). При достаточно малых ε и величинах μ , заметно меньших, чем μ_0 , установившийся режим динамики модели (1), представленный графически на плоскости r_1, r_2 , отвечает области вблизи узла C_2 . При ненулевых величинах ε это предельный цикл такого вида, что при наличии у второго осциллятора заметной амплитуды у первого амплитуда очень мала. Помимо этого, имеется замкнутая неустойчивая орбита, близкая к C_1 . При постепенном увеличении параметра, оба цикла сближаются и сливаются при некотором $\varepsilon = \varepsilon_c(\mu) \approx \varepsilon_0$, образуя полуустойчивый предельный цикл, а при $\varepsilon > \varepsilon_c(\mu)$ они исчезают. Теперь движение изображающей точки на

плоскости (r_1, r_2) приблизительно следует замкнутой большой петле, как на рис.1в, посещая раз за разом окрестность начала координат. В точке $\varepsilon = \varepsilon_c$ происходит бифуркация «катастрофа голубого неба».

В рамках данной работы проводится детальное исследование динамики семейства моделей с характерной бифуркацией катастрофы голубого неба (2) при различных значениях индекса m : $m=1, m=2, m=3$. В моделях в результате данной бифуркации могут возникнуть различные типы сложного динамического поведения: квазипериодические колебания при $m=1$, гиперболический хаос при $m=2$. Для всех моделей семейства были построены карты динамических режимов, были выявлены общие характерные черты устройства плоскостей параметров, а также индивидуальные особенности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-02-00135-а).

Библиографический список

1. Тураев Д.В., Шильников Л.П. // Докл. АН СССР. 1995. Т. 342. С. 596
2. Kuznetsov S.P., Pikovskiy A. // Physica D. 2007. Vol. 232. P. 87.

МЕТОД ОРГАНИЗАЦИИ КОНВЕЙЕРНОГО СУММИРОВАНИЯ В САМОСИНХРОННЫХ СХЕМАХ

А.А. Старых

Южный федеральный университет (ЮФУ), Таганрог

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения (ИНЭП),

E-mail: anastasya.staryh@mail.ru

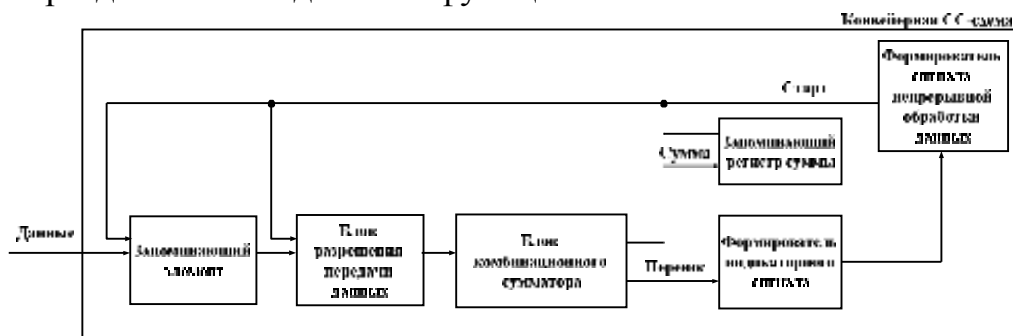
Интерес к разработке методов построения самосинхронных схем (СС–схем) обусловлен преимуществами, которыми они обладают в сравнении с синхронными аналогами, а именно [1]:

- отсутствие системы синхронизации, разветвленность которой увеличивается при укрупнении схем;
- значительно увеличенное быстродействие в сравнении с синхронными аналогами;
- прекращение работы СС–схемы в момент отказа элемента, что исключает выдачу ошибочных данных;
- существенно меньшая мощность рассеяния и равномерность токопотребления по сравнению с синхронными аналогами.

Работа СС–схемы предполагает наличие рабочей фазы, в течение которой производится собственно вычисление, и спейсерной фазы, в течение которой обнуляются все выходные сигналы. СС–схемы относятся к классу асинхронных схем, для построения которых необходимо знать момент окончания переходных процессов [1].

Предлагаемый метод организации конвейерного суммирования в СС–схеме предполагает измерение не только моментов завершения переходных процессов, но и моментов завершения спейсерной фазы. Это позволит схеме сразу же после окончания обнуления начинать рабочую, отсюда и сходство с конвейером.

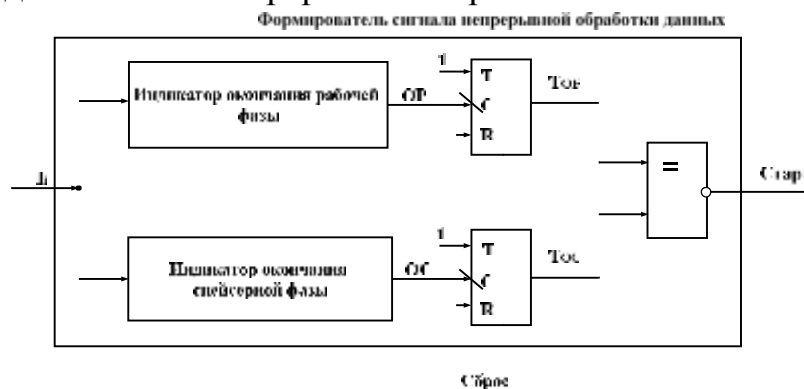
Предлагаемая конвейерная СС–схема не зависит от внутренних задержек, ее можно разделить на отдельные функциональные блоки.



Структурная схема конвейерного СС–сумматора с ПФС-кодом

Блок запоминающего элемента осуществляет хранение входных данных на время их обработки. Блок разрешения передачи данных в спейсерной фазе обнуляет все выходы сумматора, а в рабочей фазе разрешает производить вычисления. Блок комбинационного сумматора выполняет обработку данных в схеме. Формирователь индикаторного сигнала вырабатывает сигнал I_i , длительность

которого равна длительности переходного процесса. Запоминающий регистр суммы позволяет сохранить и считывать вычисленные значения суммы с момента их установления на выходах сумматора, во время спейсерной фазы и до установления новых значений на выходах. Формирователь сигнала непрерывной обработки данных вычисляет окончание рабочей фазы и окончание спейсерной фазы и, таким образом, позволяет организовать процесс последовательного считывания данных и их непрерывной обработки.



Структурная схема формирователя непрерывной обработки данных

Суть метода организации конвейерного суммирования заключается в формировании сигнала непрерывной обработки данных «Старт».



Метод организации конвейерного суммирования позволяет увеличить производительность всей СС-схемы. Так, 16 случайных итераций суммирования синхронный сумматор произведет за 64 нс, учитывая, что на одну итерацию у него уходит 4 нс. Конвейерный метод суммирования позволит это же количество операций осуществить за 28 нс, увеличив производительность шестнадцатиразрядного сумматора в 2,3 раза.

Результаты исследования получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования и Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Института нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета (г. Таганрог).

Библиографический список

1. Плеханов Л.П. Основы самосинхронных электронных схем. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2013. 208 с.

ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЧНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ НА ТОЧНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ АНСАМБЛЯ СИСТЕМ С ЗАДЕРЖКОЙ

И.В. Сысоев¹, Е.И. Боровкова¹, В.И. Пономаренко^{1,2}, М.Д. Прохоров²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: ivssci@gmail.com

Методы реконструкции связей между сложными автоколебательными системами различной природы активно развиваются в настоящее время в приложении к задачам нейрофизиологии, климатологии, эконометрики и передачи информации. Одно из важнейших свойств сигнала, чтобы решение этой задачи стало возможно, — его достаточная сложность: так, реконструкция по периодическим временным рядам часто значительно затруднена по сравнению с хаотическими [1], поскольку в периодических рядах недостаточно информации, чтобы правильно определить связь и восстановить другие необходимые параметры подсистем. Кроме недостаточной сложности самих сигналов к невозможности выявить направление и структуру связей приводит синхронизация: так, при полной синхронизации определение направления связи уже невозможно. В то же время частичная, например, фазовая синхронизация, часто позволяет выявить направление воздействия [2]. Целью данной работы является определение влияния частичной синхронизации элементов ансамбля на работоспособность метода реконструкции, разработанного для систем с запаздыванием в работе [3].

Рассмотрим ансамбль систем с запаздыванием вида:

$$\dot{x}_i(t) = -x_i(t) + f_i(x_i(t-\tau_i)) + \sum_{j=1, j \neq i}^D k_{i,j} (x_j - x_i), \quad (3)$$

где i — номер текущего осциллятора, j — номер воздействующего, $k_{i,j}$ — коэффициенты связи, τ_i — время запаздывания, f_i — нелинейная функция. Пусть для измерения доступны временные ряды всех D осцилляторов достаточной длины N ($N \gg D$). Тогда предложенным в [3] методом можно восстановить коэффициенты связи (полученные оценки обозначим $k_{i,j}$). В [3] показано, что полученные оценки будут асимптотически точными при $N \rightarrow \infty$, однако на практике важно знать, как ведёт себя метод при конечных, достаточно коротких рядах. Нами были рассмотрены 100 ансамблей из $D = 16$ осцилляторов каждый с нелинейными функциями вида (2)

$$f_i(x) = A_i \sin(x - x_{0,i}), \quad (4)$$

где A_i и $x_{0,i}$ суть параметры. Для всех рассмотренных ансамблей использовался один и тот же набор значений τ_i , A_i и $x_{0,i}$. Для каждого ансамбля генерировалась своя случайная матрица связей, где из общего числа возможных 240 связей ненулевыми было выбрано 50, эти связи 50 задавались случайными равномерно распределёнными на отрезке $[k_{\min}; k_{\max}]$ числами. Значения $k_{\min}$ и $k_{\max}$ варьировали от ансамбля к ансамблю, в пределах $k_{\min} \in [0; 10]$ и $k_{\max} \in [1; 11]$ при соблюдении

условия $k_{max} > k_{min}$. Использовались ряды длиной $N = 2^{12}$ значений.

В результате исследования полученных ансамблей было установлено, что диагностировать фазовую синхронизацию между осцилляторами вида (1) с нелинейной функцией вида (2) невозможно, поскольку невозможно ввести фазу (спектр сплошной и нет центров вращения). Однако при больших значениях коэффициента связи осцилляторы переходят к режиму, близкому к полной синхронизации. Поэтому для диагностики режима синхронизации между i -тым и j -тым осцилляторами было решено воспользоваться мерой вида (3):

$$v = \frac{\sigma(x_i - y_j)^2}{\sigma(x_i)\sigma(y_j)}, \quad (5)$$

где $\sigma(x_i)$ — среднеквадратичное отклонение сигнала i -того осциллятора, а $\sigma(x_i - y_j)$ — среднеквадратичное отклонение разностного сигнала. Чтобы охарактеризовать точность реконструкции, мы использовали абсолютную $\langle \Delta k_{i-j} \rangle_{i,j} = \langle |k_{i-j} - \tilde{k}_{i-j}| \rangle_{i,j}$ и относительную $\langle \kappa \rangle = \langle \Delta k_{i-j} \rangle_{i,j} / \langle k_{i-j} \rangle_{i,j}$ средние ошибки в определении коэффициентов.

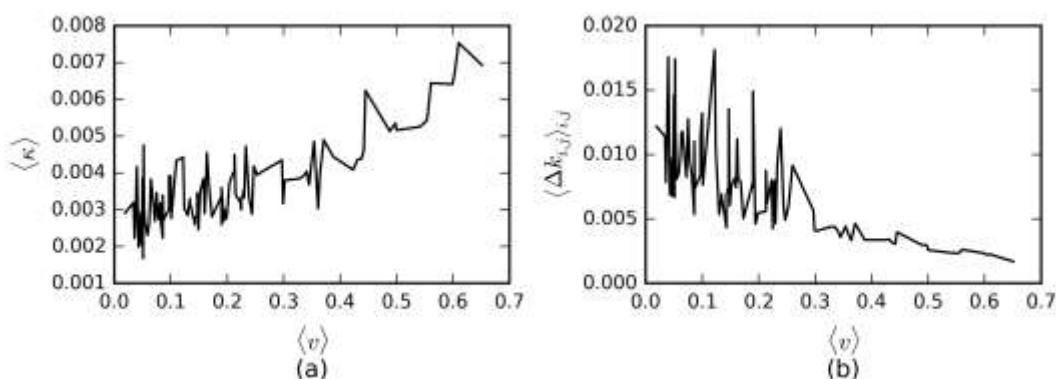


Рис. 1. Зависимости средней нормированной (а) и ненормированной (б) ошибок реконструкции коэффициентов от среднего уровня несинхронности сигналов $\langle v \rangle$.

График зависимости $\langle \Delta k_{i-j} \rangle$ от среднего по ансамблю значения v (см. рис. 1b) показывает небольшое увеличение абсолютных значений ошибок с ростом уровня синхронности (уменьшением $\langle v \rangle$), в то время как относительные ошибки (см. рис. 1a) только уменьшаются и остаются очень малыми даже при очень высоких уровнях синхронности. Это свидетельствует о том, что предложенный в [3] метод позволяет восстанавливать архитектуру ансамблей даже в достаточно сложных условиях, близких к идентичной синхронизации, и по сравнительно коротким рядам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-02-00091).

Библиографический список

1. *Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D.* // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 78. P. 066207.
2. *Корнилов М.В., Сысоев И.В.* // Изв. вуз. ПНД. 2014. Т. 22, № 4. С. 66-75.
3. *Сысоев И.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, вып. 1. С. 95–102.

ОЦЕНКА МЕР НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ МОДЕЛЕЙ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ СКРЫТОЙ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

Т.М. Медведева^{1,2}, Д.Д. Кульминский^{1,2}, И.В. Сысоев²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: golovatanya@rambler.ru

Использование хаотических сигналов для задач передачи информации является одним из наиболее активно развиваемых направлений в радиотехнике в настоящее время [1]. Важным вопросом является пригодность того или иного генератора для генерации сигнала несущей, как с точки зрения ширины полосы, так и точки зрения маскировки информационного сигнала в несущей в задачах, требующих конфиденциальности. Как правило, более пригодным является «развитый» хаос с широким сплошным спектром. Одна из наиболее популярных мер для определения степени нерегулярности сигнала — старший ляпуновский показатель.

В данной работе по реализации численной модели “идеального” генератора с запаздыванием (генератора с квадратичной нелинейностью (1)), не подверженного влиянию шумов и искажений, вносимых дискретизацией в гибридных генераторах, рассчитан старший ляпуновский показатель. Рассчитанное значение сопоставлено со значением, полученным на основе алгоритма Бенеттина при известном операторе эволюции.

$$\dot{x}(t) = -x(t) + f(x(t - \tau_0)), \quad (6)$$

где f — нелинейная функция вида $f(x) = \lambda - x^2$, τ_0 — время запаздывания.

В работе [2] показано, что для оценки старшего ляпуновского показателя по уравнениям с запаздыванием сначала необходимо перейти от дифференциального уравнения к разностному:

$$\frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} = -x(t) + f(x(t - \tau_0)) \quad (7)$$

а затем перейти к $(m+1)$ -мерному отображению:

$$x_{n+1} = (1 - h)x_n + h(\lambda - x_{n-m}^2), \quad (8)$$

где m — время запаздывания в дискретных отсчётах, т.е. $\tau_0 = mh$, где h — это интервал выборки.

Тогда старший ляпуновский показатель можно оценить, если, пропустив переходной процесс для двух идентичных отображений, добавить ко второму малое возмущение ε в произвольном направлении и фиксировать расстояние $\|x_k\|$ между двумя стартовыми из этих точек траекториями за время T . При этом каждый раз следует делать перенормировку вектора старта возмущенной траектории, так, чтобы его длина становилась равной ε , а направление совпадало с прежним. Повторив описанную процедуру M раз и усреднив логарифм отношения расстояния между траекториями к ε , можно получить оценку старшего ляпуновского показателя:

$$A = \frac{1}{MT} \sum_{k=1}^M \ln \frac{\|\tilde{x}\|}{\varepsilon} \quad (9)$$

На основе полученных в разных режимах (см. таблицу 1) оценок старшего ляпуновского показателя для отображения вида (3) с параметром τ_0 , шагом выборки $h = 0.1$ при нескольких временах запаздывания по временным рядам длиной 5000 единиц безразмерного времени, удалось убедиться в том, что предложенный в [3] метод для оценки старшего ляпуновского показателя по коротким временным рядам применим также и к системам с запаздыванием.

Таблица 1

Значения оценок старшего ляпуновского показателя в различных режимах

Время запаздывания, τ_0	по отображению (3)	по временному ряду
1,0 (цикл)	$-9,6 \cdot 10^{-5}$	$3,91 \cdot 10^{-7}$
1,7 (удвоенный цикл)	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$4,07 \cdot 10^{-7}$
3,0 (хаос)	$9,3 \cdot 10^{-2}$	$9,2 \cdot 10^{-2}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00324).

Библиографический список

1. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Панас А.И., Максимов Н.А. Генерация хаоса. М.: Техносфера, 2012. 424 с.
2. Farmer J.D. // Physica D. 1982. Vol. 4, № 3. P. 366.
3. Rosenstein M.T., Collins J.J., De Luce C.J. // Physica D. 1993. Vol. 65. P. 117.

ХРОНОБИОЛОГИЯ АБСАНСНОЙ ЭПИЛЕПСИИ**М.В. Сысоева¹, М.К. Smyk², G. van Luijtelaa³, И.В. Сысоев⁴**¹ Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина² Uniwersytet Jagiellonski w Krakowie, Polen³ Radboud University Nijmegen, the Netherlands⁴ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: bobrichkek@mail.ru

Последние десятилетия отмечается повышенный интерес к изучению колебательных и волновых процессов в организме, как в норме, так и при патологии. Любой организм является носителем многочисленных ритмов, возникших как в отдельных его подсистемах, так и в результате их взаимодействия. Рассогласование связей между подсистемами организма приводит к возникновению патологических состояний, таких, как эпилепсия. Абсансная эпилепсия является неконвульсивной генерализованной эпилепсией неизвестной этиологии. Клинически абсансные приступы проявляются как внезапное короткое ухудшение сознания (абсансы), когда нормальная активность прерывается, быстрота реагирования уменьшается и мыслительное функционирование подавляется.

Процессы в живых организмах подвержены влиянию различных внешних природных факторов, в том числе циклических, связанных с солнечной активностью, лунным циклом, сменой дня и ночи. Изучением влияния этих факторов на биосистемы занимается хронобиология, а сами процессы, происходящие в организме в результате внешних периодических воздействий, называются биологическими ритмами.

К настоящему времени выявлено влияние годового (количество приступов эпилепсии в период с марта по август в два раза превышает их число в октябре-феврале) и лунного (экстремумы числа припадков приходятся на 1-3 сутки после новолуния и полнолуния) циклов на частоту эпилептических состояний. Однако, наиболее важный ритм в хронобиологии — суточный (циркадный), примерно 24-часовой цикл физиологических процессов у растений и животных. Особенности циркадного ритма у больных абсансной эпилепсией пока исследованы недостаточно. *Цель данной работы:* выявить качественное отличие в поведении лабораторных животных, моделей абсансной эпилепсии, в зависимости от смены дня и ночи.

В работе использовались 12 восьмимесячных самцов крыс генетической линии WAG/Rij — генетических моделей абсансной эпилепсии. Запись осуществлялась в течение 24 часов (12/12 цикл день/ночь, светлая фаза с 5 до 17 часов). В мозг крыс вживлялись 7 электродов, расположенных билатерально в коре. На ЭЭГ выделяли 6 типов деятельности: активное бодрствование (AW), пассивное бодрствование (PW), поверхностный медленный сон (SWS L), глубокий медленный сон (SWS D), быстрый сон (REM) и пик-волновые (абсансные) разряды (SWD). Вся запись делилась на 2-секундные неперекрывающиеся интервалы, каждому из которых автоматически присваивалось одно из этих шести состояний. В результате получались дискретные последовательности несоизмеримых значений, соответствующих этим состояниям.

Анализ гистограмм распределения состояний в зависимости от времени суток (день/ночь) показал, что у всех животных ночью случается больше разрядов, чем днём; ночью активное бодрствование занимает большее суммарное время, чем днём; доли пассивного бодрствования и быстрого сна не зависят от времени суток; суммарно медленный сон случается чаще днём.

С целью изучения закономерностей поведения животных был проведён анализ условных вероятностей возникновения всех 6-ти рассматриваемых состояний при условии того, какое состояние наблюдалось за некоторое время до этого (условная вероятность возникновения события В до события А за время l) или через некоторое время после этого (условная вероятность возникновения события В после события А через время l). Визуальный анализ показал, что гистограммы распределения условных вероятностей до и после события А практически неотличимы. Оказалось, что и для малых, и для больших лагов наступление активного бодрствования наиболее вероятно до и после активного бодрствования. Для абсансных разрядов всё обстоит иначе: при малых лагах (2-6 с) до и после разряда обычно следует разряд, что логично, поскольку средняя длительность абсансного разряда – 5 секунд. При больших лагах (8 и более секунд) до и после разряда наиболее вероятно наступление активного бодрствования.

Поскольку визуальный анализ большого числа гистограмм условных распределений, построенных для различных животных при различных временных лагах в двух фазах циркадного цикла затруднителен, было решено рассчитать энтропию Шеннона (1) (информационную энтропию) для всех рассмотренных случаев. Условная энтропия Шеннона характеризует степень предсказуемости состояния при учёте того, какое состояние было на l с ранее или будет на l с позднее.

Анализ зависимостей $H(l)$ показал, что предсказуемость дальнейшего поведения животных при условии, что предсказываемому состоянию предшествует пик-волновой разряд или быстрый сон, не зависит от фазы циркадного ритма на малых лагах (до 10 с) и слабо зависит на больших. Поскольку общее число разрядов в тёмной фазе примерно вдвое выше, это косвенно свидетельствует о том, что механизмы эпилептиформной активности неспецифичны ко времени суток. В то же время, медленный сон и пассивное бодрствование в тёмное время суток существенно чаще приводят к возникновению пик-волновых разрядов через 10 с после них, нежели в светлое время. Отсюда можно предположить, что изучение различий в том, каким образом протекает медленный сон в тёмное и светлое время суток, будет чрезвычайно полезно для изучения и ранней диагностики абсансной эпилепсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-34-00203) и Стипендии Президента для поддержки молодых учёных(проект №СП-1510.2015.4).

**ШИРОКОПОЛОСНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ
КОНСТАНТ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ****А.А. Теплых***Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН**E-mail: teplykhaa@mail.ru*

Пьезокерамика широко используется в современной технике для создания различных датчиков, резонаторов, актуаторов, излучателей и приемников ультразвука и т.д. Пьезокерамика на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС) является одной из наиболее распространенных и коммерчески доступных в настоящее время. Этот материал характеризуется весьма сильными пьезоэлектрическими свойствами и высоким значением диэлектрической проницаемости. Однако, вследствие особенностей технологии получения этого материала его материальные константы, в особенности, пьезоконстанты, меняются в широких пределах от образца к образцу, в отличие от монокристаллических пьезоэлектриков. Кроме того, для этого материала характерно старение его свойств со временем, что приводит к значительному изменению его материальных постоянных. Все это приводит к необходимости измерять и корректировать материальные постоянные пьезокерамики при конструировании и изготовлении различных приборов на ее основе.

В данной работе сделана попытка определения материальных констант образца пьезокерамики ЦТС-19 методом широкополосной акустической спектроскопии. Измеряемый образец представлял собой резонатор с поперечным полем на основе пьезокерамики размером 18*20 мм, толщиной 3.56 мм. На одну сторону пластины были нанесены два электрода размерами 7.5*20 мм, с зазором 3 мм между ними. Электроды были расположены таким образом, что тангенциальные компоненты возбуждающего поля были направлены вдоль кристаллографической оси Z пьезокерамики. При помощи прецизионного LCR измерителя был измерен комплексный электрический импеданс данного резонатора в диапазоне 75-600 кГц. В указанный диапазон попали более десяти частот последовательного и параллельного резонанса данного устройства. Затем была создана конечно-элементная модель резонатора, при помощи которой был вычислен электрический импеданс в том же диапазоне частот [1]. Поперечные размеры модели и область расположения электродов точно соответствовали экспериментальному образцу, а набор материальных констант был взят из литературы [2]. Экспериментальные и теоретические результаты приведены на рис. 1. Как видно, положения максимумов и минимумов не совпадают, что объясняется несоответствием материальных констант, использованных для расчета реальным материальным константам данного образца. Уточненные значения материальных констант были определены при помощи алгоритма Нелдера-Мида [3]. Целевая функция, которую минимизировал алгоритм, записывалась в виде:

$$F = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\log |Z_i^e| - \log |Z_i^t|)^2} \quad (1)$$

где $|Z_i^e|$ и $|Z_i^t|$ - измеренный и рассчитанный модуль импеданса на частоте f_i , со-

ответственно, n – количество точек измерения. Преимущество выбранного алгоритма состоит в том, что он не требует вычисления производных минимизируемой функции.

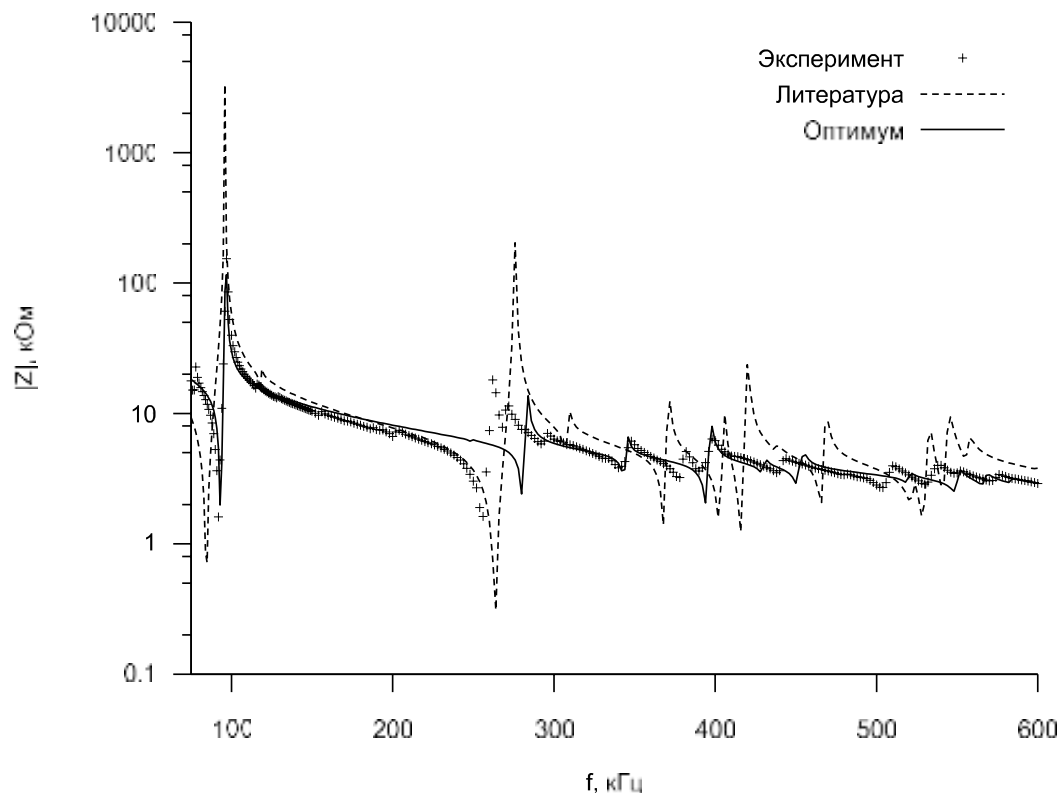


Рис. 1. Сравнение значений модуля электрического потенциала, измеренного, рассчитанного с применением констант из литературы, и констант, найденных в ходе данной работы.

В результате работы алгоритма были получены уточненные значения материальных констант исследованного образца (табл. 1).

Табл. 1. Материальные константы c_{ij} (в 10^{10} Па), e_{ij} (в Кл/м²) и ϵ_{ij} .

	c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{33}	c_{44}	e_{15}	e_{13}	e_{33}	ϵ_{11}/ϵ_0	ϵ_{33}/ϵ_0
Литература	10.9	6.1	5.4	9.3	2.4	10.6	-4.9	14.9	820	840
Оптимум	11.43	---	4.01	9.65	3.49	5.48	-2.90	9.19	697.4	1188.8

Значение константы c_{12} не было определено, т.к. данная константа не влияет на резонансные частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-00984-а).

Библиографический список

1. Teplykh A., Zaitsev B., Kuznetsova I. // Sensors & Transducers. 2015. Vol. 184, Is. 1. P. 60-65.
2. Тополов В.Ю., Панич А.Е. Электромеханические свойства сегнетокерамик на основе оксидов семейства перовскита. 2008. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2008/002.pdf>
3. Nelder J.A., Mead R. // Comput. J. 1965. Vol. 7, no 4. P. 308-313.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛЬ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ ТИПА «ПЕТЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОД»

А.Г. Терентюк¹, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: aterentuk@mail.ru*

Разработка миниатюрных электровакуумных приборов терагерцевого (ТГц) диапазона частот является одной из ключевых проблем современной электроники. Одним из наиболее перспективных приборов ТГц диапазона является лампа бегущей волны (ЛБВ) с замедляющей системой (ЗС) типа «петляющий волновод». Среди достоинств таких замедляющих систем - относительная простота изготовления с помощью современных технологий микроэлектроники, механическая и тепловая прочность в связи с цельнометаллической структурой, достаточно широкая полоса усиления ($\sim 20\%$), высокое сопротивление связи и относительно малые потери.

Важной задачей является развитие теории возбуждения подобных структур электронным потоком, в особенности — в форме, пригодной для моделирования нестационарных процессов. В частности, в работе [1] была предложена так называемая нестационарная дискретная теория, основанная на представлении ЗС в виде системы связанных электромагнитных осцилляторов. Впоследствии в работе [2] эта теория была применена для моделирования ЛБВ с цепочкой связанных резонаторов, а в [3] — для моделирования широкополосной спиральной ЛБВ. Однако, при моделировании широкополосных ЗС возникают трудности, связанные с тем, что для корректной аппроксимации дисперсионной характеристики требуется учитывать взаимодействие каждого осциллятора с большим количеством соседей с обеих сторон. В частности, в [3] потребовалось учитывать связь с двадцатью ближайшими соседями.

В настоящей работе развита модифицированная дискретная теория, которая приводит к уравнениям второго порядка для амплитуд колебаний в ячейках структуры. В качестве примера рассматривается ЛБВ с петляющим волноводом диапазона 220 ГГц, параметры которой приведены в работе [4]. В этом случае, как показано в [5], достаточно точной аппроксимации дисперсионной характеристики удастся достичь, учитывая связь только с ближайшими соседями, тогда как в традиционной версии дискретной теории это число не менее 10.

На рис. 1 представлена дисперсионная характеристика ЗС, а также характеристика электронного пучка при напряжении 17 кВ. Также в работе развита методика расчета усиления в режиме малого сигнала, основанная на методе последовательных приближений. Методика позволяет проводить расчет усиления сигнала во всей полосе пропускания, на границе, и за пределами полосы. Пример частотной зависимости коэффициента усиления для ЗС, состоящей из 50 периодов, приведен на рис. 2.

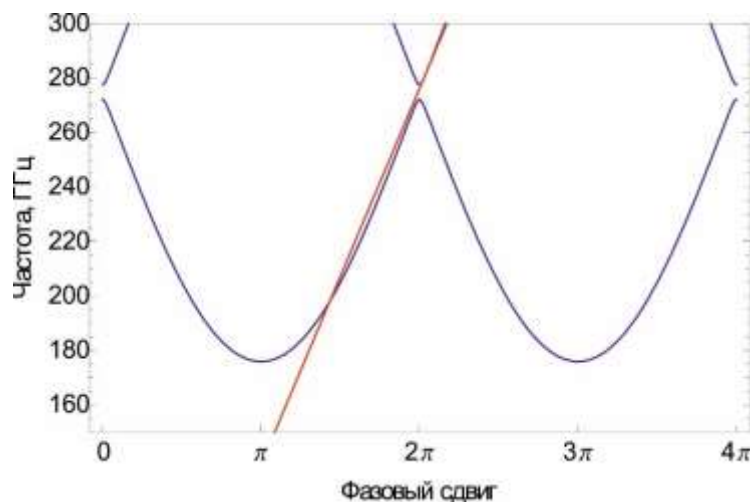


Рис. 1. Дисперсионные характеристики ЗС типа петляющий волновод диапазона 220 ГГц и электронного пучка при напряжении 17 кВ.

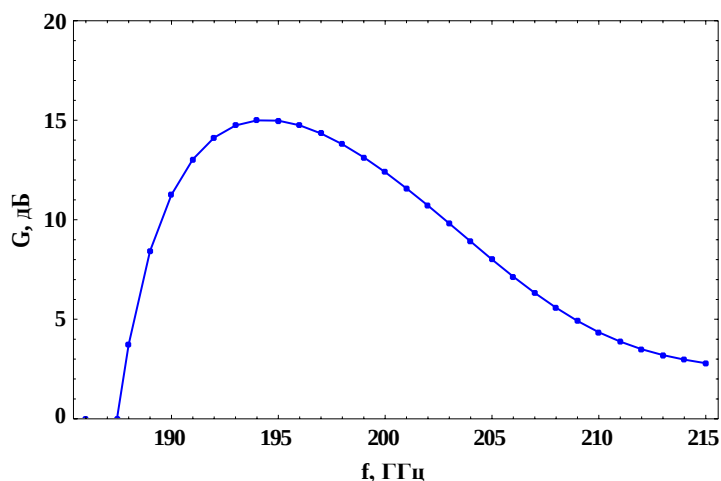


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления в режиме малого сигнала от частоты при токе пучка 50 мА и напряжении 17 кВ.

Библиографический список

1. Кузнецов С.П. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. С. 419-421.
2. Ryskin N.M., Titov V.N., Yakovlev A.V. // IEEE Trans. Electron Devices. 2009. Vol. 56, No. 5. P. 928–934.
3. Bernardi P., André F., David J.-F., Le Clair A., Doveil F. // IEEE Trans. Electron Devices. 2011. Vol. 58, No. 6. P. 1761-1767.
4. Zheng R., Ohlckers P., Chen X. // IEEE Trans. Electron Devices. 2011. Vol. 58. P. 2164-2171.
5. Терентюк А.Г. // «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тезисы докладов X Всерос. конф. молодых ученых. Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2015. С. 168-169.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕНИ ЭЛЕКТРОФОРМОВКИ НА МЕМРИСТОРНЫЙ ЭФФЕКТ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ОКСИДА ЦИНКА

Р.В. Томинов, В.А. Смирнов, К.В. Дьяков

Южный федеральный университет, г. Таганрог

E-mail: roman.tominov@gmail.com

В настоящее перспективным направлением электроники является разработка и исследование новых типов памяти, способных отвечать повышенным требованиям быстродействия, энергопотребления, степени интеграции и т.д. Для удовлетворения этих требований может быть использована энергонезависимая резистивная память (RRAM) на основе мемристорных структур, принцип работы которой заключается в управлении сопротивлением тонкой оксидной пленки металла с помощью внешнего электрического поля. При этом предполагается, что наноструктуры могут переключаться из состояния высокого сопротивления (логический “0”) в состояние с низким сопротивлением (логическая “1”). Согласно общепринятой гипотезе, принцип действия мемристора основан на формировании и разрушении кислородных вакансий в объеме пленки под действием внешнего электрического поля (мемристорный эффект). Мемристорный эффект сильно зависит от процесса формирования первоначальной концентрации кислородных вакансий на этапе изготовления ячейки памяти (процесс электроформовки). Таким образом, исследование влияния процесса электроформовки на мемристорные свойства нанокристаллической пленки ZnO методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) является актуальной задачей [1]. Целью работы является исследование влияния времени электроформовки на мемристорный эффект пленки оксида цинка методом АСМ.

Для формирования пленок ZnO использовался модуль импульсного лазерного осаждения (Neocera Inc., США) кластерного комплекса НАНОФАБ НТК-9 (НТ-МДТ, Россия). В качестве подложки использовался $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}$. Толщина полученной пленки составила 25 ± 4 нм. Измерения вольтамперных характеристик проводились на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 Pro (НТ-МДТ, Россия) в режиме токовой АСМ спектроскопии. Нижним электродом была пленка TiN, в качестве верхнего электрода использовался кремниевый кантилевер NSG11 с проводящим покрытием из Pt. В результате были получены вольтамперные характеристики (ВАХ) при напряжениях электроформовки 6, 7, 8, 9 В и времени электроформовки 10с, 20с, 30с в разных точках (рисунок 1). Из полученных ВАХ были определены напряжения переключения пленки из состояния низкого сопротивления в состояние высокого сопротивления. Результаты представлены в таблице.

Анализ полученных результатов показал, что при увеличении времени электроформовки наблюдается уменьшение напряжения переключения из состояния низкого сопротивления в состояние высокого сопротивления.

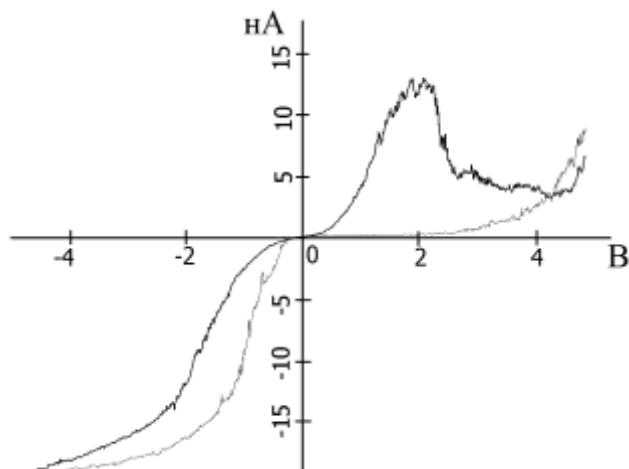


Рис. 1. Вольтамперная характеристика структуры TiN/ZnO/Pt, полученной при напряжении электроформовки 8 В и времени электроформовки 10 с

Уменьшение напряжения переключения сопротивления пленки ZnO при увеличении времени электроформовки можно объяснить возможным увеличением концентрации кислородных вакансий в объеме пленки. Таким образом, было показано влияние времени электроформовки на мемристорный эффект в пленке ZnO.

Таблица. Значения напряжений переключения (В) пленки ZnO, полученные при различных режимах электроформовки

Время электроформовки (с)	Напряжение электроформовки (В)			
	6	7	8	9
10	2,51	2,34	2,15	1,42
20	1,95	2,87	1,83	1,34
30	0,73	2,06	1,71	0,87

Полученные результаты могут быть использованы при разработке конструкций и технологических процессов изготовления мемристорных структур на основе ZnO.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения Государственного задания (проект № 1936).

Библиографический список

1. J.Qi, M. Olmedo, J.-G. Zheng, J. Liu. // Scientific Reports. 2013. Vol. 3. P. 2405. DOI:10.1038/srep02405.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Р.А. Торгашов^{1,2}, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: torgashovra@gmail.com

В настоящее время значительный интерес представляют источники электронов на основе автоэлектронной эмиссии из углеродных микроструктур для создания систем формирования электронных потоков в СВЧ-приборах [1]. Цель данной работы состояла в численном моделировании диода с автоэмиссионным катодом, параметры которого соответствуют системе, описанной в работе [2]. Система представляет собой вакуумный диод, катод которого имеет форму диска диаметром 3 мм. На катоде расположены конусообразные микроострия высотой 12 мкм и шириной основания 9 мкм. Острия расположены в углах квадрата со стороной 20 мкм, что соответствует плотности упаковки $N = 2.5 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$. Катод был изготовлен из стеклоуглерода марки СУ-2000 и представляет собой равномерную матричную структуру. Анод находился на расстоянии 4 мкм, 10 мкм, 25 мкм и 50 мкм.

На рис. 1 показаны экспериментальные вольтамперные характеристики (ВАХ). Данные были предоставлены А.И. Бенедиком.

Как известно [1], ВАХ автоэмиссионного катода подчиняется закону Фаулера–Нордгейма

$$j = \frac{A\beta^2 V^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{B\phi^{3/2} v(y)}{\beta V}\right), \quad (2)$$

где j — плотность тока, V — напряжение, A и B — коэффициенты Фаулера–Нордгейма, ϕ — работа выхода, β — коэффициент усиления поля на острие.

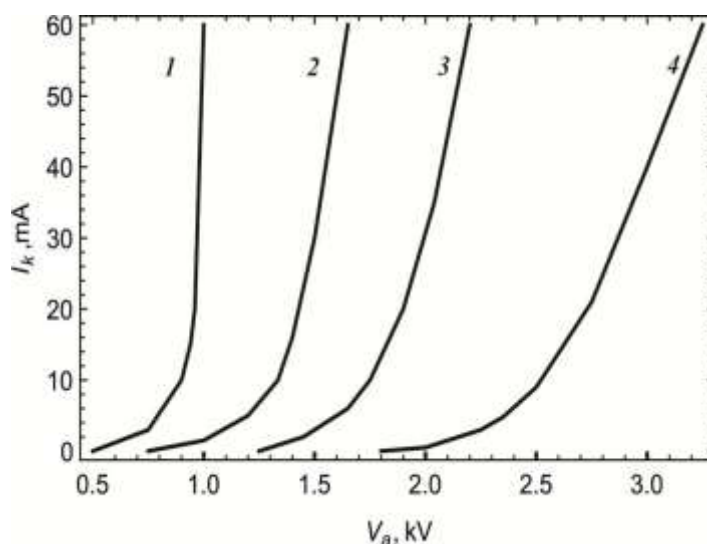


Рис. 1. Экспериментальные ВАХ многоострийного автоэмиссионного катода. (1 — зазор 4 мкм, 2 — зазор 10 мкм, 3 — зазор 25 мкм, 4 — зазор 50 мкм)

Для проведения численного эксперимента необходимо определить неиз-

вестные коэффициенты A и B в формуле (2). Для этого, аппроксимируя вольт-амперные характеристики функцией $I = aV^2 \exp(-bV)$, где I — ток катода, V — напряжение между катодом и анодом, получили формулы для искомых коэффициентов и их численные значения (Таблица 1).

Таблица 1. Значения коэффициентов Фаулера–Нордгейма.

Зазор d , мкм	A	B
4	1.72×10^{-9}	2.25×10^8
10	4.86×10^{-10}	5.94×10^7
25	6.78×10^{-11}	4.1×10^7
50	5.97×10^{-11}	2.87×10^7

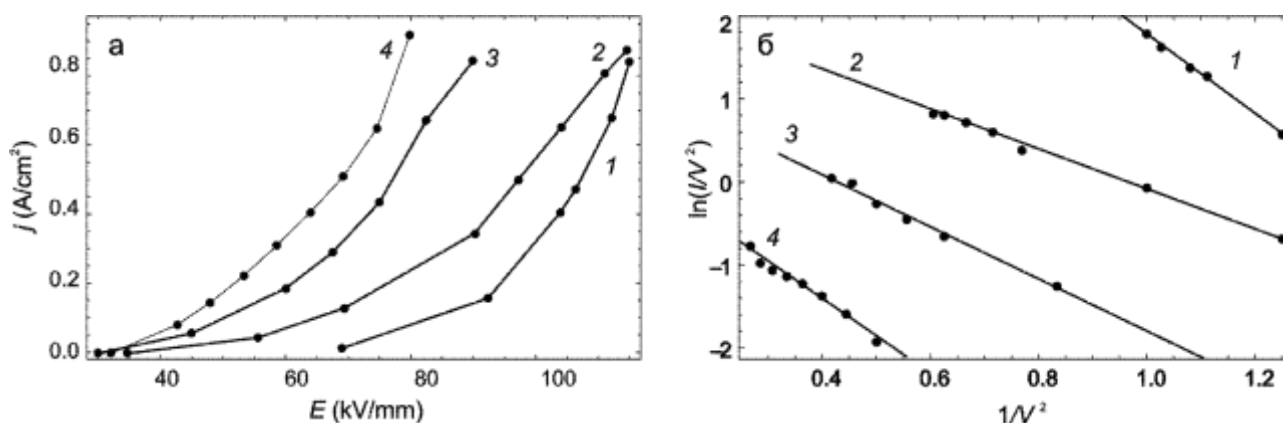


Рис. 2. Результаты численного моделирования в виде зависимости плотности тока от напряженности (а) и результаты в координатах Фаулера–Нордгейма (б). (1 – зазор 4 мкм, 2 – зазор 10 мкм, 3 – зазор 25 мкм, 4 – зазор 50 мкм)

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования в виде зависимости плотности тока от напряженности электрического поля на острие. Таким образом, видно, что в исследуемой системе достигаются плотности тока порядка 1 А/см². Так же мы можем представить вольтамперные характеристики в координатах Фаулера–Нордгейма (рис. 2б). Видно, что полученные результаты хорошо аппроксимируются прямой, что соответствует теории автоэлектронной эмиссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ(проект № 16-08-00450а).

Библиографический список

1. Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В. Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. 238 с.
2. Бенедик А.И., Крачковская Т.М., Шестеркин В.И. // Журнал технической физики. 2015. Т. 85, № 10. С. 121-125.

**ПОЛЕВАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ
И ВИБРАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА В ФУЛЛЕРЕНЕ C₆₀**
А.В. Тучин¹, Л.А. Битюцкая¹, А.А. Дробышев², П.А. Головинский²

¹Воронежский государственный университет

²Воронежский государственный архитектурно-строительный университет

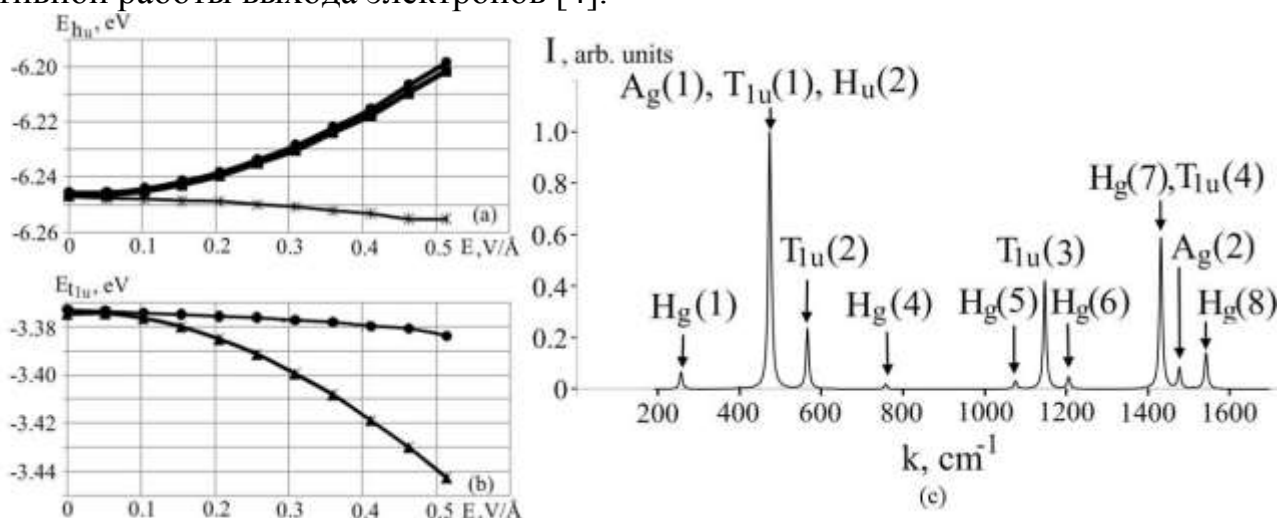
E-mail: a.tuchin@bk.ru

Фуллерены и их производные перспективны для применения в энергетике, материаловедении, нано-, оптоэлектронике, устройствах памяти [1-3]. Активно исследуются гибридные структуры на основе фуллеренов, обладающие высокой твердостью, напряжением пробоя, коэффициентом усиления по полю, шириной запрещенной зоной, позволяющей создавать устройства, излучающие в оптическом диапазоне [1]. Известно, что сильное электрическое поле приводит к увеличению числа колебательных мод в ИК-спектре фуллерена C₆₀ [3]. Поэтому исследования влияния сильных локальных электрических полей на электронную структуру фуллеренов актуальны и позволяют установить способы управления основными электрофизическими и оптическими свойствами углеродных наноматериалов. Наибольший интерес вызывает молекула C₆₀ ввиду высокой стабильности, массовости получения и высокой симметрии усеченного икосаэдра I_h. В настоящей работе методом теории функционала плотности исследуется влияние сильного электрического поля E в интервале от 0 до 1 В/Å на расщепление t_{1u} и h_u уровней и перестройку вибрационного спектра нейтрального фуллерена C₆₀ с учетом полевой ориентационной деформации углеродного скелета при трех ориентациях молекулы E||C_{2v}, E||C_{3v} и E||C_{5v}.

Моделирование электронной структуры и ИК-спектров фуллерена C₆₀ проводилось методом теории функционала плотности в программном комплексе Gaussian09 в Супервычислительном центре Воронежского государственного университета. В работе используется обменно-корреляционный функционал B3LYP (Becke, Lee, Yang, Parr) и валентно-расщепленный базис 6-31G. Для основного состояния фуллерена C₆₀ получено хорошее согласие с результатами экспериментов [3], относительная погрешность не превышает 0.2%.

В изолированном фуллерене C₆₀ все 60 атомов углерода эквивалентны. Высокая симметрия усеченного икосаэдра I_h накладывает жесткие ограничения на форму колебаний молекулы [3]. Неприводимым представлениям 2(Ag), 1(Au), 4(T1g), 5(T1u), 4(T3g), 5(T3u), 6(Gg), 6(Gu), 8(Hg) и 7(Hu) соответствуют 174 колебательные моды. Внешнее электрическое поле напряженностью E > 0.01 В/Å приводит к существенным изменениям в электронной структуре фуллерена C₆₀, сопровождающееся расщеплением t_{1u}- (низшая свободная молекулярная орбиталь) и h_u- (высшая занятая молекулярная орбиталь) уровней. Трехкратно вырожденный в основном состоянии t_{1u}- уровень независимо от ориентации молекулы в поле расщепляется на два вследствие квадратичного эффекта Штарка (рисунок, b). Поле E||C_{3v} и E||C_{5v} расщепляет h_u- уровень на три (рисунок, a). Вырождение полностью снимается при низкосимметричных ориентациях фуллерена в поле и при E||C_{2v}. Расщепление граничных орбиталей приводит к квадратичному уменьшению энергетического зазора между ними и эффек-

тивной работы выхода электронов [4].



Расщепление h_u (a) и t_{1u} (b) орбиталей и ИК-спектр фуллерена C_{60} в сильном электрическом поле (c)

В основном состоянии фуллерена C_{60} из 174 колебательных мод активными в ИК-спектре являются только 4 $T_{1u}(1)$, $T_{1u}(2)$, $T_{1u}(3)$, $T_{1u}(4)$. Установлено, что понижение симметрии и возбуждение электронной системы молекул приводят к перестройке и активации колебательных мод в ИК- и Рамановском спектре (рисунок, c). Обнаружено, что в отличие от преимущественного полевого красного смещения $G_u(2)$, $H_g(4)$, $H_u(6)$ и $A_g(2)$ колебания фуллерена C_{60} смещаются в коротковолновую область. Выявлена активация "замороженных" $H_g(1)$, $A_g(1)$, $H_u(2)$, $H_g(4)$, $H_g(5)$, $H_g(6)$, $H_g(7)$ мод в ИК-спектре и $G_u(3)$, $G_u(6)$, $H_u(7)$ в Рамановском спектре при напряженности пол $E=0.5$ В/Å.

Полевое смещение, уширение и активация колебательных мод могут применяться как в задачах определения локального электрического окружения молекулы (органическая и автоэмиссионная электроника, функциональные и гибридные материалы), так и для управления электрическим полем ее ИК-спектром (фотоника, квантово-каскадные лазеры).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00253 мол_а).

Библиографический список

1. Huang C.-P., Su C.-C., Su W. C. et.al // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 061908.
2. Tuchin A. V., Bityutskaya L. A., Bormontov E. N. // Eur. Phys. J. D. 2015. Vol. 69. P. 1.
3. Menéndez J., Page J.B. Vibrational Spectroscopy of C_{60} . Light Scattering in Solids VIII. Berlin: Springer. – 2000, 71 p.
4. Тучин А. В., Битюцкая Л.А., Бормонтов Е.Н. // ФТТ. 2014. Т. 56. С. 1632.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ НАГРУЗКИ

А.В. Тышкун, Н.М. Рыскин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: tyshkun95@mail.ru

В настоящее время основной практический интерес представляют гиротроны, работающие в непрерывном режиме. Это мощные гиротроны, применяемые в установках нагрева плазмы (длительность импульса — десятки минут), а также маломощные субмиллиметровые гиротроны, применяемые для ядерно-магнитно-резонансной спектроскопии с динамической поляризацией ядер (DNP-NMR), диагностики плазмы и др. (длительность работы — десятки часов). Такой источник должен обеспечивать стабильный сигнал с плавной перестройкой частоты и умеренной мощностью (десятки Ватт). Одним из способов стабилизации частоты СВЧ генераторов является так называемая автосинхронизация запаздывающим сигналом. Для гиротронов, в отличие от многих микроволновых и оптических генераторов, подобный способ ранее не применялся. Поскольку длина волны генерируемого излучения много меньше расстояния до нагрузки, принципиальным является учет запаздывающего характера отраженного сигнала.

В процессе работы частота генератора может изменяться. В работе [1] приведены экспериментальные данные изменения частоты генерации гиротрона во времени. Даже по окончании прогрева резонатора частота не остается постоянной, наблюдаются нерегулярные дискретные скачки частоты.

Изучим эффект стабилизации частоты гиротрона с запаздывающим отражением на примере простой модели, основанной на уравнениях квазилинейной теории гиротрона. Следуя [2,3], такую модель можно описать следующим уравнением

$$\dot{A} + i\Delta A = \left(\sigma - (1 + ib) |A|^2 \right) A + \rho e^{-i\psi} A(t - \tau). \quad (1)$$

Здесь A — медленно меняющаяся амплитуда, Δ — частотная расстройка, σ — параметр, характеризующий превышение тока пучка над стартовым, b — параметр реактивной нелинейности, $\rho \exp(-i\psi)$ — нормированный комплексный параметр отражений, τ — время задержки, $\psi = \omega_0 \tau$ — фаза отраженного сигнала.

Найдем решение уравнения (1) в виде $A = A_0 \exp(i\omega t)$:

$$\Delta = \omega + \beta |A_0|^2 + \rho \sin(\omega \tau + \psi), \quad (2)$$

$$|A_0|^2 = \sigma + \rho \cos(\omega \tau + \psi). \quad (3)$$

Полученные выражения определяют частоту и амплитуду генерации. Исключая амплитуду из (2) с помощью (3) и дифференцируя полученное соотношение, получим выражение для коэффициента стабилизации частоты $K_\omega = 1 + \rho \tau \sqrt{1 + b^2}$. Видно, что с ростом отражений и времени задержки стабилизация частоты увеличивается. Оценим также ширину полосы стабилизации

$\Delta_{st} = \Delta_2 - \Delta_1$, где $\Delta_{1,2}$ — точки, в которых смыкаются две соседние ветви зависимости $\omega(\Delta)$, т.е. в которых производная $d\Delta/d\omega = 0$. Получим следующее выражение

$$\Delta_{st} = (2|\tau|) \left(\pi - \arccos(1/\rho\tau) + \sqrt{\rho^2\tau^2 - 1} \right). \quad (4)$$

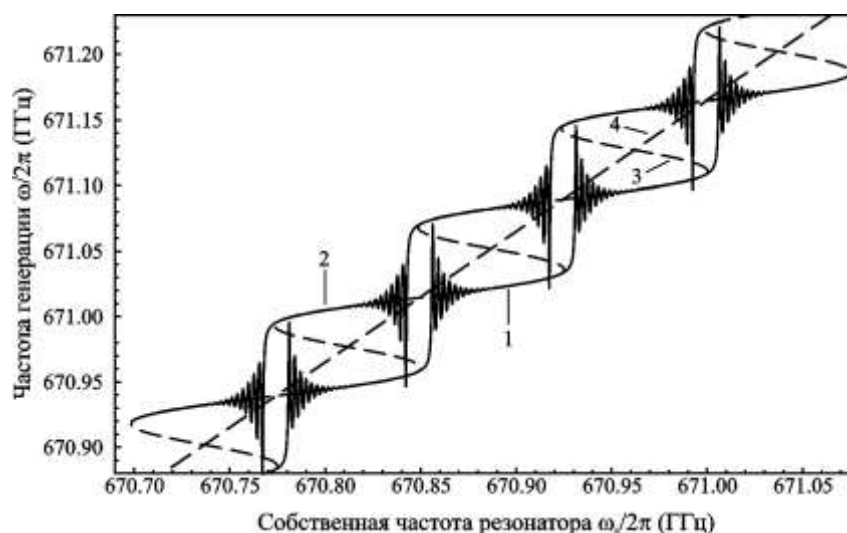


Рис. 1. Зависимость частоты генерации от собственной частоты резонатора. Результаты численного моделирования при $\alpha = 0.001$ (1) и при $\alpha = -0.001$ (2). Теоретическая зависимость (3) с отраженным сигналом и без него (4).

На основе уравнений квазилинейной теории гиротрона проводилось численное моделирование с квазистатическим и непрерывным изменением частотной расстройки со временем для гиротрона диапазона 0.67 ТГц, разработанного в работе [4]. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с теорией (формулы (2), (3)), а также с результатами моделирования на основе теории гиротрона с фиксированной структурой поля [5]. Штриховыми линиями на рис. 1 обозначены теоретические зависимости частоты от расстройки, сплошными линиями — результаты численного моделирования. Образование горизонтальных «полочек» при введении отражений указывает на эффект стабилизации частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-01798).

Библиографический список

1. Schlaich A., Gantenbein G., Illy S., Jelonnek J., Thumm M. // IEEE Trans. Electron Devices. 2015. Vol. 62, No. 9. P. 3049–3055.
2. Нусинович Г.С. // В сб. «Гиротрон». Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 146–168.
3. Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А. // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. 9. С. 16–22.
4. Glyavin M.Y., Luchinin A.G., Nusinovich G.S., Rodgers J., Kashyn D.G., Romero-Talamas C.A., Pu R. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 153503.
5. Melnikova M.M., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Tyshkun A.V., Glyavin M.Y., Novozhilova Y.V. // IEEE Trans. Electron Devices. 2016. Vol. 63, No. 3. P. 1288–1293.

О РОЛИ АКТИВНОГО ЦЕНТРА КОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРИ СИНТЕЗЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

А.В. Тяпкина, А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет

E-mail: a.tuchin@bk.ru

В последние годы достигнуты значительные успехи в области синтеза на основе углеродных нанотрубок (УНТ) композитных и гибридных наноматериалов с расширенными функциональными свойствами [1, 2]. Экспериментально показано, что электрические, механические, химические и оптические свойства полученных наноматериалов зависят от исходной концентрации, размеров и строения нанотрубок. Короткие нанотрубки малого диаметра зачастую демонстрируют существенное усиление функциональных свойств при снижении таких показателей, как температура и давление синтеза [3].

При создании композитных и гибридных наноматериалов на основе УНТ, последние часто подвергаются окислению. При этом на поверхности формируются карбоксильные, гидроксильные, карбонильные и лактонные группы [4]. Большое практическое значение имеет взаимодействие УНТ с гидроксидом, реализуемое при допировании нанотрубками лаков, красок, полимеров. Технологические успехи, достигнутые в области синтеза одностенных УНТ с узким распределением по хиральности и контролем длины вплоть до единиц ангстрем, стимулируют интерес к теоретическим исследованиям их электронной структуры [2]. Несмотря на активные исследования свойств ультракоротких одностенных УНТ (ук-ОУНТ), их реакционные свойства изучены недостаточно. Целью работы является теоретическое исследование реакционной способности закрытых ук-ОУНТ (5, 5) при адсорбции гидроксила.

Исследование процесса адсорбции гидроксила на первые семь кольцевых сегментов ук-ОУНТ (5, 5) проводилось в интервале числа сегментов $i=0-6$. Рассчитывались длины связей углерод-кислород R_{O-C} , пирамидальные углы, эффективные заряды и энергия связи. Численные расчеты электронной структуры функционализированной ук-ОУНТ проводились полуэмпирическим методом AM1 в Суперкомпьютерном центре Воронежского государственного университета.

Для количественного анализа деформации углеродного скелета ук-ОУНТ измерялись пирамидальные углы до и после взаимодействия. Установлено, что изменение пирамидального угла $\Delta\theta$ составляет $22-40^\circ$. Для остова нанотрубки его величина на $\sim 5-15^\circ$ больше, чем для шапки, что указывает на выраженную деформацию остова нанотрубки. Данный результат согласуется с литературными данными о призматической модификации одностенных нанотрубок при фторировании [5]. Обнаружено, что для сегментов $n=1-6$ зависимость изменения пирамидального угла $\Delta\theta(n)$ почти линейна, за исключением провала на $2-4^\circ$ для отрицательно заряженного сегмента шапки. Высокая реакционная способность атомов шапки ук-ОУНТ при взаимодействии с гидроксидом приводит к формированию химической связи O-C при малой деформации нанотрубки. При взаи-

модействии гидроксила с атомами остова часть потенциальной энергии тратится на деформацию остова нанотрубки, что определяет формирование менее прочной связи. Повышенная реакционная способность шапок позволяет рассматривать их в качестве активного центра ук-ОУНТ при взаимодействии со вторым нанокомпонентом.

Тип гибридизации определялся сравнением пирамидальных углов с соответствующими значениями для алмаза и графена. Гибридизация орбиталей атомов углерода первого и третьего сегментов чистой ук-ОУНТ (5, 5) соответствуют фуллерену C_{60} и принимает значение $sp^{2.6}$. При переходе от шапки (первые четыре сегмента) к остову, гибридизация смещается в сторону sp^2 и для сегментов 6, 7 близка к $sp^{2.3}$. Смещение гибридизации в сторону sp^3 при адсорбции определяется изменением координации атомов углерода и формированием ковалентной полярной связи. Для фуллерена C_{60} до и после адсорбции орбитали имеют гибридизацию $sp^{2.6}$ и $sp^{2.9}$.

Регибридизация орбиталей атомов углерода ук-ОУНТ при адсорбции имеет ряд особенностей. Уменьшение диапазона изменения гибридизации при адсорбции почти в 2 раза указывает на сильную химическую связь О-С. Обнаружено, что для третьего сегмента наблюдается чистая sp^3 гибридизация при этом для остальных сегментов шапки гибридизация близка к $sp^{2.9}$ (функционализированный фуллерен C_{60}).

При расчете энергии связи обнаружено, что наибольшей реакционной способностью обладает отрицательно заряженный сегмент номер 4. Энергия связи при этом на ~ 0.5 эВ больше, чем при взаимодействии с фуллереном C_{60} . Энергия связи минимальна для пятого сегмента, имеющего избыточный положительный заряд.

При теоретическом исследовании реакционной способности ук-ОУНТ обнаружено, что, несмотря на топологическую близость сегментов заряженного интерфейса, атомы углерода имеют разную хемоактивность. Наличие активного центра определяет понижение активационного барьера химических реакций. Высокая реакционная способность шапок и пониженная для сегмента остова открывает технологическую возможность селективного взаимодействия ук-ОУНТ при химических взаимодействиях с радикалами, атомами и молекулами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-43-360281 p_a).

Библиографический список

1. Gautier L.-A.V., Borgne L., Moussalami S.A, et al. // Nanoscale Res. Lett. 2014. Vol. 9. P. 55.
2. Sanchez-Valencia J.R., Dienel T., Gröning O., et al. // Nature Letters. 2014. Vol. 512. P. 61.
3. Жукалин Д.А., Тучин А.В., Битюцкая Л.А. и др. // Вестник ВГУ. 2014. № 3. С. 5.
4. Тучин А.В., Тяпкина В.А., Битюцкая Л.А. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2015. Т. 17, вып. 4. С. 552.
5. Томилин О.Б., Мурюмин Е.Е., Родионова Е.В. // ФТТ. 2013. Т. 55, вып. 11. С. 2276.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ ОКСИДА ОЛОВА**Ф.С. Федоров^{1,2}, М. Соломатин², В.В. Сысоев²**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина**E-mail: fedorov_fs@daad-alumni.de*

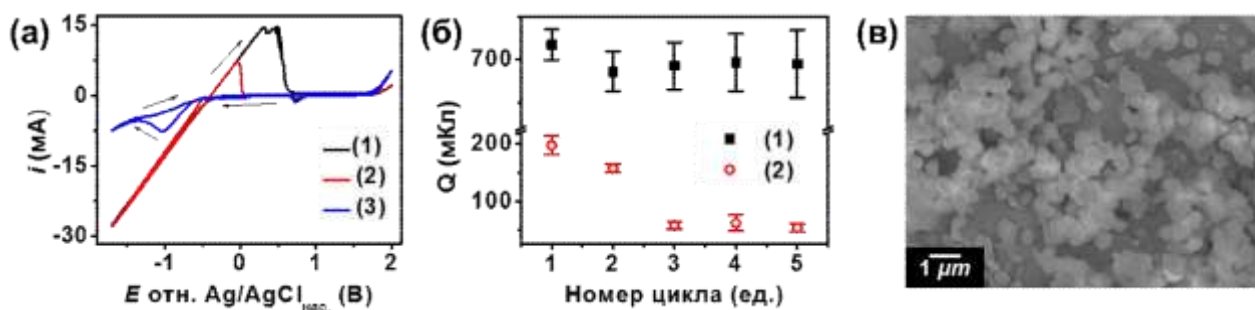
Исследование и разработка методов прямого получения оксида олова на металлическом субстрате представляют большой интерес для создания новых газовых сенсоров, фотоэлектрохимических и фотокаталитических систем, а также накопителей энергии, поскольку позволяют хорошо контролировать адгезию, толщину и шероховатость поверхности получаемого материала[1]. Прямой синтез можно реализовать потенциостатическим электрохимическим методом из растворов, содержащих ионы NO_3^- , восстановление которых приводит к образованию OH^- групп и выпадению осадка соответствующего оксида или гидроксида[2]. Однако потенциостатическое осаждение оксида олова[3–7] может осложняться соосаждением металлической фазы, что связано, главным образом, с относительно высоким электродным потенциалом этой редокс системы (-0.345 В относительно $\text{Ag}/\text{AgCl}_{\text{нас.}}$), а также с низким pH раствора, используемым для подавления реакции гидролиза. Компенсировать соосаждение металла можно используя потенциодинамический режим.

Целью работы является исследование получения оксида/гидроксида олова потенциодинамическим методом, в котором одновременно осаждаются металлическое олово и оксид/гидроксид олова при развертке потенциала в отрицательную сторону и растворении металла при сканировании в обратном направлении.

Для электроосаждения использовалась трехэлектродная тефлоновая ячейка с золотой пластиной в качестве рабочего электрода (0.79 см^2), платиновой проволокой в качестве противоиэлектрода и хлорсеребряным электродом сравнения. Потенциодинамическое осаждение проводилось с помощью потенциостата Novocontrol AlphaAG в диапазоне потенциалов от -1.7 до $+2$ В со скоростью развертки 0.05 В с^{-1} (5 циклов), из раствора $0.1 \text{ М SnCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ с добавкой 0.2 М NaNO_3 , pH которого был установлен 1.35 добавлением $10\% \text{ H}_2\text{SO}_4$. Морфология полученного слоя была исследована с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (AURIGA® CrossBeam® workstation, Carl Zeiss).

Электрохимическое осаждение сопряжено с рядом хорошо идентифицируемых процессов (Рис. 1а). При сканировании в отрицательную область потенциала на рабочем электроде существенное изменение тока при $E = -0.488$ В может быть связано с осаждением металлического олова. Восстановление нитрат-анионов в кислой среде в соответствии с потенциодинамической кривой (ПДК) начинается при $E = -0.54$ В[8,9]. При этом, ионы олова связываются образующимися группами OH^- в осадок. Катодные процессы могут сопровождаться восстановлением протонов до водорода. При развертке потенциала в обратном направлении на ПДК около $E = -0.47$ В появляется пик, который соответствует растворению металлического олова. При более высоких потенциалах может происходить дальнейшее окисление полученных соединений олова, а также выде-

ление кислорода.



(а) ПДК для рабочего электролита, 1-й(1)и 5-й (2) циклы, и фонового электролита, 5-й цикл (2), полученные при 0.05 Вс^{-1} . (б) Зависимость общего катодного заряда (1) и анодного заряда (2) от количества циклов осаждения для рабочего электролита.(в) Изображение СЭМ слоя оксида/гидроксида олова, осажденного на золотой субстрат

Циклирование сопровождается существенным уменьшением анодного пика, что свидетельствует об уменьшении количества растворяемого олова, и вероятнее всего связано с уменьшением количества осаждаемого металла. Соответствующее этому уменьшение анодного заряда особенно выражено в первых трех циклах (Рис. 1б). Это указывает на подавление электровосстановления ионов олова, в то время как гидроксид/оксид олова продолжает осаждаться. При этом, общий катодный заряд практически не зависит от номера цикла, что возможно указывает на значительный вклад реакции восстановления водорода в процессе осаждения. Полученный оксид/гидроксид олова характеризуется мезопористой морфологией с зернами размером от 250 до 500 нм (Рис. 1в).

Представленный способ позволяет получать оксид/гидроксид олова с выраженной мезопористой морфологией без включений металлического олова.

Авторы благодарят д-ра М.Е. Тоймил-Молярес (M.E. Toimil-Molares) и проф. К. Траутманн (C. Trautmann), Центр по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца (г. Дармштадт, Германия), за помощь в исследовании. Часть работы выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект № 8.236.2014/К.)

Библиографический список

1. Fedorov F.S. et al. // 2015 IEEE SENSORS. IEEE, 2015. P. 1.
2. Fedorov F.S. et al. // Electrochim. Acta. 2013. Vol. 90. P. 166.
3. Chang S.T., Leu I.C., Hon M.H. // J. Cryst. Growth. 2004. Vol. 273, № 1-2. P. 195.
4. Chen X. et al. // Mater. Res. Bull. 2010. Vol. 45, № 12. P. 2006.
5. Lai M. et al. // Nanotechnology. 2009. Vol. 20, № 18. P. 185602.
6. Mubeen S. et al. // Electrochim. Acta. 2013. Vol. 92. P. 484.
7. El-Etre A.Y., Reda S.M. C. // Appl. Surf. Sci. 2010. Vol. 256, № 22. P. 6601.
8. Suzuki Y. et al. // France, 25-28 October 1998, European Nuclear Society, 5th International Conference on Recycling, Conditioning and Disposal (RECOD 98). P. 838.
9. Mishra S. et al. // Electrochim. Acta. 2015. Vol. 160. P. 219.

ДВ-АВТОГЕНЕРАТОР С АСИММЕТРИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ**Э.Ю. Федюнин, А. Н. Шилин***Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева**E-mail: comphysics@samsu.ru*

Нелинейная динамика рассматривает эволюцию систем как в непрерывном (НВ), так и дискретном времени (ДВ). Модели и методы нелинейной НВ-динамики широко и успешно применяются в радиофизике, биофизике, экологии, химических технологиях и многих других отраслях науки и техники. В области дискретного времени нелинейная динамика смыкается с цифровой обработкой сигналов и объекты ДВ-динамики могут служить основой алгоритмов обработки. Для выполнения этих функций необходим широкий круг ДВ-систем, обеспечивающий возможность выбора заданной характеристики преобразования сигналов. Поэтому, поиск таких систем можно рассматривать в качестве одной из задач нелинейной динамики дискретного времени.

Как правило, объекты НВ-динамики являются результатом формализации моделей реально существующих систем, в то время как ДВ-системы в большинстве случаев возникают в результате дискретизации времени в НВ-системах. При этом, метод дискретизации существенным образом влияет на характеристики синтезированной (спроектированной) ДВ-системы. В настоящем сообщении приведены результаты синтеза ДВ-автогенератора на основе метода, предложенного в работах [1, 2].

В качестве аналогового прототипа принят автогенератор с дифференциальным уравнением движения

$$\frac{d^2}{dt^2} x(t) + \frac{\omega_0^2}{Q} \frac{d}{dt} x(t) + \omega_0^2 x(t) = \omega_0^2 \left(1 + \beta x(t) - x^2(t) \right) \frac{d}{dt} x(t), \quad (1)$$

где ω_0 и Q – собственная частота и добротность резонансного контура, β – безразмерный параметр глубины положительной обратной связи, α – параметр квадратичной нелинейности. Для значений $\alpha \neq 0$ нелинейность асимметрична

для положительных и отрицательных полупериодов автоколебаний, что приводит к генерации их четных гармоник.

При переходе к дискретному времени уравнение (1) преобразуется к интегральной форме и используется дискретизирующая последовательность из отсчетов функции Грина линейного дифференциального оператора в левой части (1). Результатом этих преобразований является разностное уравнение движения (дискретное отображение) осциллятора (1):

$$x_n - 2\beta \cos(2\alpha\Omega_0) x_{n-1} + \beta^2 x_{n-2} = 2\alpha\Omega_0 \left(1 + \beta x_{n-1} - x_{n-1}^2 \right) (\cos(2\alpha\Omega_0) - x_{n-1}), \quad (2)$$

где $\beta = \exp(-\alpha\Omega_0/Q)$, $\Omega_0 = \omega_0/\omega_d$ – собственная частота контура, нормированная на частоту дискретизации.

Дискретная автоколебательная система (2) демонстрирует как регулярную,

так и хаотическую динамику. На рис. 1 показаны усредненные амплитудные спектры (периодограммные оценки) автоколебаний с параметрами $\Omega_0 = 0.32$,

$Q = 20$ и $\beta = 1$: сплошная линия отвечает уровню
возбуждения

$\beta = 0.132$, а

точки – уровню $\beta = 0.06$.

β

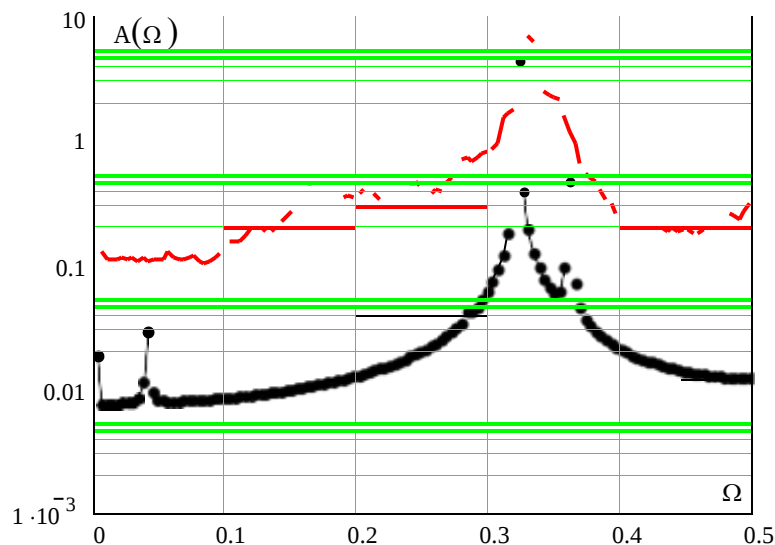


Рис. 1. Амплитудные спектры регулярных и хаотических автоколебаний

Линейчатый спектр сигнала в системе с низким уровнем возбуждения говорит о регулярности автоколебаний. При этом, в окрестности линии основной частоты наблюдается линия подменной второй гармоники. В статье [3] отмечается существенное влияние взаимодействия первой и подменных гармоник на динамику автоколебаний. В рассматриваемом осцилляторе с указанными выше значениями параметров Ω_0 и Q при увеличении уровня возбуждения взаимодействие гармоник приводит к генерации хаотических автоколебаний, чему соответствует их сплошной спектр для $\beta = 0.132$. Отметим, что форма генерируемого сигнала при этом имеет вид последовательности отрезков нарастающих колебаний. Подобный сигнал, в частности, наблюдается в генераторе Кияшко–Пиковского–Рабиновича [4].

Библиографический список

1. Зайцев В.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2014. Т. 17, № 1. С. 35.
2. Зайцев В.В., Карлов Ар.В. // Радиотехника. 2016. № 4. С. 105.
3. Зайцев В.В., Стулов И.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2015. Т. 23, № 6. С. 40.
4. Кияшко С.В., Пиковский А.С., Рабинович М.И., Тюрюкина Л.В. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 2. С. 336.

ДВА СВЯЗАННЫХ РОТАТОРА С НЕТРИВИАЛЬНОЙ ДИНАМИКОЙ

Е. В. Фельк¹, А. В. Савин¹, С. П. Кузнецов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Саратов

E-mail: FelkEkaterina@yandex.ru

В данной работе рассматривается система из двух связанных ротаторов, аналогичная системе типа "тройное соединение", предложенной ранее в качестве механической системы, демонстрирующей гиперболический хаос [1]. В консервативном случае такая система описывается уравнениями [2]:

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_1, \\ \ddot{x}_2 &= (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_2\end{aligned}\quad (1)$$

и может быть представлено как движение в поле с потенциалом $U(x_1, x_2) = \frac{1}{2}(\cos x_1 + \cos x_2)^2$.

При малой энергии движение в фазовом пространстве происходит на сетке, образованной двумя семействами параллельных линий, которые определяются из условия минимума потенциала. Из-за наличия ненулевой энергии поперечных колебаний при проходе узлов сетки может происходить переход с одной линии на другую с блужданием, аналогично блужданию на «паутине Заславского» [3] (рис.1).

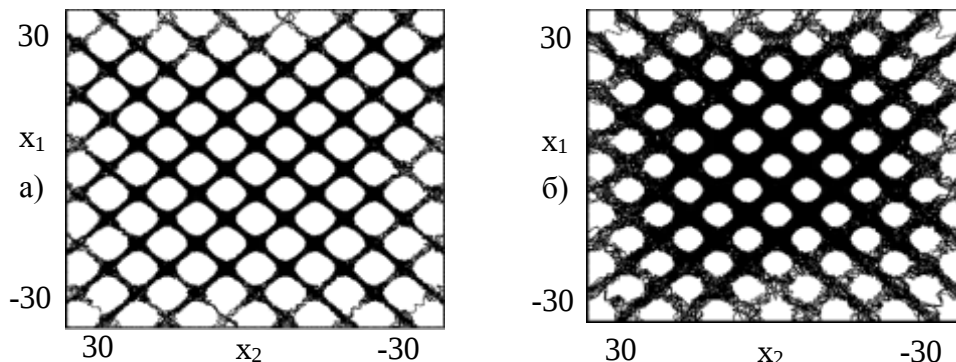


Рис.1. Конфигурационное пространство системы (1) при различных значениях полной энергии: а) 0.1; б) 0.5.

Добавим автоколебательную диссипацию аналогично проделанному в [2] для "тройного соединения":

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= \frac{1}{2}(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) \dot{x}_1 + (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_1, \\ \ddot{x}_2 &= \frac{1}{2}(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) \dot{x}_2 + (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_2\end{aligned}\quad (2)$$

В случае диссипативной системы можно заметить возникновение большого количества сосуществующих аттракторов, представленных в виде предель-

ных циклов (рис.2). С увеличением μ изменяется форма предельных циклов, а также пропадают пролетные траектории. Для значений μ больше 0.75 наблюда-

ется разбегание.

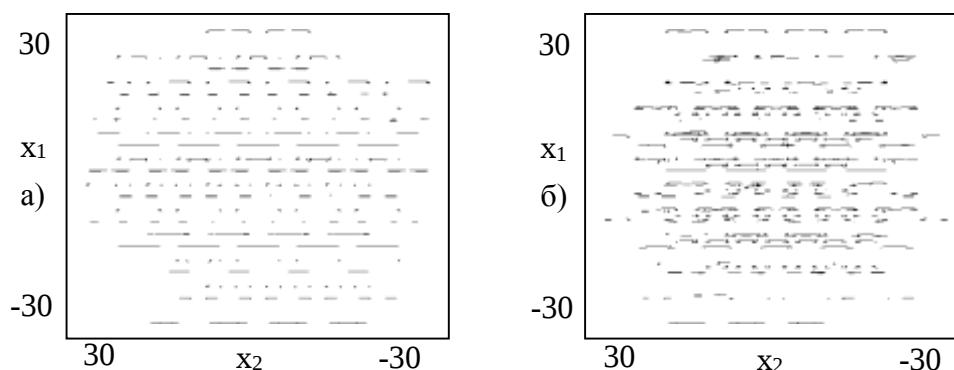


Рис.2. Конфигурационное пространство системы (2) при $w=5$ и различных

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 15-02-02893.

Библиографический список

1. *T. J. Hunt*, Ph.D. thesis, University of Cambridge, 2000.
2. *С.П. Кузнецов*. Хаос в системе трех связанных ротаторов: от динамики Аносова к гиперболическому аттрактору. Известия Саратовского университета - Новая серия. Серия Физика. 15, 2015, №2, 5-17.
3. *Г.М. Заславский, Р.З. Сагдеев, Д.А. Усиков, А.А. Черников*. Слабый хаос и квазирегулярные структуры. М.: Физматлит, 1983, 235 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУР В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

И.В. Фролов¹, В.А. Сергеев^{1,2}, О.А. Радаев^{1,2}, С.А. Зайцев³

¹Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Ульяновский государственный технический университет

³Ульяновское конструкторское бюро приборостроения

E-mail: ufire@mv.ru

Исследование электролюминесценции светодиодов на основе InGaN/GaN гетероструктур в динамическом режиме является актуальной научной задачей и направлено на разработку способов и средств неразрушающего контроля качества светодиодов [1, 2]. Измерение частотной зависимости мощности оптического излучения светодиода при модуляции тока светодиода гармоническим сигналом в диапазоне частот от сотен кГц до десятков МГц позволяет определять частоту по уровню 3 дБ $f_{3дБ}$, при которой сигнал фотодетектора становится равным половине значения, измеренного на нижних частотах. Частота $f_{3дБ}$, в свою очередь, определяется эффективным временем жизни носителей заряда в активной области светодиода τ и связана с ним соотношением [3]:

$$f_{3дБ} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right), \quad (1)$$

где τ_r и τ_{nr} - излучательное и безызлучательное время жизни носителей заряда соответственно.

В известных работах [1, 2] измерение граничной частоты фотоотклика $f_{3дБ}$ и расчет эффективного времени жизни носителей заряда τ выполнено в полном спектре излучения светодиода. Однако, исследование динамики электролюминесценции светодиодов не в полном спектре излучения, а на отдельных длинах волн спектра позволяет получить информацию о параметрах отдельных энергетических уровней, формирующих полный спектр излучения [4].

Исследование зависимости граничной частоты фотоотклика светодиода от тока на отдельных длинах волн спектра излучения выполнено с помощью установки [5], структурная схема которой представлена на рис. 1.



Рис. 1. Структурная схема установки для исследования динамики электролюминесценции светодиодов на отдельных длинах волн спектра излучения при модуляции тока гармоническим сигналом

Питание светодиода осуществляется постоянным током, который модулируется переменным током малой амплитуды с выхода анализатора цепей HP4195A в диапазоне частот 0,1 – 10 МГц в режиме сканирования по частоте.

Оптическое излучение светодиода подается на монохроматор, который выделяет спектральные составляющие излучения шириной 5 нм. Регистрация оптического сигнала с выхода монохроматора производится широкополосным фотоприемником с равномерной АЧХ в полосе частот до 20 МГц. Электрический сигнал с выхода фотоприемника поступает на вход анализатора цепей HP4195A, с помощью которого производится отсчет значения частоты $f_{\text{зdB}}$ при заданном уровне постоянного тока светодиода и длины волны, на которую настроен монохроматор.

На рис. 2 представлены зависимости эффективного времени жизни носителей заряда в активной области зеленых светодиодов типа C503B-GAN-CB0F0791 фирмы Cree (а) и ARL-5213PGC фирмы Arlight (б) от энергии излучения. Согласно результатам измерения прямых вольт-фарадных и вольт-амперных характеристик светодиодов данных типов постоянная времени RC , обусловленная зарядом диффузионной емкости светодиода, составляет 5 нс, и ее влиянием можно пренебречь.

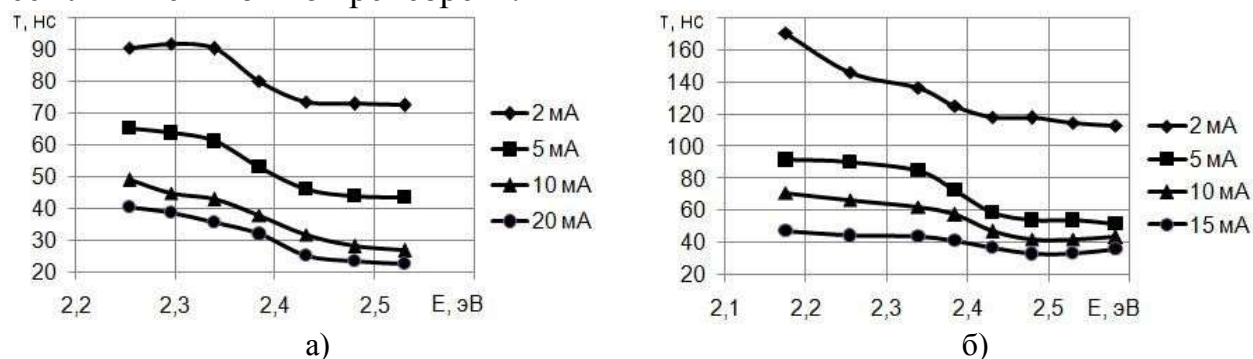


Рис. 2. Зависимости эффективного времени жизни носителей заряда в активной области зеленых светодиодов типа C503B-GAN-CB0F0791 фирмы Cree (а) и ARL-5213PGC фирмы Arlight (б) от энергии излучения при разных значениях постоянного тока

Из рисунков следует, что время жизни носителей заряда с меньшей энергией (длинноволновое "крыло" спектра излучения) больше, чем время жизни носителей заряда, формирующих коротковолновое "крыло" спектра излучения. Значение энергии, соответствующей максимуму спектра излучения светодиода при заданном постоянном токе, соответствует точке перегиба графика $\tau(E)$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-32-60051 мол_а_дк).

Библиографический список

1. Yin Y.-F., Lan W.-Y., Hsu Y.-H., Hsu Y.-F., Wu C.-H., Huang J.J. // J. of Applied Physics. 2016. Vol. 119. P. 013103.
2. Meng X., Wang L., Hao Z., Luo Y., Sun C., Han Y., Xiong B., Wang J., Li H. // Applied Physics Letters. 2016. Vol. 108. P. 013501.
3. Шуберт Ф. Светодиоды. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 496 с.
4. Сергеев В.А., Фролов И.В., Широков А.А. // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Тез. докл. 10-й Всерос. конф. (23 – 25 марта 2015 года, Санкт-Петербург). С. 27–28.
5. Радаев О.А., Сергеев В.А., Фролов И.В. // Вузовская наука в современных условиях : сб. матер. 50-й научно-техн. конф. (25 января – 30 января 2016 г.). В 3 ч. Ч. 2. Ульяновск: УлГТУ. 2016. С. 43–47.

**ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ПОЛУЧЕНИЯ НА РАСПОЛОЖЕНИЕ
И РАЗМЕРЫ МЕТАЛЛОСОДЕРЖАЩИХ ПРЕЦИПИТАТОВ,
ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ И РАДИАЦИОННЫЕ
СВОЙСТВА ГЕТЕРОГЕННЫХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

П.Г. Харитонов, С.В. Стецюра

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: haritonovapg@gmail.com

Полупроводники типа $A^{II}B^{VI}$ достаточно широко востребованы при создании фоточувствительных и люминесцентных материалов электронной и опто-электронной техники. В настоящее время значительное внимание уделяется как изучению пленочных и массивных материалов на основе халькогенидов кадмия, в частности сульфида кадмия (CdS), так и их наноразмерных форм. CdS относится к широкозонным полупроводникам, использующимся в качестве фотодетекторов инфракрасного и видимого диапазонов. Но, как известно, полупроводниковые широкозонные материалы имеют существенный недостаток – в условиях повышенного освещения и/или радиационного фона может наблюдаться быстрая фотоутомляемость и деградация полупроводниковой структуры. Уменьшить проявление данного недостатка можно, создавая геттеры (стоки) радиационных и технологических дефектов [1]. Геттерами точечных дефектов могут быть наноразмерные включения другой фазы в фоточувствительной матрице, например, включения сульфида свинца (PbS) в CdS. Такой гетерофазный материал, условно обозначаемый CdS-PbS, обладает высокой стабильностью характеристик при облучении электронами средних энергий [2].

Исследования показали, что высокотемпературный отжиг образцов приводит к выходу свинца на поверхность, где и происходит основной рост и формирование фазы PbS. Следовательно, металлосодержащие включения необходимо преимущественно создавать на поверхности или в приповерхностном слое CdS, где происходит поглощение оптического излучения.

В [3,4] разработаны технологии получения гетерофазного материала CdS-PbS при помощи методов Ленгмюра–Блоджетт и Ленгмюра–Шеффера, которые позволяют создавать структурноупорядоченный монослой арахината свинца на поверхности «чистого» CdS. В качестве вещества органической матрицы было использовано поверхностно-активное вещество из класса жирных кислот – арахидиновая кислота, в качестве источника ионов свинца – свинецсодержащая соль с хорошей растворимостью в воде $Pb(NO_3)_2$. Арахидиновая кислота используется для структурной организации металла в пленке и его равномерного распределения. В [3] финальным этапом технологического процесса является термический отжиг, который приводит к испарению арахидиновой кислоты с поверхности CdS и диффузии Pb вглубь образца с образованием включений PbS. В технологии, описанной в [4], отжиг не проводится. В этом случае особенно актуальным является получение металлосодержащих преципитатов на поверхности полупроводника с такой плотностью, чтобы металлосодержащие включения, с одной стороны, повышали радиационную стойкость, а с другой стороны, минимально ослабляли оптическое излучение, попадающее в фоточувствительную

структуру. Для этого необходимо экспериментально и теоретически подобрать оптимальный размер свинецсодержащих включений и среднее расстояние между ними. Экспериментально это возможно сделать, варьируя рН и концентрацию раствора нитрата свинца.

Содержание солей и водорастворимых полимеров в воде может существенно сдвигать рН раствора в щелочную сторону, при этом существенно меняется растворимость многих неорганических солей. Изменение степени растворимости приводит к коагуляции металлосодержащих молекул субфазы и образованию взвеси наноразмерных частиц, а при использовании такого раствора в качестве субфазы для создания пленок Ленгмюра-Блоджетт это приведет к существенному изменению их химического состава и морфологии.

Процессам самоорганизации в дисперсных средах способствует смещение кислотности субфазы, изменение концентрации растворяемого элемента, выделение диспергированного вещества в виде пленки, покрытия, пространственно структурированного материала, и многие другие факторы. Устойчивость коллоидных дисперсий можно оценить с помощью значения дзета-потенциала. Дзета-потенциал определяет степень и характер взаимодействия между частицами дисперсной системы. Для молекул и частиц, которые достаточно малы, высокий дзета-потенциал будет означать стабильность, т.е. раствор или дисперсия будут устойчивы по отношению к агрегации. Когда дзета-потенциал низкий, притяжение превышает отталкивание, и устойчивость дисперсии может нарушаться. Поэтому в работе проведены исследования дзета-потенциала и размеров коллоидных частиц методом динамического рассеяния света. Эти результаты сопоставлялись с результатами, полученными с помощью сканирующей электронной микроскопии [5] и измерением электрофизических и оптических характеристик полученных гетерофазных структур CdS-PbS, что позволило определить оптимальные расположения и размеры металлосодержащих преципитатов, зависящие от заданного технологического режима, определяющие фотоэлектронные и радиационные свойства гетерогенных фоточувствительных полупроводников.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00524-а).

Библиографический список

1. Роках А.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, № 13. С. 820.
2. Пат. 845685 РФ, МПК H01L21/30. Состав для изготовления пленочных фоторезисторов / Роках А.Г., Кумаков А.В., Елагина Н.В. Оpubл. 20.05.1995. Бюл. №36.
3. Пат. RU 2328059 C1, МПК H01L 31/18. Способ изготовления фотопроводящих радиационно-стойких пленок / Стецюра С.В., Глуховской Е.Г., Сердобинцев А.А., Маляр И.В. Оpubл. 27.06.08. Бюл. № 18.
4. Пат. RU 2546119 C2, МПК H01L31/18. Способ изготовления фотопроводящих радиационно-стойких структур / Стецюра С.В., Климова С.А. Оpubл. 10.04.2015. Бюл. № 10.
5. Стецюра С.В., Глуховской Е.Г., Козловский А.В., Маляр И.В. // ЖТФ. 2015. Т. 85, вып. 5. С. 116.

**ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СОЗДАНИЯ
СЕНСОРОВ С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ****П.Г. Харитонов, С.В. Стецюра***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: haritonovapg@gmail.com*

В последнее время сенсоры на полупроводниковых устройствах в сочетании с биологическими компонентами привлекают большое внимание, как для научных исследований, так и для возможных практических применений. В некоторых случаях для комплексного исследования требуется создание нескольких биосенсорных зон в области биоселективного слоя. Этим требованиям отвечает светоадресуемый биосенсор, в котором управление параметрами полупроводника и областью пространственного заряда и выбор чувствительной зоны осуществляется с помощью светодиодной или лазерной подсветки. В качестве полупроводникового трансдьюсера могут быть использованы различные фоточувствительные материалы на основе халькогенидов кадмия. Использование халькогенидов кадмия позволяет охватить достаточно большой диапазон длин волн. Сульфид кадмия (CdS) поглощает электромагнитные волны в области видимого диапазона, теллурид кадмия (CdTe) – в инфракрасной области, селенид кадмия (CdSe) – в области инфракрасного и видимого диапазонов. Ширина запрещенных зон указанных полупроводников составляет, соответственно, CdS – 2,5 эВ, CdTe – 1,51 эВ, CdSe – 1,85 эВ. Композиты и твердые растворы на основе халькогенидов кадмия позволяют получать гетеропереходы, на которых происходит разделение носителей заряда, увеличение времени жизни неравновесных (световых) носителей заряда, повышение интенсивности фотолюминесцентных процессов и т.п.

Добавление к этим соединениям сульфида свинца (PbS, ширина запрещенной зоны колеблется от 0,37 до 0,41 эВ) приводит к образованию гетерофазных радиационно-стойких структур [1], благодаря низкой растворимости PbS в указанных выше халькогенидах. В работе [2] было показано, что эффект значительного увеличения интенсивности фотолюминесценции в инфракрасной области в условиях образования гетерофазного полупроводника CdS-PbS может быть объяснен отвлечением рекомбинационного потока из широкозонной фазы в узкозонную полем варизонного перехода. В [3] приводятся спектры оптического отражения в среднем инфракрасном диапазоне осажденных в вакууме радиационно-стойких пленок ограниченных твердых растворов CdS-PbS, которые содержат минимум, связанный, по мнению авторов, с плазменным резонансом. Также в [3] обсуждалась возможность использования плазменного резонанса в гетерофазных полупроводниках на основе халькогенидов для возбуждения экзоелектронной фотоэмиссии в средней инфракрасной области спектра. Таким образом, спектр применений фоточувствительных материалов на основе халькогенидов кадмия и свинца расширяется, что делает эти материалы весьма перспективными.

Но в условиях повышенного освещения у данных структур может наблюдаться быстрая фотоутомляемость (ухудшение фотоэлектрических характери-

стик материала при длительном освещении).

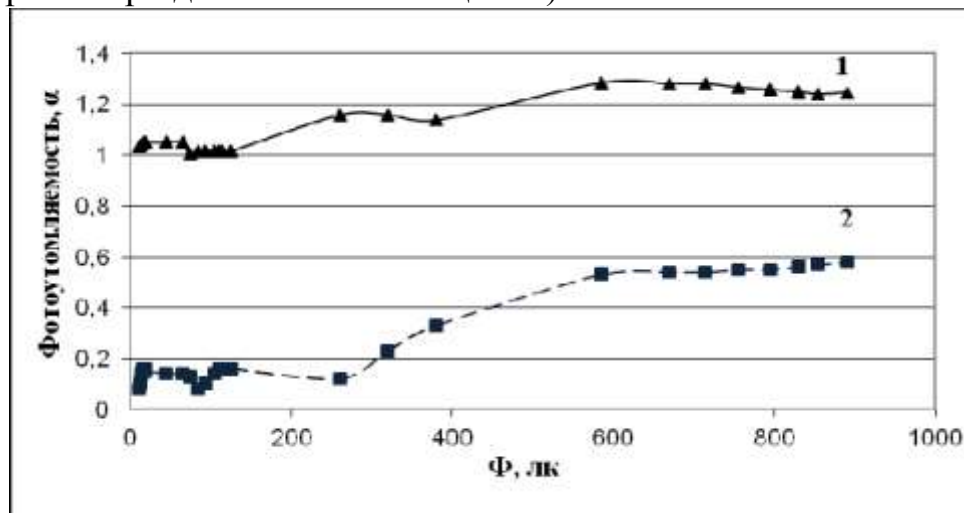


Рис.1. Фотоутомляемость образцов CdS-PbS до (1) и после облучения (2) электронами средних энергий

Из рис.1 видно, что для образца CdS-PbS, необлученного электронами, на всем интервале освещенностей наблюдается «отрицательная фотоутомляемость». Отрицательная фотоутомляемость (то есть возрастание фототока после длительного освещения при постоянной его интенсивности), может быть связана с процессами фотостимулированного преобразования локальных центров. После облучения электронами происходит смена типа фотоутомляемости с «отрицательной» на «положительную». Т.е. облученный образец после засветки имеет меньший ток, чем до засветки. Уменьшение фототока образца может быть обусловлено фотостимулированным процессом объединения мелких доноров в ассоциаты, представляющие собой центры быстрой рекомбинации.

Таким образом, выбор процентного соотношения халькогенидов кадмия и свинца при создании фоточувствительных материалов может не только устранить нежелательные проявления фотоутомляемости материала, но и привести к увеличению срока службы полупроводникового трансдьюсера.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00524-а).

Библиографический список

1. Rokakh A.G., Stetsyura S.V., Trofimova N.B., Elagina N.V. // Inorganic Materials. 1999. Т. 35, № 5. С. 452.
2. Роках А.Г., Трофимова Н.Б. // ЖТФ. 2001. Т. 71, вып. 7. С. 140.
3. Роках А.Г., Биленко Д.И., Шишкин М.И. и др. // ФТП. 2014. Т. 48, вып. 12. С. 1602.

ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ ПОПУЛЯЦИЙ НЕЙРОННОГО АНСАМБЛЯ КРЫС ЛИНИИ WAG/Rij, ВОВЛЕЧЕННЫХ В ФОРМИРОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ РИТМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

А.А. Харченко^{1,2}, А.А. Короновский^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: ainadil@mail.ru

В настоящее время исследование синхронных режимов и формирование пространственных структур в сложных сетях является одной из важных проблем современной физики, биофизики, нелинейной динамики [1]. Различные динамические аналогии и соответствующее моделирование позволяют лучше понять механизмы многих разнородных явлений не только в физике, но и в далеких от нее областях естественных и социальных наук. К числу важнейших явлений, допускающих интерпретацию в терминах теории сложных сетей, следует отнести изучение ритмов мозга, регистрируемых в виде относительно медленных колебаний электрического потенциала - электроэнцефалограмм.

В настоящей работе будет рассмотрен вопрос об оценке размеров популяций нейронного ансамбля крыс линии WAG/Rij и показан анализ различных ритмов до и после пик-волнового разряда. На рисунке 1(а, б) представлена интегральный сигнал [2], снимаемый с фронтальной коры, и вейвлетный спектр данного сигнала. Наступление пик-волнового разряда предсказывалось по предшествующим пикам ~3 Гц (дельта-ритм (1 пик на рис. 1. б, в)), ~8 Гц (тета/альфа-ритм (2 пик на рис. 1. б, в)) [3]. Одновременно анализировалась мощность колебаний пик-волнового разряда, а именно начальный всплеск активности (рис. 1. б, в).

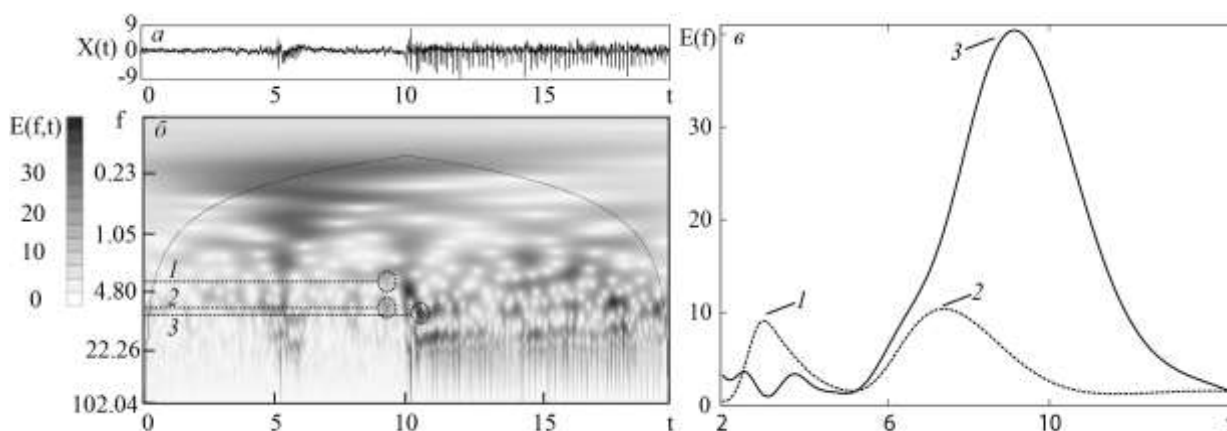


Рис. 1. Временная реализация (а) и вейвлетный спектр ЭЭГ сигнала пик-волновой активности во фронтальной коре (б). Усредненный вейвлетный спектр (в).

Регистрируемый в эксперименте интегральный сигнал анализировался с помощью непрерывного вейвлет-преобразования с использованием комплексного вейвлета Морле [4,5]:

$$\psi_{\eta} = \pi^{-1/4} e^{j\omega_0 \eta} e^{-\frac{\eta^2}{2}}, \quad (1)$$

где центральная частота была выбрана равной $\omega_n = 2\pi$.

Для оценки размеров популяций нейронных ансамблей вводилась характеристика отношения амплитуд энергии усредненного вейвлетного спектра предшественника к началу пик-волнового разряда[5]:

$$\delta_{\theta\Delta} = \left| \frac{E_{f_{\theta\Delta}} \cdot t}{E_{f_{SWD}} \cdot t} \right| \quad (2)$$

В нашем случае получается, что относительный размер нейронного ансамбля, участвующего в формировании активности дельта предшественника в лобной коре (кортексе) около 25%, а тета предшественника - около 22%.

Наш анализ показал, что частота дельта и тета/альфа активности предшественников в лобной коре ведёт себя схожим образом и в таламусе. Тем не менее, продолжительность тета активности предшественника длиннее в таламусе, чем в кортексе, а также продолжительность активности дельта предшественника в кортексе длиннее, чем тета предшественника. Были также оценены размеры ансамблей, вовлеченных в формировании предшественника пик-волновых разрядов в таламусе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-52-45003 ИИД_а).

Библиографический список

1. *Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J.* // Synchronization: a Universal Concept in Nonlinear Sciences. Cambridge: Cambridge University Press, 2003. 432 p.
2. *Харченко А.А., Макаров В.В., Храмов А.Е.* // Изв. РАН. Сер.физическая. 2016. Т. 80, № 2. С. 233–237.
3. *van Luijtelaa G., Hramov A.E., Sitnikova E.Yu., Koronovskii A.A.* // Clinical Neurophysiology. 2011. Vol. 122. P. 687-695.
4. *Hramov A.E., Koronovskii A.A., Makarov V.A. et al.* Wavelets in Neuroscience. Springer. Berlin. Heidelberg. 2015.
5. *Hramov A.E., Harchenko A.A., Makarov V.V. et al.* // Proc. SPIE.2016. Vol. 9917. P. 991725.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ ПРИ ПЕРЕДАЧЕ БИНАРНЫХ СИГНАЛОВ

В.С. Хорев¹, В.И. Пономаренко^{1,2}, М.Д. Прохоров²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: zergs@inbox.ru

Использование хаотических сигналов для скрытой передачи информации привлекает к себе в последнее время большое внимание [1,2]. Однако, оказалось, что некоторые способы характеризуются в действительности ограниченной конфиденциальностью, несмотря на высокую размерность фазового пространства. В данной работе демонстрируется возможность оценки незначительного изменения параметра кольцевого генератора с запаздыванием с помощью корреляционных характеристик.

Кольцевой генератор с запаздыванием может быть представлен в виде блок-схемы, представленной на рис. 1, и описан следующим уравнением:

$$\dot{x}(t) = -x(t) + f(x(t - \tau)),$$

где τ – время запаздывания, ε – параметр, характеризующий инерционные свойства системы, $f(x) = \lambda x^2$ – нелинейная функция, где λ – параметр нелинейности.



Рис. 1. Блок-схема кольцевой системы с запаздывающей обратной связью.

В случае, если в качестве информационного сигнала $m(t)$ используется бинарный сигнал, состоящий из последовательности 0 и 1, в динамике кольцевого генератора с запаздыванием происходит изменение параметра τ , например, таким образом: $\dot{x}(t) = -x(t) + f(x(t - (\tau + m(t))))$; информационный сигнал изменяет параметры передающей системы и определяет свойства хаотического сигнала, передаваемого в канал связи. В интересах конфиденциальности передачи данных генерируемые участки ряда для 0 и 1 должны иметь сходные спектральные и статистические свойства.

На рис. 2 представлены графики автокорреляционных функций (АКФ) сигнала, приготовленного таким способом. На графиках видно, что положение максимумов, соответствует удвоенному значению задержки τ с небольшим положительным смещением (200 для $\tau=98$, 202 для $\tau=99$ и 204 для $\tau=100$).

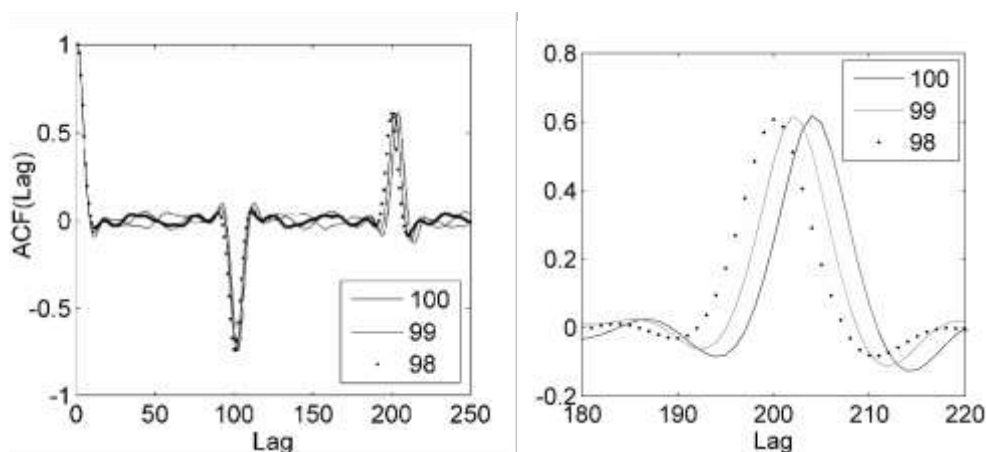


Рис. 2. Автокорреляционные функции, построенные для временных рядов (длиной 100000 точек) кольцевого генератора с задержкой (АКФ для различных значений τ отложены разными линиями) при значениях параметров $\varepsilon=0.5$, $\lambda=1.9$.

На рис. 3 градациями серого представлены рассчитанные в скользящем окне АКФ сигналов генератора, для которого в качестве бинарной последовательности $m(t)$ был использован меандр со скважностью 2. На рис. 3а максимум (наиболее светлая область) чётко меняется с шагом в 5 окон, на рис. 3б восстановить информационную последовательность уже не удаётся.

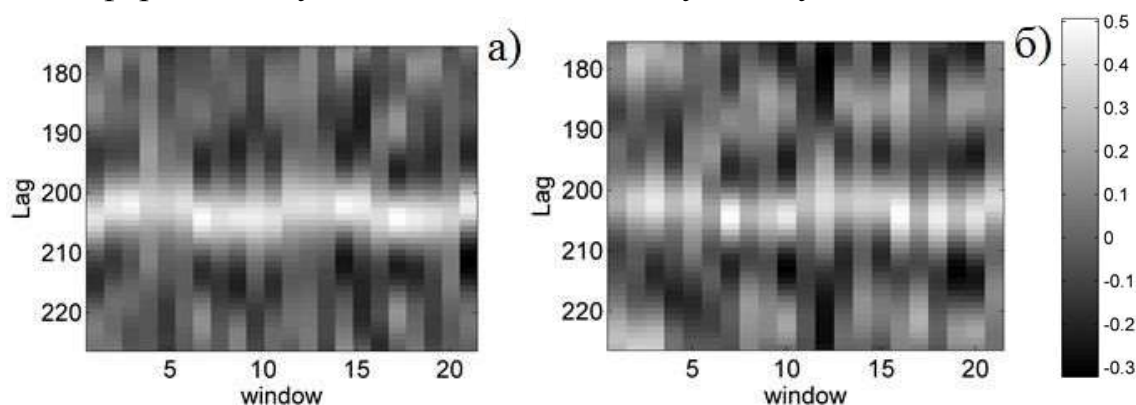


Рис. 3. Автокорреляционные функции, вычисленные в скользящем окне длиной 1000 (а) и 500 (б) точек, по временным рядам кольцевого генератора, для которого в качестве бинарной последовательности был использован меандр со скважностью 2 и периодом 10000 (а) и 5000 (б) точек, при значениях параметров $\tau=99$, $\varepsilon=0.5$, $\lambda=1.9$.

Также в работе были рассмотрены изменения зависимостей корреляционных характеристик от параметров генераторов и области их значений, для которых восстановление задержки усложняется.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-12-00324).

Библиографический список

1. Hammami S. // ISA Transactions. 2015. Vol. 54. P. 52-59.
2. Zapateiro De la Hoz M., Acho L., Vidal Y // Appl.Math.Comput. 2014. Vol. 247. P. 712–722.

**ГЕНЕРАЦИЯ СУБ-ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ В СЕНДВИЧНЫХ СТРУКТУРАХ
НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК****В.А. Максименко¹, А.А. Короновский², М.В. Храмова², А.Е. Храмов^{1,2}**¹*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: hramovae@gmail.com*

Полупроводниковые гетероструктуры являются перспективными элементами для разработки современных систем генерации и усиления сигналов суб-ТГц диапазона. Среди них особое место занимают полупроводниковые сверхрешетки – наноразмерные гетероструктуры, состоящие из чередующихся слоев полупроводников с различными свойствами, но близкими характеристиками кристаллической решетки. Интерес к данным системам связан как с возможностью наблюдения блоховских колебаний, так и режимов нестационарного транспорта заряда (режим движущихся доменов), который также представляет интерес для генерации суб-ТГц сигналов [1, 2].

В полупроводниковой сверхрешетке частота следования доменов ограничена максимальной дрейфовой скоростью электронов в энергетической мини-зоне. С учетом этого, наименьшее время прохождения домена и, как следствие, наибольшая частота ассоциирующихся с ним токовых колебаний может быть реализована в коротких образцах, удовлетворяющих NL-критерию [3]. В то же самое время, мощность колебаний тока, обусловленных доменным транспортом, снимаемая с коротких сверхрешеток, оказывается малой и возникает необходимость использования систем, содержащих массивы полупроводниковых наноструктур [4]. Использование подобных систем также проблематично, что связано с возникновением паразитных низкочастотных резонаторов, обусловленных особенностями подключения сверхрешеток [5].

С учетом описанных выше особенностей возникает вопрос о разработке устройств, позволяющих достичь увеличение частоты и мощности колебаний, обусловленных доменным транспортом заряда в полупроводниковых сверхрешетках.

В настоящей работе предлагается использование полупроводниковой сендвичной гетероструктуры для улучшения характеристик доменной генерации. Подобные структуры были ранее исследованы как теоретически [6], так и экспериментально [4, 7] с точки зрения перспективных устройств для генерации Блоховского излучения. В то же самое время, режим нестационарного транспорта заряда и ассоциирующиеся с ним токовые колебания ранее не рассматривались.

Результаты численного исследования транспорта заряда в данной структуре, проведенные в настоящей работе при помощи математической модели, описанной в [8], показали возможность одновременного увеличения частоты и мощности токовых колебаний, вызванных режимом доменного транспорта.

На рисунке 1 представлены зависимости мощности колебаний тока от частоты, построенные для полупроводниковой сверхрешетки (квадраты) и сендвичной структуры (треугольники), в одинаковом диапазоне значений прило-

женного напряжения.

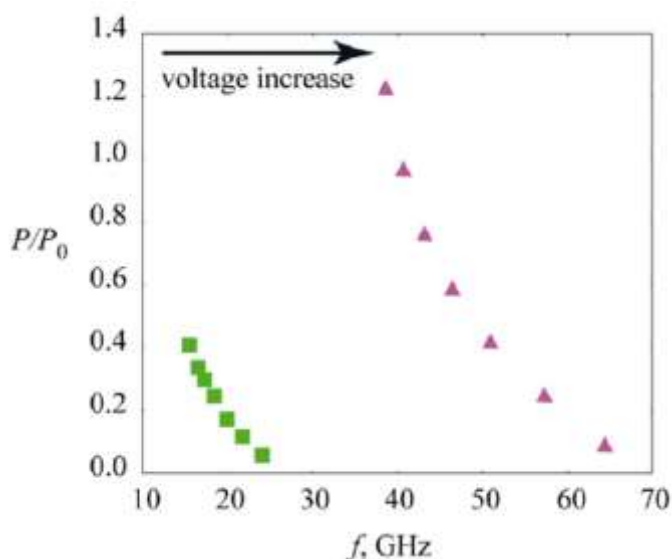


Рис. 1. Зависимости (частота-мощность), построенные для полупроводниковой сверхрешетки (квадраты) и полупроводниковой сендвичной гетероструктуры (треугольники) для одинакового диапазона значений приложенного напряжения.

Видно, что при увеличении приложенного напряжения в обоих случаях наблюдается уменьшение частоты колебаний и, вместе с тем, рост мощности. Данный эффект связан с увеличением амплитуды домена заряда, дрейфующего в транспортной области сверхрешетки, и сопутствующим уменьшением средней скорости минизонных электронов.

В то же самое время, можно видеть, что колебания тока, снимаемые с сендвичной структуры, оказываются более мощными и высокочастотными. Полученный результат объясняется тем, что коллективная динамика заряда в минизонных полупроводниках, содержащихся в сендвичной структуре, оказывается синхронизована внешним приложенным напряжением. В этом случае, домены заряда, распространяющиеся в различных областях, одновременно возникают и расформируются, что приводит к одновременной генерации импульсов тока, сложению колебательных мощностей, связанных с распространяющимися доменами и, как следствие, увеличению выходной мощности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 16-32-00272, 15-32-20299, 15-52-45003, 15-02-00624).

Библиографический список

1. Greenaway T.M. et al. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80. P. 205318.
2. Hyart T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 103. P. 117401.
3. Kroemer H. // IEEE transactions on electron devices. 1968. Vol. ED15, N 11. P. 819.
4. Savvidis P.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 196802.
5. Hramov A.E. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 116603.
6. Patane A. et al. // Applied Physics Letters. 2002. Vol. 81. P. 661.
7. Schmidt J.C. et al. // Superlattices and Microstructures. 2012. Vol. 52. P. 1143.
8. Maksimenko V.A. et al. // Europhysics Letters. 2015. Vol. 109. P. 47007.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ
ХИМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МНОГОСЛОЙНОЙ СЕТИ****В.А. Максименко¹, М.В. Горемыко¹, М.В. Храмова², А.Е. Храмов^{1,2}**¹*Саратовский государственный технический университет им.Ю.А. Гагарина*³*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: anefila@gmail.com*

Изучение химерных состояний [1], реализующихся в ансамблях нелинейных осцилляторов различной природы [2], является в настоящий момент активно развивающимся научным направлением, о чем свидетельствует возросшее в последние годы число публикаций по данной тематике [3-7]. Подобные состояния, характеризующиеся сосуществованием в сетях связанных осцилляторов групп когерентных и некогерентных элементов, представляют интерес, обусловленный наблюдением в реальных системах состояний, свойства которых соответствуют химерам. В качестве таких систем, как правило, рассматриваются объекты биологической, химической и электронной природы [8-10]. В настоящей работе, в контексте изучения химерных состояний, исследуется взаимодействие между ансамблями нелинейных элементов, демонстрирующих как химерное, так и когерентное или некогерентное состояние, в рамках модели многослойной сети. Данная модель характеризуется наличием у каждого элемента двух типов связей. Первый тип характеризует взаимодействие элемента с другими узлами сети, находящимися в пределах одного слоя. Второй тип определяет связь данного элемента с элементами, относящимися к другим слоям сети. В зависимости от специфики задачи, конфигурации связей между элементами многослойной сети могут быть различными.

В рамках нашей работы рассмотрена многослойная сеть, описанная ранее в нашей работе [15]. В качестве базового элемента, который фазовый осциллятор Курамото-Сакагучи [16], который часто применяется как базовая модель для численного и аналитического исследования химерных состояний [17].

Результаты численного анализа приведены на рисунке 1 для двухслойной сети из 100 элементов. Рассмотрены случаи отсутствия межслойной связи (а), слабой (б) и сильной (в) межслойной связи. Управляющий параметр α для разных слоев выбирался таким образом, чтобы один слой демонстрировал химерное состояние, в то время, как другой слой - когерентное (рисунок 1, верхний ряд) или некогерентное (рисунок 1, нижний ряд) состояние.

Видно, что взаимодействие между слоем, демонстрирующим химерное состояние, и слоем, демонстрирующим как полностью когерентное состояние, так и некогерентное состояние, приводит, при слабой межслойной связи, к подавлению химеры и переходу к когерентному или некогерентному состоянию, а при сильной межслойной связи - к возбуждению химерного состояния из когерентного или некогерентного состояния, соответственно.

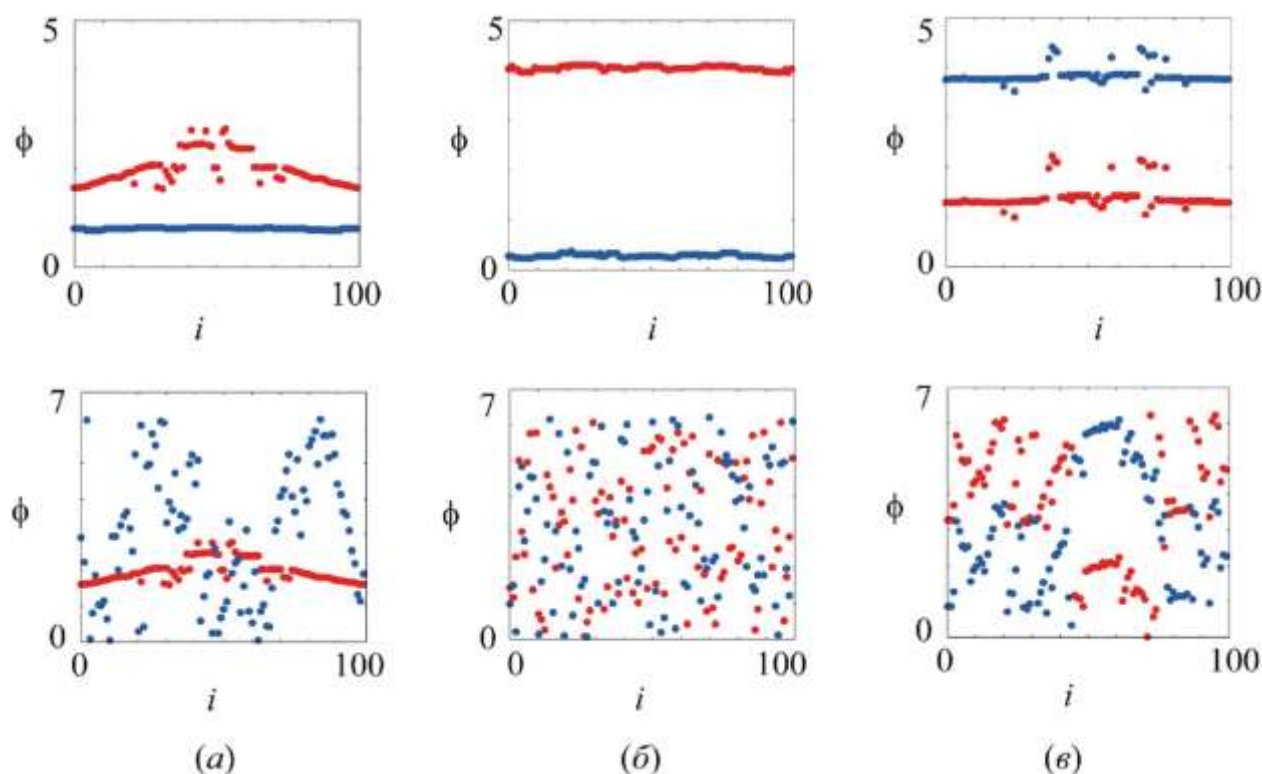


Рис. 1. Мгновенные распределения фаз осцилляторов на различных слоях двухслойной сети в случае отсутствия межслойной связи (а), слабой (б) и сильной (в) межслойной связи. Верхний ряд соответствует взаимодействию между химерным состоянием и когерентным состоянием, нижний ряд - между химерным и некогерентным состоянием.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 15-52-45003, 15-02-00624).

Библиографический список

1. Abrams D.M., Strogatz S.H. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 174102.
2. Kuramoto Y, Battogtokh D. // Nonlin. Phenom. Complex Syst. 2002. Vol. 4. P. 380.
3. Bordyugov G. et al. // Phys. Rev. E. 2010. Vol. 82. P. 035205.
4. Gu C. et al // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 134101.
5. Sethia G.C. et al. // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 88. P. 042917.
6. Bera B. et al // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 93. P. 012205.
7. Yun Z. et al // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89. P. 022914.
8. Gambuzza L.V. et al // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90. P. 032905.
9. Tinsley M.R. et al. // Nat. Phys. 2012. Vol. 8. P. 662.
10. Hagerstrom A. et al. // Nature Physics. 2012. Vol. 8. P. 658.
11. Sieber J. et al // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 054102.
12. Levy R. et al // J. Neurosci. 2000. Vol. 20. P. 7766.
13. Motter A.E. // Nature Physics. 2010. Vol. 6. P. 164.
14. Panaggio M.J., Abrams D.M. // Nonlinearity. 2015. Vol. 28. P. R67.
15. Makarov V.V. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2016. Vol. 84. P. 23.
16. Sakaguchi H., Kuramoto Y. // Prog. Theor. Phys. 1986. Vol. 76. P. 576.
17. Omel'chenko O.E, Wolfrum M. // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 109. P. 164101.

ОБРАЗОВАНИЕ АТТРАКТОРОВ В СИСТЕМЕ ФАЗОВЫХ УРАВНЕНИЙ С СИММЕТРИЕЙ ПРИ ЕЕ НАРУШЕНИИ

А. Ж. Чекмарева¹, А. В. Савин¹, А. П. Кузнецов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: Chekmareva.aliya@mail.ru

В работе рассмотрена цепочка связанных фазовых осцилляторов [1]:

$$\dot{\psi}_k = \Delta_k + \varepsilon f(\psi_{k-1}) + \varepsilon f(\psi_{k+1}) - 2\varepsilon f(\psi_k), \quad k = 1, \dots, n, \quad (1)$$

где ψ_k – разность фаз соседних осцилляторов, Δ_k – разность частот соседних осцилляторов, ε – параметр связи, а $f(\psi)$ – функция связи. Данные уравнения обратимы и инвариантны относительно преобразования пространственных координат, а именно:

$$\psi_k \rightarrow \pi - \psi_{n-k}, \quad (2)$$

в случае если функция связи содержит только четные гармоники.

Известно [2,3], что если некоторая система задана выше описанными уравнениями, то ее динамика может быть консервативной относительно инвариантного множества.

В функцию связи такой системы была добавлена четная гармоника вида:

$$f(\psi) = \sin \psi + (A-d)\sin 3\psi + d\sin 2\psi, \quad (3)$$

где параметр d управляет степенью нарушения симметрии. Были исследованы изменения, происходящие в структуре фазового пространства таких систем при нарушении симметрии.

Для системы (1) с функцией связи (3) было построено сечение Пуанкаре плоскостью $\psi_2 = \pi/2$. На рис.1 изображены аттракторы данной системы для различных значений управляющих параметров. На фазовой плоскости переменных (ψ_1, ψ_3) были найдены неподвижные точки для различных значений параметра связи ε и амплитуды четной гармоники d .

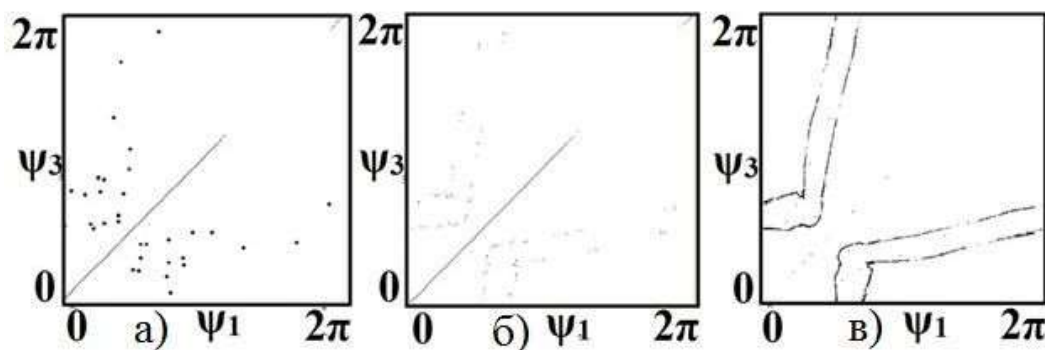


Рис.1. Аттракторы системы (1) с функцией связи (3) для различных d : а) $d=0.12$, $\varepsilon=0.35$; б) $d=0.148125$, $\varepsilon=0.35$; в) $d=0.16$, $\varepsilon=0.348$

Аттракторами (рис.1а,б) в такой системе являются циклы различных периодов, причем порядок периодов увеличивается с увеличением значения параметра ε . На узком интервале параметра d при значении параметра $\varepsilon=0.35$ существуют 5- и 6-циклы. Построение устойчивых и неустойчивых многообразий седловых циклов выявило существование гетероклинических структур на фазовой плоскости. Также обнаружено существование инвариантной кривой

(рис.1в) и странного аттрактора при различных значениях параметров ϵ и d .

Были построены бассейны притяжения периодических и непериодических аттракторов. В результате чего обнаружено, что границы бассейнов периодических и непериодических аттракторов сильно изрезаны и переплетаются между собой.

Проведен анализ динамики исследуемой системы при помощи ляпуновских показателей. Исследована зависимость ляпуновских показателей от параметра d (рис.2), характеризующего степень нарушения симметрии.

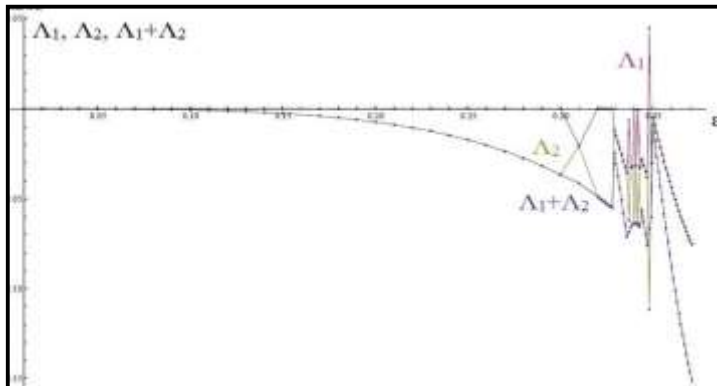


Рис.2. График зависимости ляпуновских показателей и их суммы от значений параметра ϵ при значении параметра $d=0,16$

Обнаружено, что сумма ляпуновских показателей монотонно убывает с увеличением этого параметра. В то же время зависимость старшего ляпуновского показателя имеет весьма сложный характер, демонстрируя области как положительных, так и отрицательных значений.

Такое поведение свидетельствует о том, что при нарушении симметрии происходит довольно сложная перестройка структуры фазового пространства системы, сопровождаемая как бифуркациями существующих аттракторов (например, рождения резонансных циклов на инвариантной кривой), так и их кризисами.

Библиографический список

1. Topaj D., Pikovsky A. //Physica D. 2002. Vol. 170. P. 118.
2. Lamb J.S.W., Stenkin O.V. //Nonlinearity. 2004. Vol. 17, no. 4. P. 1217.
3. Delshams A. et al. //Nonlinearity. 2013. Vol. 26, no. 1. P. 1.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИЕМНИКА ПО ВРЕМЕННОМУ РЯДУ ПЕРЕДАТЧИКА В СИСТЕМЕ СВЯЗИ С ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ

Р.О. Чуб, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: echinopsine@gmail.com*

Интерес к разработкам систем передачи информации, основанных на использовании различных видов хаотической синхронизации, обусловлен тем, что потенциально такие системы связи позволяют обеспечить конфиденциальность передаваемой информации, и допускают возможность простой аппаратной реализации с большим выбором различных колебательных режимов [1-4].

В работе предложен метод передачи информации, основанный на режиме обобщенной синхронизации. При этом при одном значении управляющего параметра генератора в передатчике обобщенная синхронизация между передатчиком и приемником присутствует, что интерпретируется как передача логического 0, а при другом значении управляющего параметра обобщенная синхронизация отсутствует, что интерпретируется как передача логической 1. Для того, чтобы оценить наличие обобщенной синхронизации между приемником и передатчиком, предложено использовать прогностическую модель приемника, построенную по временному ряду передатчика.

Модельные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dx(t)}{dt} &= -x(t) + \frac{1}{s} x^2(t - (\tau_1 + \tau_2)), \\ \frac{dy(t)}{dt} &= -y(t) + kx(t) + (1-k)(\frac{1}{\tau_1} y^2(t - \tau_1)), \end{aligned} \quad (1)$$

где τ – параметр инерционности, τ_1 – время запаздывания в передатчике, отвечающее за логический 0, $\tau_1 + \tau_2$ – время запаздывания, отвечающее за логическую 1, s – бинарный информационный сигнал, переключающий время запаздывания, τ_1, τ_2 – параметры нелинейности, k – коэффициент связи. Величины параметров: $\tau = 10, \tau_1 = 1.6, \tau_2 = 1.7, \tau_1 = 100, \tau_2 = 35$.

Мы строили линейную прогностическую модель вида:

$$y_{n+1} = a_0 + a_1 x_{n-10} + a_2 x_{n-100}, \quad (2)$$

где n – дискретное время, a_0, a_1, a_2 – коэффициенты модели.

Падение ошибки аппроксимации модели (2) практически до 0 свидетельствует о наступлении режима обобщенной синхронизации между передатчиком и приемником (рис. 1а, сплошная линия). Для контроля наличия обобщенной синхронизации использовался метод вспомогательной системы [3] (рис. 1а, штриховая линия). На рис. 1б представлена зависимость ошибки модели от пробного времени запаздывания в передатчике. Модель (2) использовали для выделения информационного сигнала. При передаче логической 1 ошибка существенно больше, чем при передаче логического 0.

Далее среднеквадратическая ошибка предсказания модели (2) усреднялась в скользящем окне по 500 отсчетам. Если усредненный сигнал ошибки оказы-

вался меньше некоторого порогового значения, то полагалось, что передается логический 0, а если больше порога, то логическая 1. Значение порога было выбрано равным 0.5. Результаты представлены на рис. 2.

Таким образом, показана принципиальная возможность использования прогностической модели для задач передачи информации.

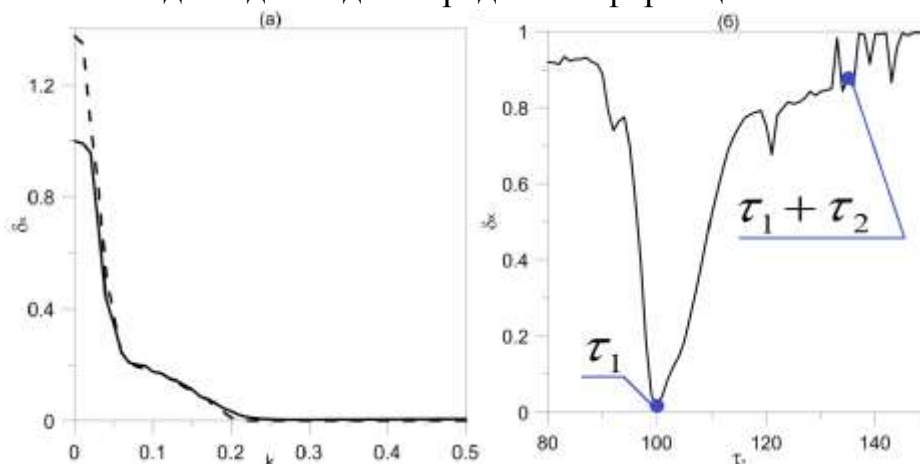


Рис.1. (а) - зависимость среднеквадратичной ошибки аппроксимации модели (2) (сплошная линия) и ошибки, построенной методом вспомогательной системы (штриховая линия), от коэффициента связи k , (б) зависимость среднеквадратичной ошибки аппроксимации модели (2) от времени запаздывания передатчика при $k = 0.22$.

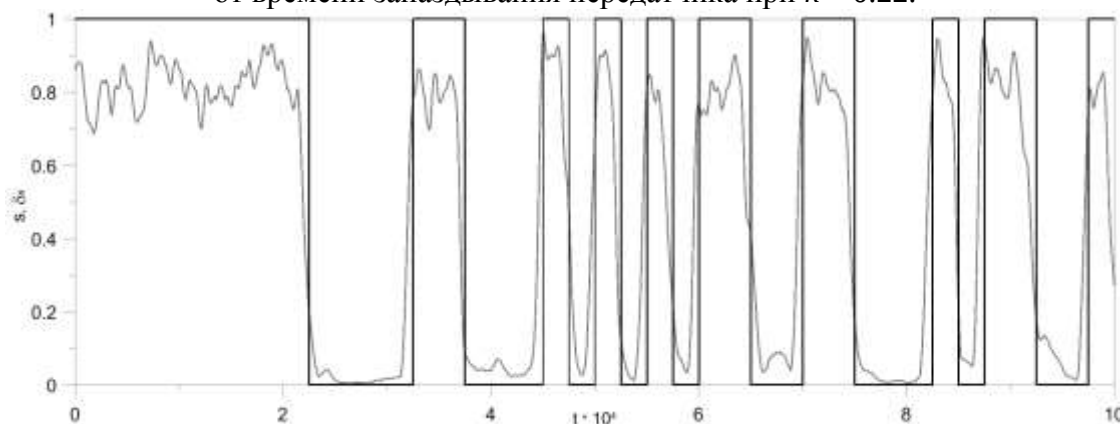


Рис. 2. Фрагмент информационного сигнала длиной 10^5 точек, представляющего собой последовательность битов 0 и 1 (черная линия), и усредненный сигнал ошибки (серая линия).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-12-00324).

Библиографический список

1. Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Karavaev A.S., Kulminskiy D.D. // Nonlinear Dynamics. 2013. Vol. 74. P. 1013–1020.
2. Пиковский А.С., Розенблюм М.Г., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003. 496 с.
3. Rulkov N.F., Sushchik M.M., Tsimring L.S., Abarbanel H.D.I. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 980-994.
4. Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. // УФН. 2009. Т. 179, № 12. С. 1281-1310.

ТОНКИЕ ПЛЕНКИ ЛАНТАН-СТРОНЦИЕВЫХ МАНГАНИТОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ СПИНОВОГО ТОКА

**Т.А. Шайхулов^{1,2}, В.А. Шахунов¹, В.В. Демидов¹,
А.В. Шадрин¹, Г.А. Овсянников¹**

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

E-mail: shcaihulov@hitech.cplire.ru

Генерация спинового тока обычно реализуется с помощью спиновой накачки в условиях ферромагнитного резонанса и состоит в транспорте спинового углового момента из ферромагнетика в проводящий материал (тонкую пленку или наноструктуру) [1]. Эффективность метода в решающей степени зависит от подбора материалов (как генерирующего спиновый ток ферромагнетика, так и принимающего его металла) и технологии изготовления тонкопленочной структуры.

В работе проведена оптимизация роста эпитаксиальных лантан-стронциевых манганитных пленок ($\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$), проведены измерения их транспортных свойств и измерена ширина ферромагнитного резонанса. Контактные площадки изготавливались катодным напылением Pt через металлическую маску.

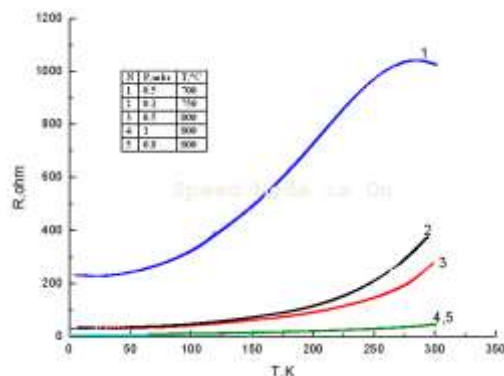


Рис.1. Температурные зависимости сопротивления пленок, полученных в разных режимах.

В манганитных пленках переход в ферромагнитное состояние с уменьшением температуры меньше температуры Кюри T_{CU} сопровождается изменением температурной зависимости [2]. Все исследованные пленки имели резкое уменьшение сопротивления с уменьшением температуры при $T < T_{\text{CU}}$. При низких температурах значение сопротивления образцов приближалось к асимптотическому значению. Спектры магнитного резонанса снимались как с целью определения температуры

перехода парамагнетик-ферромагнетик, так и для исследования анизотропии намагниченности в плоскости пленок. Наблюдалось увеличение ширины ферромагнитного резонанса, вызванного возбуждением спинового тока, при нанесении поверх манганита платиновой пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Научной школы (проект № НШ-8168.2016.2) и РАН.

Библиографический список

1. Hoffman A., Bader S. // Phys. Rev. Appl. 2015. Vol. 4. P..047001.
2. Овсянников Г.А., Петржик А.М., Борисенко И.В., Климов А.А., Игнатов Ю.А., Демидов В.В., Никитов С.А. // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, вып. 6(12). С. 1-9.

ОТРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ УГЛЕРОДНОЙ ПЛЕНКИ

В.Я. Шаныгин, Р.К. Яфаров, С.Ю. Суздальцев, Д.В. Нефедов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: vitairerun@mail.ru

Создание автоэмиссионных устройств вакуумной микроэлектроники, использующих в своей конструкции тонкопленочные материалы, требует применения вакуумно-плазменных технологий как на этапе осаждения функциональных элементов устройств, так и на этапе последующего формирования конечной структуры.

Разрабатываемое нами планарно-торцевое автоэмиссионное устройство представляет собой тонкопленочную слоистую структуру на кремниевой подложке, состоящую из послойно осажденных, с помощью СВЧ плазмы газового разряда: нестехиометрической окиси кремния (SiO_x), углерода и верхнего SiO_x . Далее проводился процесс фотолитографического формирования рисунка, представляющего собой окна размером 2×2 мкм [1].

В ходе создания планарно-торцевой автоэмиссионной структуры с эмитирующим углеродным лезвием возникает необходимость травления сформированных слоев через рисунок в фоторезисте. При этом травление SiO_x может осуществляться как в травящем растворе, так и в СВЧ плазме CF_4 , а вот травление углерода можно осуществить только в плазме. Выбор плазмообразующей среды и параметров технологического процесса для травления углерода являлся целью данной работы.

Травление углеродной пленки осуществлялось в СВЧ плазме кислорода (O_2), CF_4 , водорода (H_2) и аргона (Ar).

На текущем этапе параметры технологического процесса были фиксированными и одинаковыми для всех плазмообразующих сред. Потенциал подложкодержателя -100 В, давление плазмообразующего газа 0,1 Па, время травления 10 мин.

Как видно из Рис. 1, наибольшая скорость травления была получена при обработке углеродной пленки в плазме O_2 и Ar . Однако, при использовании O_2 при травлении углерода через фоторезистивную маску было установлено, что его применение нежелательно в создаваемых структурах.

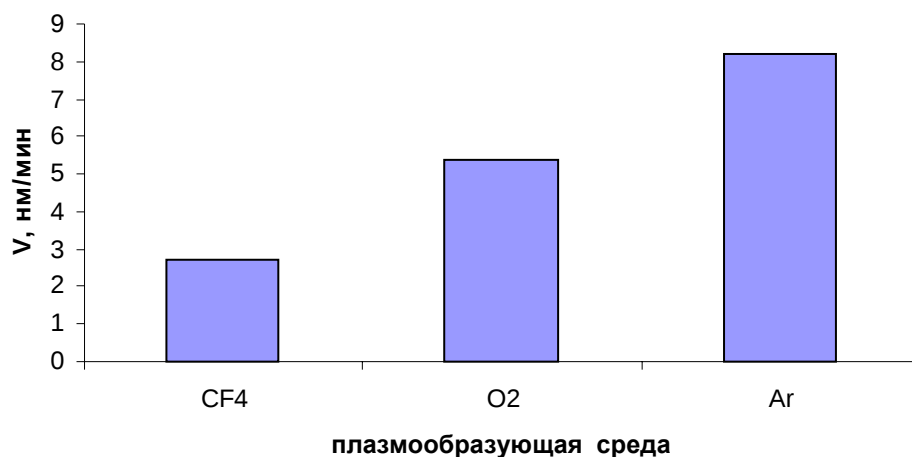


Рис. 1. Зависимость скорости травления углеродной пленки от плазмообразующей среды.

Эффективное травление углеродной пленки в плазме Ar возможно при подаче на пленку отрицательного потенциала, но в этом случае высок риск полного травливания пленки в области электрического контакта и недотрав на более удаленных участках. К тому же, фоторезистивная маска будет подвергаться физическому распылению, что приведет к нарушению геометрии структуры и ее загрязнению частицами фоторезиста.

Травление в хладоне является наиболее предпочтительным способом травления углерода, поскольку фоторезист в этой плазме не травится, но скорость травления углерода в данной среде минимальна.

Травление углеродной пленки в плазме H_2 не дало положительного результата в рамках использованных параметров технологического процесса.

Таким образом, при выборе плазмообразующей среды для травления углерода, необходимо ориентироваться на желаемый конечный результат. Если нужно полностью стравить углеродную пленку, то можно прибегнуть к более высокоскоростным режимам травления. В случае, когда углерод находится в структуре с фоторезистивной маской и нарушение геометрических размеров рисунка является критичным, лучше применять травление в плазме CF_4 .

При выполнении работы было задействовано оборудование «Объединенной научно-исследовательской лаборатории СГУ-ИРЭ».

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 16-19-10033).

Библиографический список

1. Яфаров Р.К., Нефедов Д.В., Суздальцев С.Ю., Шаныгин В.Я. // Нелинейный мир. 2015. Т. 13, № 2. С. 33-34.

УПРАВЛЕНИЕ ЗАПРЕЩЕННЫМИ ЗОНАМИ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

А.Ю. Шараевская, М.А. Морозова, А.В. Садовников, Д.В. Романенко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: maluginama@yandex.ru, annasharik2@gmail.com

В настоящее время большой интерес вызывают периодические структуры микронных или субмикронных размеров, сформированные на поверхности ферромагнитных пленок – магنونные кристаллы (МК) [1,2]. В таких кристаллах распространяются спиновые волны (магноны). В отличие от фотонных кристаллов [3], которые используются в оптическом диапазоне, МК исследуются, в основном, в микроволновом диапазоне длин волн.

В настоящей работе рассматривается связанная периодическая структура, состоящая из магннного кристалла - ферромагнитная плёнка (см. рис. 1а). Построена теоретическая модель для расчета дисперсионных характеристик магнитостатических волн в такой структуре. Постоянное магнитное поле H_0 приложено перпендикулярно к поверхности пленки и его величина выбрана таким образом, чтобы в каждой пленке в направлении оси u распространялась прямая объемная магнитостатическая волна (ПМСВ) [4]. Разработан экспериментальный макет рассматриваемой связанной структуры на основе пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) и полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами численного моделирования.

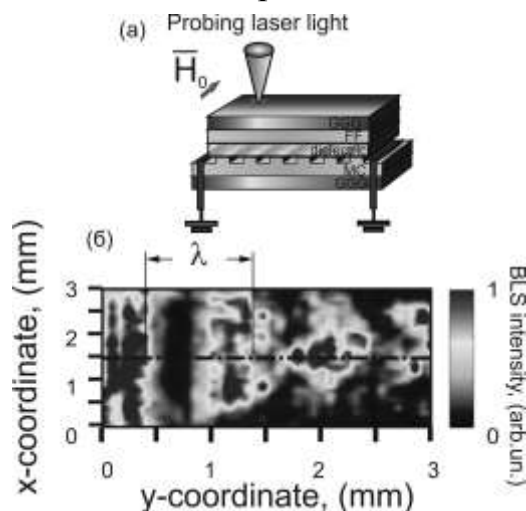


Рис. 1.

На рис. 1б приведена картина интенсивности рассеянного света на частоте запрещенной зоны $f=2340$ МГц для слоистой структуры МК-ФП. Фокус оптической системы был настроен на слой МК. На рисунке отчетливо видна картина чередующихся максимумов и минимумов интенсивности вдоль направления распространения. Наблюдаемая картина объясняется периодической перекачкой мощности между МК и ФП в слоистой структуре вдоль направления распространения. Максимумы в данном случае чередуются с периодом $= 1.2$ мм и на длине структуры, на данной частоте, укладывается три периода перекачки. Полученные теоретические и экспериментальные результаты позволяют

рассматривать исследуемую структуру в виде двух связанных магнетонного кристалла и пленки, в которой за счет двойного управления коэффициентом связи (величиной и фазой) существенно расширяется возможность для управления запрещенными зонами. Последнее представляет интерес для разработки устройств обработки сигналов в микроволновом диапазоне длин волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-07-05901) и стипендии президента РФ (СП-313.2015.5).

Библиографический список

1. Nikitov S.A., Tailhadesand Ph., Tsai C.S. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2001. Vol. 236, № 3. P. 320–330.
2. Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B., Kostylev M.P. // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93. P. 022508.
3. Kivshar Y.S., Agrawal G.P. Optical solitons: From fibers to photonic crystals. Moscow: FIZMATLIT. 2005.
4. Morozova M.A., Grishin S.V., Sadovnikov A.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // IEEE Trans. on Magnetics. 2014. Vol. 50, № 11. P. 4007204.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА ГРАФЕНА**О.А. Шинкаренко, А.С. Колесникова, Е.Г. Глуховской***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: oksana.shinkarenko.ru@mail.ru*

Графен – это материал, обладающий уникальными свойствами, очень интересными с точки зрения практических реализаций в виде уникальных приборов и устройств нанoeлектроники [1,2].

Несмотря на высокую привлекательность этого материала, существует много проблем, препятствующих применению графена в различных областях. Это, прежде всего, проблемы синтеза и получения бездефектных структур большой площади.

На данный момент существует много различных способов получения этого материала (метод Новоселова, осаждения из газовой фазы, плазмо-химическое осаждение из газовой фазы и др. [3]). Многие из них связаны с получением графена из полициклических ароматических углеводородов [4,5], каждый из которых имеет свои недостатки, в связи с чем возникает необходимость в разработке нового метода синтеза графена из молекул нафталина.

Для осуществления синтеза монослоя графена с использованием молекул нафталина существует ряд проблем, связанных с образованием химических связей между атомами углерода в молекулах нафталина (ориентация молекул, расстояние между ними, а также расположение атомов водорода по краям молекул).

В связи с этим целью данной работы является теоретическое исследование влияния количества атомов водорода в молекуле нафталина и их ориентации друг относительно друга на условия образования химических связей между молекулами нафталина. Теоретический поиск условий образования химических связей между молекулами нафталина осуществлялся путем нахождения высоты потенциального барьера, образованного при переходе от физического взаимодействия к химическому, который необходимо преодолеть для образования химических связей между молекулами. Исследования осуществлялись с помощью программного комплекса Gaussian 09. С помощью потенциала Леннарда-Джонса, а также с помощью метода функционала плотности с базисным набором B3LYP/STO-3g* была найдена энергия взаимодействия между молекулами нафталинами и построена зависимость найденной энергии от расстояния между молекулами.

В процессе исследования установлено, что при увеличении количества атомов водорода в молекулах нафталина высота потенциального барьера увеличивается. Установлено, что наименьшее значение потенциального барьера достигается в случае отсутствия атомов водорода в молекулах нафталина 0.01 эВ. Следовательно, для образования химических связей между атомами углерода различных молекул нафталина наименьшие значения температуры необходимы для молекул нафталина с отделенными водородными связями.

В серии численных экспериментов было установлено, что наиболее оптимальным расположением является то, когда молекулы лежат в одной плоскости

параллельно друг другу (рисунок 1). Это обосновывается тем, что при таком расположении между молекулами нафталина наблюдается потенциальная яма наименьшей глубины.

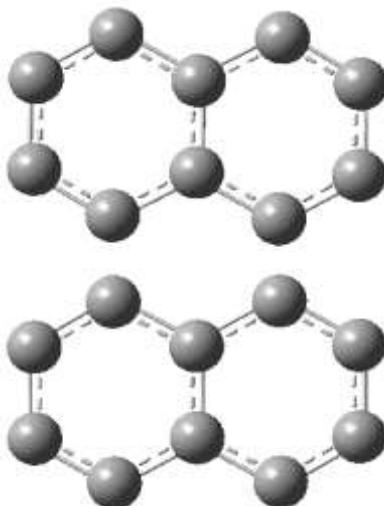


Рисунок 1 – Оптимальная ориентация молекул нафталина друг относительно друга

Работа выполнена при финансовой поддержке Научного фонда Российского (проект №14-12-00275) и Национально исследовательского Саратовского государственного университета.

Библиографический список

1. Rummeli M.H., Bachmatiuk A. // ACS Nano. 2010. N. 4. P. 4206–4210.
2. Губин С.П. Ткачев С.В. М.: Научн.кн., 2011. 105 с.
3. Zhang Y., Li Z., Kim P. et al. // ACS Nano. 2012. N. 6. P. 126.
4. Feng C.-N., Hsieh Y.C., Wu Y.T. // Chem. Rec. 2015. Vol. 15. P. 253-266.
5. Wang X., Sun G., Routh P. et al. // Chem. Soc. Rev. 2014. N. 43. P. 7048-7067.

СОСТАВНОЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ.

А.М. Шихабудинов¹, Б.Д. Зайцев¹, И.А. Бородина¹,
А.А. Теплых¹, И.Е. Кузнецова²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: zai-boris@yandex.ru

Предложен новый способ подавления паразитных колебаний в пьезоэлектрическом резонаторе с поперечным возбуждающим электрическим полем (ПЭП резонатор), основанный на пространственном разделении источника ВЧ электрического поля и резонирующей пьезоэлектрической пластины с помощью воздушного зазора. В этом случае полезные тангенциальные компоненты поля в пьезопластине практически не ослабляются, а нормальные компоненты, являющиеся источником паразитных колебаний, существенно уменьшаются. Способ реализован на структуре «стеклянная пластина с прямоугольными электродами – воздушный зазор – пластина из ниобата лития 128 Y-X среза».

На поверхность пластины из стекла толщиной 0.5 мм были нанесены два алюминиевых электрода прямоугольной формы с размерами 5×10 мм² и зазором между ними 2 мм. Сверху, с заданным зазором располагалась пластина ниобата лития 128 Y-X среза толщиной 0.5 мм, так что поперечное поле было ориентировано вдоль оси X (рис. 1). Были измерены частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса при различных значениях ширины зазора между ними в диапазоне частот 3-4 МГц.

При ширине зазора 0.1 - 0.5 мм частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса показывают существование чистого параллельного резонанса без паразитных колебаний (рис.2). При этом, резонансные частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического адмиттанса во всех случаях, кроме ширины зазора 0.1 мм, оказались раздвоенными благодаря присутствию нежелательных колебаний. Но при ширине зазора 0.1 мм наблюдался ярко выраженный последовательный резонанс классической формы (рис. 2). При этом, значения добротности для обоих резонансов оказались равными ~15000 при коэффициенте электромеханической связи ~2%. Таким образом, разработанный составной пьезоэлектрический резонатор позволил достичь рекордных значений добротности параллельного и последовательного резонансов. При ширине зазора менее 0.1 мм все частотные зависимости электрического импеданса и адмиттанса имели несколько сливающихся резонансных пиков, что свидетельствовало о сильном влиянии нормальных компонент электрического поля. Следует еще отметить, что новая конструкция резонатора с поперечным электрическим полем не требует нанесения поглощающего покрытия.

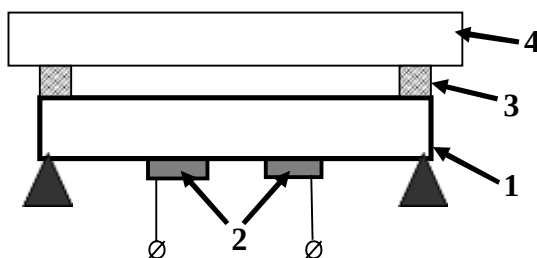


Рис. 1. Схема составного резонатора с поперечным электрическим полем: 1 – нижняя пластина, 2 – электроды, 3 – опоры для обеспечения заданной ширины зазора, 4 – резонирующая пластина.

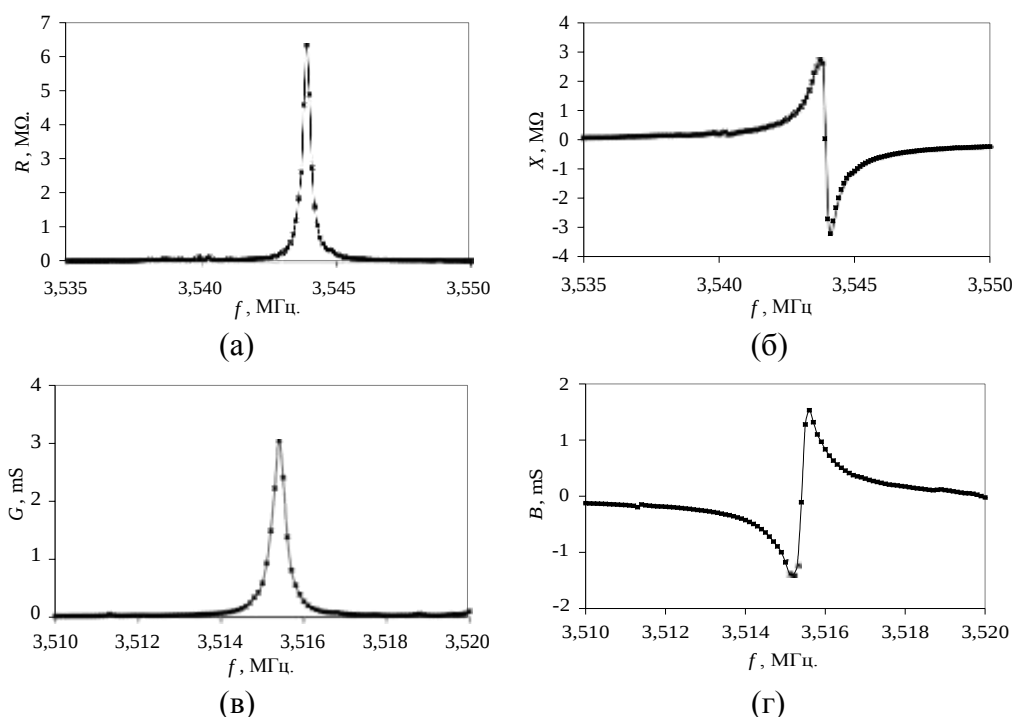


Рис. 2. Частотные зависимости действительной (а, в) и мнимой (б, г) частей электрического импеданса (а, б) и адмиттанса (в, г) составного резонатора.

Представленный составной пьезоэлектрический резонатор с поперечным электрическим полем может быть использован для разработки различных жидкостных и биологических датчиков, а также в различных приборах для обработки сигналов, где используются высокочастотные резонансные устройства.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-00821).

Библиографический список

1. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., Borodina I.A. // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Contr. 2014. Vol. 61, № 1. P. 166 – 172.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ СИСТЕМ ИЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР И БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ

Д.С. Шмыгин, О.Е. Глухова, Г.В. Савостьянов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: graphene@yandex.ru

Большой интерес исследователей вызывает взаимодействие биологических молекул и углеродных наноструктур, что обусловлено возможностью использования последних в области биотехнологий [1]. Особенное внимание уделяется системам, включающим в себя молекулы фосфолипидов, входящих в состав клеточных мембран [2, 3]. Для описания системы, состоящей из фосфолипидов и углеродных структур, можно воспользоваться различными методами и подходами. Используя метод AMBER [4], можно описать взаимодействие между атомами такой системы. Но, во-первых, параметры, используемые для описания углеродных нанотрубок и графеновых листов, не позволяют удовлетворительно моделировать их механические свойства (т. е. их поведение в ходе симуляции не совсем соответствует предполагаемым механическим свойствам), а во-вторых — сам вид потенциала не позволяет моделировать ситуации, в которых должны произойти образования или разрывы химических связей. В свою очередь, метод Бреннера [5, 6] позволяет моделировать углеродные наноструктуры с необходимой достоверностью, включая и ситуации с разрывом и образованием химических связей в этих системах. Для использования возможностей каждого метода была реализована гибридная методика расчета, позволяющая считать различные части системы разными потенциалами.

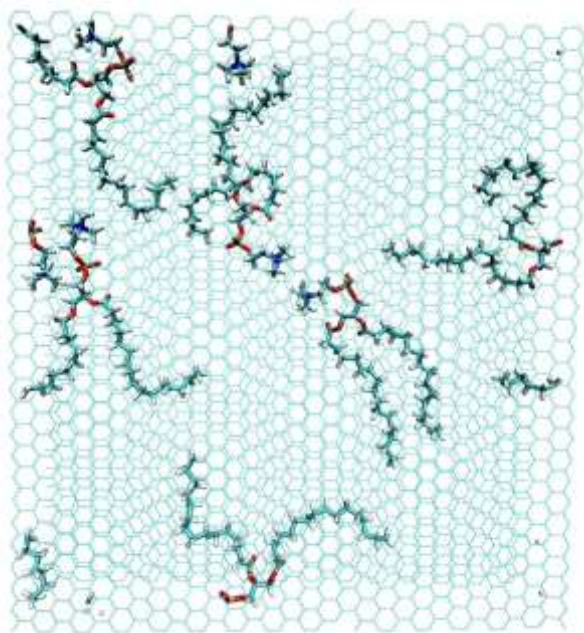


Рис. 1. Молекулы фосфолипидов между графеновыми листами.

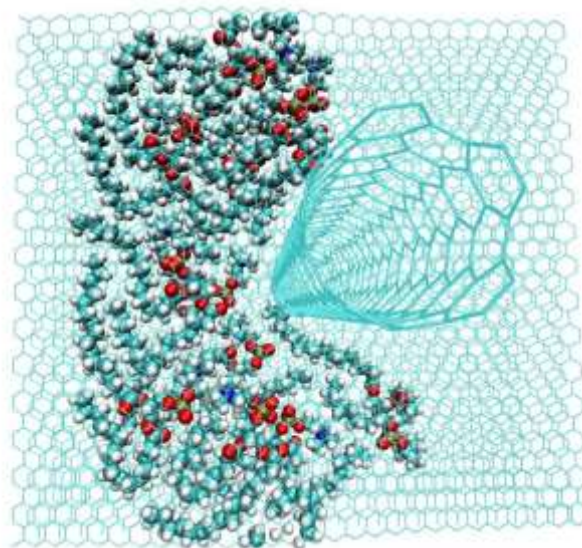


Рис. 2. Индентирование композитного материала, состоящего из графеновых слоев и молекул фосфолипида между ними.

Способ, которым реализована данная методика, достаточно гибок для того, чтобы можно было совместить любое количество полноатомных потенциалов. Частным случаем может служить совместное использование потенциала AMBER и AIREBO, что позволяет описывать взаимодействие атомов системы фосфолипиды — графеновые листы с учетом механических свойств углеродных наноструктур, которые с хорошей точностью прогнозируются последним методом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 15-29-01025-офи_м, №15-07-06307-а), фонда У.М.Н.И.К. (проект № № 6009ГУ2/14).

Библиографический список

1. Ren J., Shen S., Wang D., Xi Z., Guo L., Pang Z., Qian Y., Sun X., Jiang X. // Biomaterials. 2012. Vol. 33. P. 3324–3333.
2. Lelimousin M., Sansom M.S. // Small. 2013. Vol. 9. P. 3639–3646.
3. Wallace E.J., Sansom M.S. // Nano Lett. 2008. Vol. 8. P. 2751–2756.
4. Dickson C.J., Rosso L., Betz R.M., Walker R.C., Gould I.R. // Soft Matter. 2012. Vol. 8. P. 9617–9627.
5. Brenner D.W. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42, No. 15. P. 9458–9471.
6. Stuart J.S., Tutein A.B., Harrison J.A. // Journal of Chem. Phys. 2000. Vol. 112, No. 14. P. 6472–6486.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА ИЗ НИТРИДА НИОБИЯ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.В. Лубенченко¹, А.А. Батраков¹, А.Б. Паволоцкий², С. Краузе²,
И.В. Шуркаева¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

²Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden

E-mail: LubenchenkoAV@mpei.ru; ShurkaevaIV@gmail.com

Интерес к исследованиям однофотонного детектора на основе тонких пленок NbN обусловлен возможностью их использования в радиоастрономии, квантовой криптографии, оптоволоконной связи, медицине.

В настоящей работе изучены химический и фазовый состав многослойных тонких пленок NbN методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Спектры снимались с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ). Послойное травление выполнялось с помощью пучка ионов Ar^+ . До и после каждого цикла распыления снимались фотоэлектронные спектры.

Пленки NbN толщиной 10 нм на кремневой подложке были получены методом магнетронного напыления.

Для химического и фазового анализа плёнки нитрида ниобия были выбраны линии O 1s, N 1s и Nb 3d. Линия Nb 3d имеет дуплетную структуру и может содержать около десяти пиков. Метод разложения сложных линий фотоэлектронного спектра описан в [1].

При анализе линии N 1s до распыления было обнаружено, что она раскладывается на два пика с различными энергиями связи: 397.7 эВ, 396.9 эВ. Степени окисления азота при этом равны –3 и –2.6. Таким образом, в нитридной пленке до распыления присутствуют два различных фазовых состояния нитрида ниобия. Мы предполагаем, что это NbN и Nb_5N_6 . При распылении интенсивность пика, соответствующего степени окисления –3, уменьшается. Следовательно, уменьшается и толщина слоя с NbN.

В работе были определены относительные концентрации (O, Nb, N, C, Si) и проведён послойный фазовый анализ пленки до распыления и после каждого цикла распыления. В результате анализа можно сделать вывод, что до распыления сверху нитридной плёнки находился оксидный слой ниобия из Nb_2O_5 и NbO_2 толщиной около 2 нм, под оксидным слоем находился слой нитрида ниобия толщиной примерно 1 нм, со степенью окисления азота –2.6 (Nb_5N_6). При распылении толщина оксидного слоя уменьшалась, появлялись субоксиды NbO и Nb_2O и NbNO_x и увеличивалась толщина изменённого нитрида ниобия.

Библиографический список

1. Лубенченко А.В., Батраков А.А., Иванов Д.А. и др. // Труды XXII международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью ВИП-2015» Москва, Россия, 20–24 августа 2015. Т. 3. С. 56–59

ЭФФЕКТ «ТЮЛЬПАНА» И ЭФФЕКТ ВОЛНОВОГО ОБТЕКАНИЯ В СЛОЕ С КВАЗИНУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

О.Н. Гадо́мский¹, И.А. Шукарев¹

¹Ульяновский государственный университет

E-mail: blacxpress@gmail.com

Получены формулы для отражательной и пропускательной способностей слоя с квазинулевым показателем преломления, с помощью которых получено удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных спектров (рис. 1, рис. 2).

Показатель преломления слоя представляет собой случайную величину, которая принимает значения от нуля до некоторого предельного значения Δn_2 , определяемого с помощью экспериментальных спектров отражения слоя по формуле (1).

$$\Delta n_2 = \sqrt{\left(\frac{\overline{L}_1 \overline{L}_2}{2d_2(\overline{L}_2 - \overline{L}_1)} \right)^2 + \sin^2 \overline{L}_R} \quad (1)$$

где $\overline{L}_1$, $\overline{L}_2$ - длины волн соседних минимумов в спектре отражения, $\overline{L}_R$ - угол отражения. Это позволило выделить всего лишь два подгоночных параметра (n_2 и S_1 / S_3) для сравнения теоретических и экспериментальных спектров (рис. 2), рассчитанных по формулам (2), где n_2 - наиболее вероятное значение показателя преломления слоя из области допустимых значений $(0, \Delta n_2)$, а (S_1 / S_3) - отношение сечений падающего и проходящего через слой световых пучков.

$$R_s = \frac{S_3 |\cos \overline{L}_R| (\Delta n_2)^2}{S_1} \frac{|\overline{Q}_2|^2}{|A_0(\overline{L}_2)|^2} |r_{123}|^2, \quad T_s = \frac{S_3 n_3 \cos \overline{L}_{T3} (\Delta n_2)^2}{S_1 \cos \overline{L}} \frac{1}{|A_0(\overline{L})|^2} |t_{123}|^2$$

$$R_p = \frac{|S_3|}{\cos \overline{L}_R} \frac{|\overline{Q}_2|^2}{2} (\Delta n_2)^2 \left\{ |r_{123}^{(1)}|^2 + |r_{123}^{(2)}|^2 \right\}, \quad T_p = \frac{S_3 n_3 \cos \overline{L}_{T3}}{S_1 \cos \overline{L}} (\Delta n_2)^2 \left\{ |t_{123}^{(1)}|^2 + |t_{123}^{(2)}|^2 \right\} \quad (2)$$

Обнаруживается эффект «тюльпана», когда $S_3 > S_1$, то есть сечение проходящего через слой с квазинулевым показателем преломления светового пучка всегда больше сечения падающего пучка. Эффект «тюльпана» обусловлен локализацией (фокусировкой) фотонов на внешней границе слоя в соответствии с теоремой погашения [1] и процедурой усреднения амплитуд полей внутри и вне слоя. Локализация фотонов на внешней границе слоя, в соответствии с принципом неопределенностей, приводит к расширению пучка и на выходе из слоя формируется световой пучок с сечением пучка $S_3 > S_1$.

Обнаруживается эффект огибания светом (wave flow effect) плоской поверхности слоя с квазинулевым показателем преломления, т.е. при малых углах отражения и падения света ($\sin \overline{L}_R < n_2$) отражательная способность слоя на серебрянной подложке практически отсутствует, а при больших углах падения и отражения ($\sin \overline{L}_R > n_2$) происходит эффективное преобразование внешнего све-

тового пучка в волну, распространяющуюся вдоль внешней и внутренней поверхности слоя.

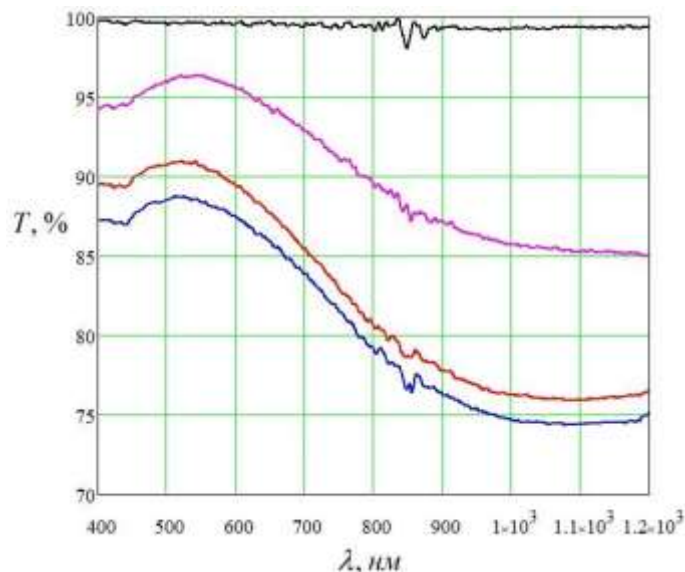


Рис. 1. Пропускательная способность композитных пленок. **1** - показания спектрофотометра без образца; **2** - пропускательная способность композитной пленки на стеклянной подложке; **3** - пропускание стеклянной подложки; **4** - пропускательная способность полимерной пленки на стеклянной подложке.

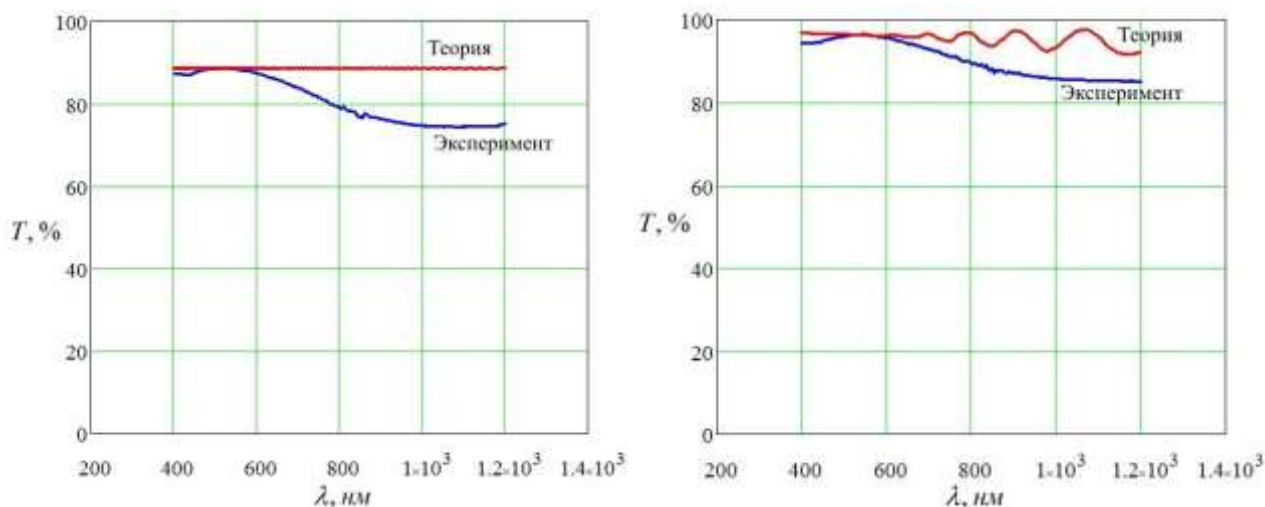


Рис. 2. Оптическое пропускание полимерного слоя (а) и композитного слоя (b) на стекле.

Угол падения $\vartheta_1 = 0^\circ$, толщина полимерного и композитного слоев $d_2 = 17$ мкм, показатель

преломления подложки $n_3 = 1.5$, угол отражения $\vartheta_R = 0^\circ$, область допустимых значений показателя преломления композитного слоя $\Delta n_2 = 0.36$, наиболее вероятное значение показателя преломления слоя $n_2 = 0.349$, отношение сечений внешнего и прошедшего пучков света $(S_1 / S_3) = 0.397$.

Библиографический список

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1970.

АТТРАКТОР СМЕЙЛА – ВИЛЬЯМСА В РАСПРЕДЕЛЕННЫХ СИСТЕМАХ С КОЛЬЦЕВОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

В. П. Круглов^{1,2}, С. П. Кузнецов^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: kruglovyacheslav@gmail.com

Генераторы хаоса, основанные на системах с аттрактором Смейла – Вильямса, могут найти применение в области информационных технологий, так как в силу структурной устойчивости аттрактора не чувствительны к параметрам, техническим флуктуациям и шумам. Большинство предложенных к настоящему времени моделей с гиперболическим хаосом описываются системами обыкновенных дифференциальных уравнений, поэтому теоретический интерес представляют распределенные системы с аттрактором Смейла – Вильямса.

Чтобы в распределенной системе возник аттрактор Смейла – Вильямса, необходимо, чтобы в среде нарастали и затухали волновые структуры, пространственные фазы которых подвергаются растягивающему отображению окружности.

В докладе предложены три модели распределенных систем с аттрактором Смейла-Вильямса. Модели описываются уравнениями в частных производных с периодическими граничными условиями. Первая модель – автономная система, основанная на модификации уравнения Свифта – Хохенберга [1]:

$$\begin{aligned}\partial_t u + (1 + \partial_x^2) u &= (\mu + u^2 - \frac{1}{5} v^2) u + \varepsilon v \cos 3x, \\ \partial_t v &= (u^2 - 1) v + u^2, \\ u(x, t) &= u(x + L, t), \quad v(x, t) = v(x + L, t).\end{aligned}\tag{1}$$

Вторая распределенная система – неавтономная, сконструированная на базе модели реакция – диффузия типа брюсселятора с периодически модулированными коэффициентами диффузии [2]:

$$\begin{aligned}\partial_t u &= (A - u)(1 + \varepsilon \cos 3k_0 x) - Bu + u^2 v + \gamma(t) \sigma \partial_{xx} u, \\ \partial_t v &= Bu - u^2 v + \gamma(t) \partial_{xx} v, \\ u(x, t) &= u(x + L, t), \quad v(x, t) = v(x + L, t).\end{aligned}\tag{2}$$

где

$$\gamma(t) = \begin{cases} 1, & nT < t \leq nT + T/2, \\ 1/4, & nT + T/2 < t \leq (n+1)T \end{cases}$$

Третья система – это модель неоднородной струны с нелинейной диссипацией, в которой параметрически возбуждаются стоячие волны [3]:

$$\begin{aligned}\rho(x) \partial_t^2 u &= -(\alpha + u^2) \partial_x^2 u - \gamma u + G(t) \partial_x^2 u, \\ u(x, t) &= u(x + L, t).\end{aligned}\tag{3}$$

Функция $\rho(x) = 1 + \varepsilon \sin 4k_0 x$ описывает линейную плотность струны. Функция $G(t) = 1 + a \cos^2 \frac{2\pi t}{T} \sin 2\omega_0 t + b \sin^2 \frac{2\pi t}{T} \sin 6\omega_0 t$ описывает натяжение струны, величины a и b неотрицательные, $a + b < 1$.

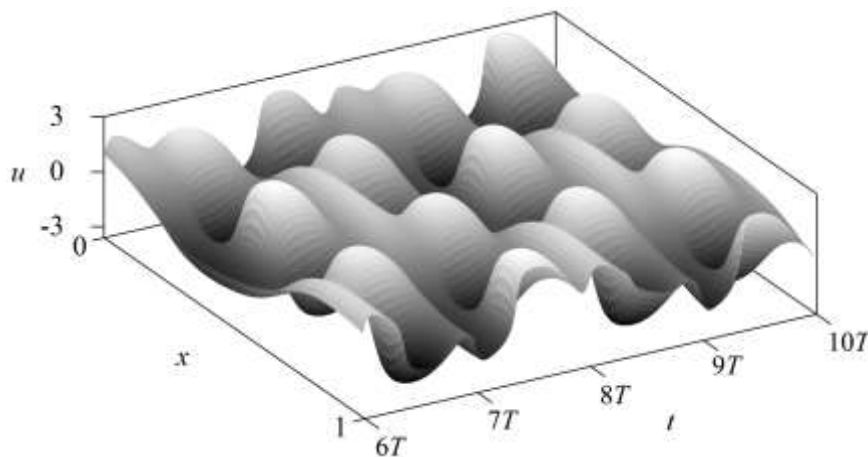


Рис. 1. Пространственно-временная реализация переменной u , полученная при численном решении системы (3) при значениях параметров $\omega_0 = 2\pi$, $k_0 = 2\pi$, $L = 1$, $a = 0.4$, $b = 0.2$, $\varepsilon = 0.2$, $\alpha = 0.4$, $\gamma = 0.03$, $T = 60$.

На основе распределенных систем были получены конечномерные модели, описывающие динамику нескольких наиболее важных пространственных гармоник волновых структур. Для конечномерных моделей были построены распределения углов между устойчивыми и неустойчивыми многообразиями аттракторов [2,4].

Полученные результаты позволяют предположить существование аттрактора типа Смейла – Вильямса в предложенных системах. Итерационные диаграммы для пространственных фаз топологически совпадают с диаграммой для растягивающего отображения окружности. Старший показатель Ляпунова аттрактора каждой предложенной системы близок к показателю Ляпунова растягивающего отображения окружности. Распределения углов между устойчивыми и неустойчивыми многообразиями аттракторов для всех предложенных систем дистанцированы от нуля, нулевые углы отсутствуют. Отсутствие касаний между многообразиями позволяет предполагать, что аттракторы систем однородно гиперболические.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00449).

Библиографический список

1. Kruglov V.P., Kuznetsov S.P., Pikovsky A. // Regular and Chaotic Dynamics. 2014. vol. 19, № 4. p. 483.
2. Круглов В.П. // Известия вузов. ПНД. 2014. т. 22. № 6. с. 79.
3. Круглов В.П., Кузнецов А.С., Кузнецов С.П. // Нелинейная динамика. 2014. т. 10, № 3. с. 265.
4. Kuznetsov S.P., Kruglov V.P. // Regular and Chaotic Dynamics. 2016. vol. 21. № 2. – p. 160.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ТОЧЕЧНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ/АФОБАЗОЛ

А.С. Леншин, Ю.А. Полковникова, П.В. Середин, Д.А. Минаков

Воронежский государственный университет, г. Воронеж

E-mail: lenshinas@mail.ru

В настоящее время ведутся разработки систем доставки лекарств на основе микрокапсул, липосом, мицелл и наночастиц. Одним из новых перспективных направлений для создания носителей являются наночастицы. Они представляют собой универсальную систему для доставки лекарственных веществ, высвобождение которых может происходить как с поверхности наночастицы, так и из всей массы в результате ее распада. Ввиду своей биосовместимости и технологичности, перспективной основой для данной системы доставки являются наночастицы пористого кремния [1,2]. Исходя из достоинств пористого кремния, его использование в качестве системы доставки афобазола может позволить повысить эффективность лечения больных с различными видами тревожных состояний.

В работе методами оптической спектроскопии исследованы процессы осаждения и десорбции афобазола на пористый кремний с размером пор до 100 нм. Благодаря большой удельной поверхности пористого кремния (в среднем до 300 м²/г) обеспечивается высокая адсорбционная способность порошков. Кроме того, мезопористый кремний обладает достаточно высокой степенью пористости, что позволяет адсорбировать сравнительно большее количество лекарственного препарата, не только поверхностью, но и «объемом» частицы.

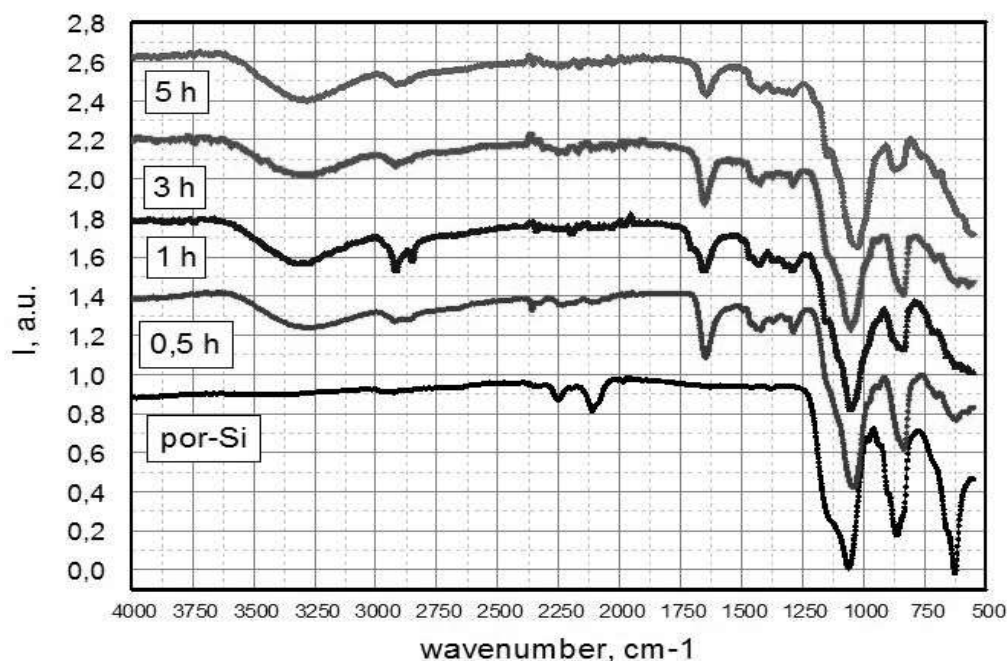


Рис. 1. ИК-спектры пропускания пористого кремния с осажденным афобазолом в зависимости от времени осаждения.

Инфракрасные спектры поглощения для образцов с различным размером пор были получены на ИК-Фурье спектрометры VERTEX 70 фирмы BRUKER. Обнаружено, что влияние процесса осаждения афобазола на состав пористого слоя незначительно, и адсорбция имеет преимущественно физический характер. По данным ФЛ ч осаждение лекарственных веществ не снижает интенсивность и не меняет форму полосы фотолюминесценции пористого кремния, что подтверждает отсутствие значительного химического взаимодействия между афобазолом и пористым кремнием.

Проведены сравнительные исследования степени высвобождения афобазола из различных систем доставки лекарственных средств и показана возможность использования пористого кремния в качестве средства пролонгированной доставки афобазола. Высвобождение афобазола из наночастиц изучали методом диализа через полупроницаемую целлофановую мембрану. Показано, что высвобождение афобазола из наночастиц составляет 55,3 % за 6 часов эксперимента, что сопоставимо со степенью высвобождения афобазола из широко используемых желатиновой и восковой микрокапсулированных форм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2014-2016 годы. (Проект №740, Задание №3.130.2014/К), а также гранта президента РФ МК-4865.2016.2.

Библиографический список

- [1] О.И. Ксенофонтова, А.В.Васин, В.В. Егоров и др. ЖТФ 84 (1) 67 (2014)
- [2] А.С.Леньшин, В.М. Кашкаров, и др. Неорг. Мат. 48(10) 1091 (2012).

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЯВЛЕНИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ МАГНОННЫЙ КРИСТАЛЛ – СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

О.В. Матвеев, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: olvmatveev@gmail.com

Изучение слоистых мультiferроидных структур на основе ферромагнитных пленок (ФП) и сегнетоэлектрических пластин (СЭ) берет начало в работах 1980-х годов [1]. В настоящее время возобновлен интерес к таким материалам в связи с развитием технологий создания сегнетоэлектрических материалов с большим значением диэлектрической проницаемости [2]. При больших значениях диэлектрической проницаемости СЭ, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны в СЭ оказываются сильно замедленными, и в этом случае в слоистой структуре ФП–СЭ на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между электромагнитной и спиновой волнами, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ). Если сформировать слоистую структуру из магнонного кристалла (МК), который вследствие периодичности структуры обладает запрещенной зоной в СВЧ-диапазоне, и СЭ, возможно управление положением и шириной запрещенных зон как внешним магнитным, так и внешним электрическим полями [2].

Анализируемая в работе структура состоит из одномерного МК и слоя СЭ, наложенного сверху на МК. Магнонный кристалл представляет собой ФП, на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок. К слою СЭ приложено внешнее электрическое поле, изменение которого приводит к изменению диэлектрической проницаемости.

Линейная модель для описания структуры слоистой мультiferроидной структуры получена в работе [3] на основе метода связанных волн, в котором полагается, что в периодической структуре распространяются прямые и отраженные от брэгговской решетки волны. Магнитная нелинейность учитывалась в виде зависимости намагниченности от амплитуды прецессии магнитного момента. Электрическая нелинейность учитывалась как зависимость диэлектрической проницаемости от приложенного электрического поля. Связь между мощностями входного сигнала и электрического поля вводилась с использованием результатов работы [4].

На рис. 2а на дисперсионные характеристики в линейном случае (штриховые кривые) наложены дисперсионные кривые при $u \approx 0.05$. На рис. 1б показана зависимость положения запрещенных зон (закрашенные области b, c на рис. 1а). Из графиков видно, что увеличение амплитуды входного сигнала приводит к сдвигу дисперсионных кривых вниз по частоте, что связано с уменьшением частоты отсечки, которая пропорциональна намагниченности феррита. Помимо этого, увеличение амплитуды сигнала уменьшает ширину запрещенных зон.

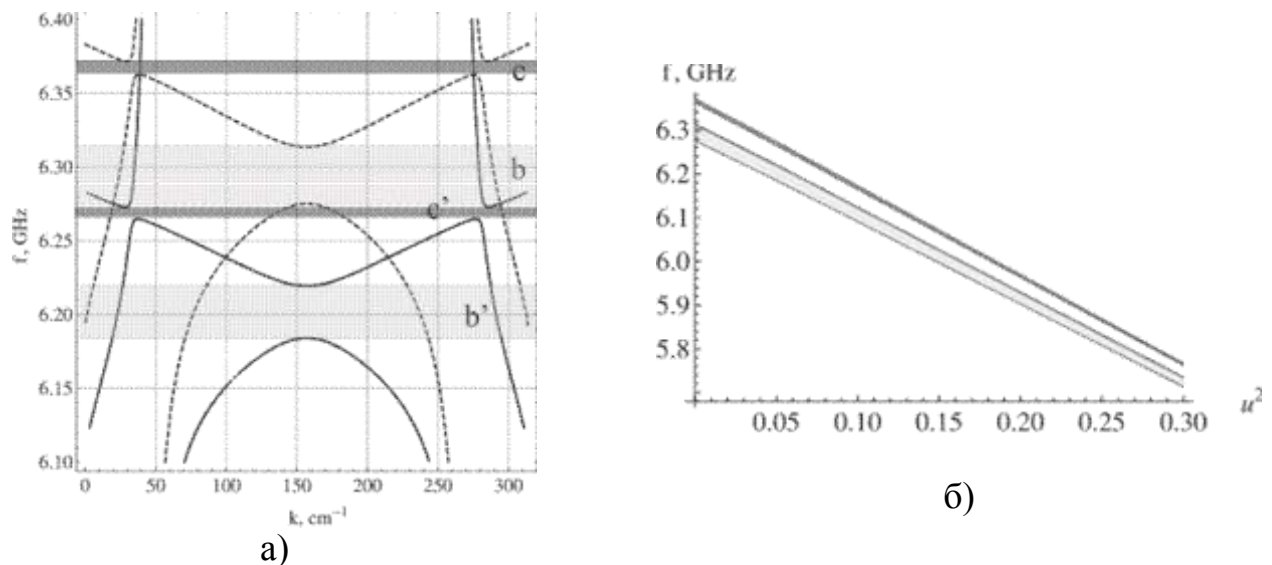


Рис. 1. Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в структуре МК-СЭ (а), зависимость положения запрещенных зон структуры МК-СЭ от амплитуды входного сигнала (б).

В работе проведен анализ дисперсионных характеристик ГЭМСВ в структуре МК-СЭ-МК. Показано, что такая структура обладает двумя запрещенными зонами. Исследован случай распространения сигналов большой мощности, для чего математическая модель дополнена учетом нелинейных эффектов в ферромагнитных и диэлектрических структурах. Данная структура может быть положена в основу СВЧ-приборов с двойным управлением (электрическим и магнитным полями), а учет нелинейных эффектов позволит уточнить характеристики данных приборов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-07-05901-а), РНФ (№ 16-19-10283-офи-м).

Библиографический список

5. Анфиногенов В. Б., Вербицкая Т. Н., Гуляев Ю. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 938.
6. Морозова М. А., Шараевский Ю. П., Никитов С. А. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. С. 510.
7. Морозова М. А., Матвеев О. В., Шараевский Ю. П., Никитов С. А. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 266.
8. Черкасский М. А., Никитин А. А., Калиникос Б. А. // ЖЭТФ. 2016. Т. 149, С. 839.

МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В СЛАБОДИССИПАТИВНОМ ОТОБРАЖЕНИИ ИКЕДЫ С ВНЕШНИМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

М.В. Поздняков¹, А.В. Савин², Д.В. Савин²

¹Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., Саратов

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов

E-mail: MPozdnyakov@yandex.ru

Сосуществование большого числа аттракторов характерно для динамических систем со слабой диссипацией [1]. При наличии внешнего воздействия на несоизмеримой частоте в таких системах положения равновесия переходят в торы (или в инвариантные кривые для отображений). При этом наблюдается ряд нетривиальных эффектов, например, нелокальных бифуркаций в случае сосуществования большого числа аттракторов. Нетривиальным также является вопрос о сценариях перехода к хаосу в таких системах. Так, существование в системе такого типа странного нехаотического аттрактора было обнаружено в работе [2].

Настоящая работа посвящена исследованию механизмов перестройки структуры фазового пространства, происходящей при введении в слабодиссипативную систему квазипериодического воздействия, в частности, устройства границ бассейнов притяжения, формы и количества сосуществующих аттракторов. В качестве примера выбрано отображение Икеды [3] в следующем виде:

$$E_{n+1} = A(1 + \varepsilon \sin(\Omega \cdot \varepsilon \cdot n)) + BE_n \exp(i|E_n|^2 + i\varepsilon). \quad (1)$$

Проводилось исследование структуры сосуществующих торов и их бассейнов притяжения, изучались их эволюция в случае слабой диссипации, механизмы рождения торов.

Для различных уровней диссипации и амплитуд квазипериодического воздействия были построены бифуркационные деревья. Получены зависимости количества сосуществующих аттракторов от амплитуды воздействия для различных значений параметра A . Во всех случаях наблюдалось уменьшение количества сосуществующих аттракторов с ростом ε , при некотором его значении оставался только один аттрактор.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-02-31067).

Библиографический список

9. Feudel U. et al. //Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54, № 1. P. 71.
10. Bilal S., Ramaswamy R. //Phys. Rev. E. 2013. Vol. 87, № 3. 034901.
11. Ikeda K., Daido H., Akimoto O. //Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 709.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ

В.А.Разуков¹, Л.А.Мельников^{1,2} Ю.А.Мажирина¹, С.В.Суханов¹

¹Саратовский Государственный Технический Университет им. Гагарина Ю.А.

²Саратовский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

E-mail: razukov.vad@gmail.com

Динамика волоконных лазеров является предметом детальных исследований, успех которых значительно зависит от возможностей методов численного моделирования. Его результаты могут прояснить детали динамики лазера; стимулировать экспериментальные и теоретические исследования для более глубокого понимания динамических процессов и особенностей реализации основ лазерной физики и нелинейной динамики [1-2]. Новые лазерные системы и режимы, такие как Рамановские волоконные лазеры с Фарадеевской неустойчивостью [3] и другие, требуют дальнейшего развития численных методов, обработки результатов вычислений, и их представлений в нужном виде.

Существует два главных подхода к численному моделированию волоконного лазера. Первый основан на решении уравнений в частных производных для комплексной(ых) амплитуд(ы) импульса в системе координат, распространяющейся вместе с импульсом, длительность которого предполагается много меньше времени обхода резонатора. Второй подход использует уравнения переноса для комплексных амплитуд поля в обоих направлениях и начинается с задания полей в каждой точки выбранной дискретной сетки на протяжении резонатора.

Недавно мы использовали второй подход в численном моделировании нелинейной динамики Рамановского беззеркального лазера [3], и короткорезонаторного лазера с разнесенными Брэгговскими зеркалами [4].

Кольцевой нелинейный резонатор без потерь с дисперсией второго порядка. Уравнения переноса для полей прямой (F) и обратной (B) волн выглядят следующим образом:

$$2i\left(\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial z}\right) + D \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + 2c\left(|F|^2 - |B|^2\right)F = F(0) = F(L)e^{if/2},$$

$$0,$$

$$2i\left(\frac{\partial B}{\partial t} - v \frac{\partial B}{\partial z}\right) + D \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + 2c\left(2|F|^2 + |B|^2\right)B = 0, \quad B(L) = B(0)e^{-if/2}.$$

Здесь $D > 0$ – коэффициент ДГС, v – групповая скорость, χ – коэффициент кросс-и самофазовой модуляции, f – невзаимный фазовый сдвиг, вызванный, например, вращением. В численном моделировании мы используем для дрейфа схему второго порядка «CABARET»: $F(m+1,n)=F(m-1,n-1)$, $F(1,n)=1/2 F(0,n-1)+1/2F(0,n)$, $B(m+1,n)=B(m-1,n+1)$, $B(1,n)=1/2 B(0,n+1)+1/2B(0,n)$, $m \geq 1$, $vdt=dz/2$, $t_m=m dt$, $z_n=dz n$, $dz=L/N$. В зависимости от начальных амплитуд (которые предполагаются одинаковыми в обоих направлениях) наблюдаются солитонные режимы. На Рис. 1 отображены динамика импульса и сигнал биений на фазе $f=\pi/5$.

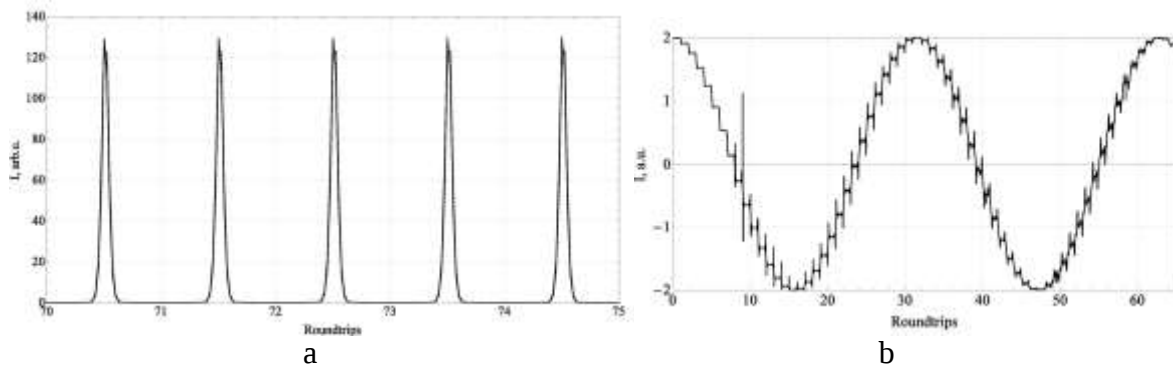


Рис.1. Солитонный импульс (а) и сигнал биений (b) в кольцевом нелинейном резонаторе без потерь $D=10^{-4}$, $L=1$, $\chi=10^{-3}$, $N=1000$

Кольцевой лазер F синхронизации Фей мод (ультракоротким импульсом) $F(0)=g \frac{(1-\sqrt{1})}{2} mF(L) e^{if/2}$, $F(0)=g \frac{(1-\sqrt{1})}{2} mB(0) e^{-if/2}$, $B(L)=g \frac{(1-\sqrt{1})}{2} mB(0) e^{-if/2}$,

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} & \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{pmatrix} F \\ B \end{pmatrix} + 2i \left(\frac{\partial B}{\partial t} - v \frac{\partial B}{\partial z} \right) + D \frac{\partial B}{\partial z^2} + 2c (2|F|^2 + |B|^2) B = 0,$$

$$\frac{dg}{dt} = -\Gamma(g - g_0) - \Gamma \left(|F|^2 + |B|^2 \right) g, \quad \frac{dl}{dt} = -\Gamma(l - l_0) - \Gamma S \left(|F|^2 + |B|^2 \right) g.$$

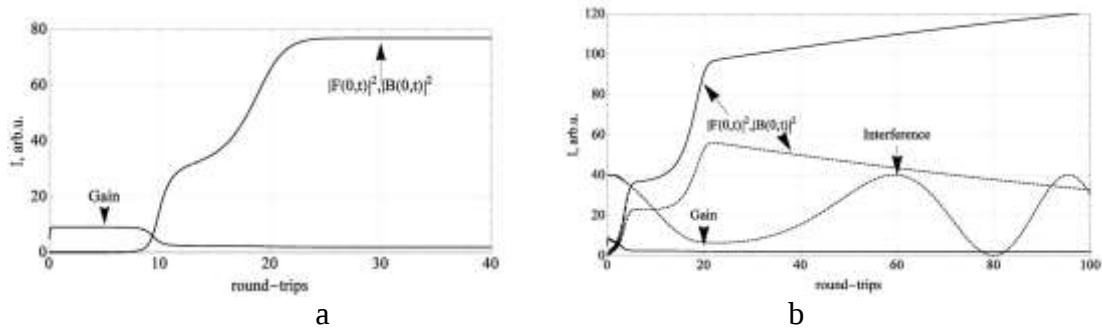


Рис. 2. Переход к устойчивому режиму в волоконном лазере. Без вращения $f=0$ (а), фаза вращения $f=\pi/15$ (b).

Библиографический список

1. Turitsyn S.K., Babin S.A., Churkin D.V., Vatik I.D., Nikulin M., Podivilov E.V. Random distributed feedback fibre lasers. // Physics Reports. 2014. Vol. 542. P. 133.
2. N.Tarasov, A.M.Perego, D.V.Churkin, K.Staliunas, S.K.Turitsyn. Dissipative Faraday instability mode-locking in a Raman fiber laser. // Laser Optics, 2016, TuR8-14, Technical program, Saint-Petersburg, June 27-July,1,2016
3. Yu.A. Mazhirina, D.V. Churkin, L.A. Melnikov, N.S. Tarasov, S.K. Turitsyn. Nonlinear dynamics of long mirrorless fiber raman laser. // Appl. Nonlin. Dynamics, 2014, v.22, 73 (in Russ.)
4. Yu. A. Mazhirina and L. A. Melnikov. Numerical model for investigation of dynamics of short-cavity short-pulse standing-wave lasers. // AIP Conf. Proc. 1475, 152 (2012); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4750126>

АТТРАКТОР СМЕЙЛА - ВИЛЬЯМСА В АВТОНОМНОЙ СИСТЕМЕ С ГОМОКЛИНИЧЕСКОЙ «ВОСЬМЕРКОЙ»

Л. М. Хаджиева², В. П. Круглов^{1,2}, С. П. Кузнецов^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: kruglovyacheslav@gmail.com

В последнее время было предложено большое число систем с однородно гиперболическими аттракторами [1, 2], в основном, с аттракторами типа Смейла – Вильямса. Функционирование этих систем основано на манипуляции угловыми переменными [1, 2] (например, фазами колебаний). Для возникновения соленоида Смейла – Вильямса угловая переменная должна подвергаться растягивающему отображению окружности через средний временной интервал, характерный для системы. Большинство известных примеров – неавтономные системы, хотя были предложены и автономные [3,4].

Мы предлагаем новый пример автономной системы с аттрактором типа Смейла – Вильямса, построенный схоже с системами из [3]. Модель состоит из двух подсистем, которые являются осцилляторами Неймарка с сепаратрисой седла в виде “восьмерки”. Координаты этих подсистем можно рассматривать как действительную и мнимую части комплексной переменной. Благодаря связи между подсистемами особого вида аргумент этой переменной подвергается растягивающему отображению окружности, когда траектория проходит рядом с седлом, лежащим в начале координат. Уравнения выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= u, & \dot{u} &= (1 - x^2 - y^2)x + [L - (x^2 + y^2 - 1)^2]u + \varepsilon(u^3 - 3uv^2), \\ \dot{y} &= v, & \dot{v} &= (1 - x^2 - y^2)y + [L - (x^2 + y^2 - 1)^2]v + \varepsilon(3u^2v - v^3), \end{aligned} \quad (1)$$

где ε – параметр связи. Уравнения можно переписать в комплексной форме:

$$\dot{z} = w, \quad \dot{w} = \left(1 - |z|^2\right)z + \left[L - \left(1 - |z|^2\right)^2\right]w + \varepsilon w^3 \quad (2)$$

где $z = x + iy$ и $w = u + iv$.

Функционирование системы мы объясним следующим образом. Аргумент переменной z назовем θ : $z = C \exp(i\theta)$. Когда абсолютная величина z близка к нулю (траектория близка к седлу в начале координат), угловая переменная θ утраивается благодаря слагаемому εw^3 и кубической нелинейности $(1 - |z|^2)z$. Таким образом, угловая переменная подвергается растягивающему отображению окружности $\theta_{n+1} = 3\theta_n + \text{const} \pmod{2\pi}$ после среднего времени, необходимого траектории для возвращения к седлу.

Уравнения (1) были решены численно. На рис. 1 изображен портрет аттрактора потоковой системы (1) ($L = 0.32$, $\varepsilon = 0.02$). На рис. 2а представлен портрет аттрактора в сечении Пуанкаре ($L = 0.32$, $\varepsilon = 0.02$). Мы выбрали се-

кущую поверхность $S = x^2 + y^2 = 1$ (в направлении увеличения S). Рис. 2б де-

монстрирует итерационную диаграмму для угловой переменной (на каждом последовательном пересечении поверхности). Она близка к итерационной диаграмме для растягивающего отображения окружности.

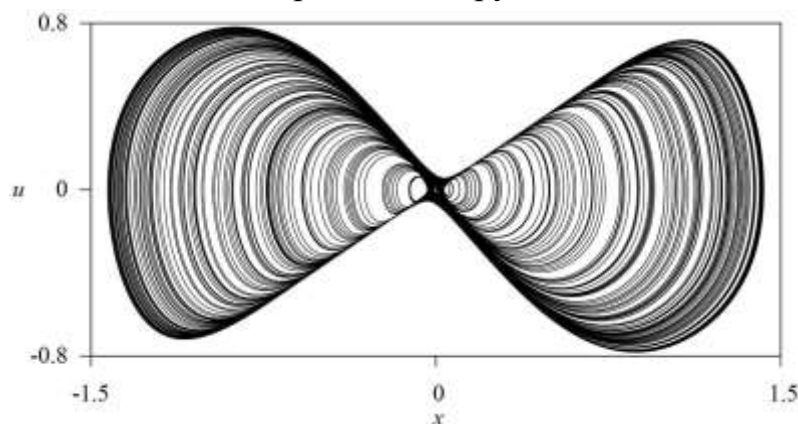


Рис. 1. Портрет аттрактора системы (1) ($L = 0.32$, $\varepsilon = 0.02$)

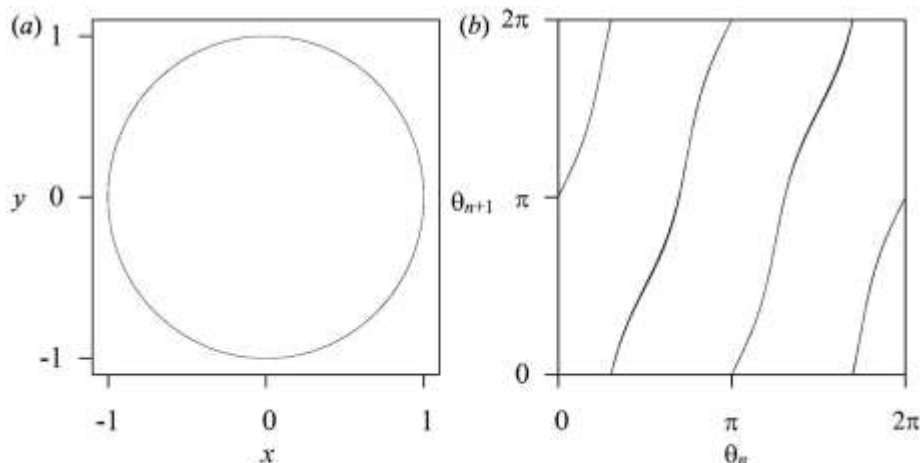


Рис. 2а. Портрет аттрактора в сечении Пуанкаре ($L = 0.32$, $\varepsilon = 0.02$); б. Итерационная диаграмма для угловой переменной θ .

Показатели Ляпунова для аттрактора в сечении Пуанкаре составили:

$$\lambda_1 = 1.041, \quad \lambda_2 = -3.859, \quad \lambda_3 = -5.023.$$

Старший показатель близок к $\log 3$, показателю Ляпунова отображения Бернулли. Остальные показатели отрицательные. Это соответствует построению аттрактора Смейла-Вильямса в трехмерном фазовом пространстве отображения Пуанкаре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-32-00449 и 16-02-00135).

Библиографический список

- [1] Kuznetsov, S. P. *Hyperbolic Chaos: A Physicist's View*. Higher Education Press, Beijing and Springer-Verlag GmbH Berlin Heidelberg, 2012
- [2] Kuznetsov, S. P. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 2011, vol. 181, no. 2, pp. 121–149.
- [3] Kuznetsov, S. P., Pikovsky, A. // *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 2007, vol. 232, no. 2, pp. 87–102.
- [4] Kruglov, V. P., Kuznetsov, S. P., Pikovsky, A. // *Regular and Chaotic Dynamics*, 2014, vol. 19, no. 4, pp. 483–494.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА ИЗ НИТРИДА НИОБИЯ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

И.В. Шуркаева¹, А.В. Лубенченко¹, А.А. Батраков¹,
А.Б. Паволоцкий², С. Краузе²,

¹Национальный Исследовательский Университет «МЭИ», Красноказарменная ул., д.14,
111250, Москва, Россия, e-mail: LubenchenkoAV@mpei.ru; ShurkaevaIV@gmail.com

²Chalmers University of Technology, Göteborg, 41296, Sweden

Интерес к исследованиям однофотонного детектора на основе тонких пленок NbN обусловлен возможностью их использования в радиоастрономии, квантовой криптографии, оптоволоконной связи, медицине.

В настоящей работе изучены химический и фазовый состав многослойных тонких пленок NbN методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Спектры снимались с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ). Послойное травление выполнялось с помощью пучка ионов Ar^+ . До и после каждого цикла распыления снимались фотоэлектронные спектры.

Пленки NbN толщиной 10 нм на кремневой подложке были получены методом магнетронного напыления.

Для химического и фазового анализа плёнки нитрида ниобия были выбраны линии O 1s, N 1s и Nb 3d. Линия Nb 3d имеет дуплетную структуру и может содержать около десяти пиков. Метод разложения сложных линий фотоэлектронного спектра описан в [1].

При анализе линии N 1s до распыления было обнаружено, что она раскладывается на два пика с различными энергиями связи: 397.7 эВ, 396.9 эВ. Степени окисления азота при этом равны –3 и –2.6. Таким образом, в нитридной пленке до распыления присутствует два различных фазовых состояния нитрида ниобия. Мы предполагаем, что это NbN и Nb₅N₆. При распылении интенсивность пика соответствующего степени окисления –3, уменьшается. Следовательно, уменьшается и толщина слоя с NbN.

В работе были определены относительные концентрации (O, Nb, N, C, Si) и проведён послойный фазовый анализ пленки до распыления и после каждого цикла распыления. В результате анализа можно сделать вывод, что до распыления сверху нитридной плёнки находился оксидный слой ниобия из Nb₂O₅ и NbO₂ толщиной около 2 нм, под оксидным слоем находился слой нитрида ниобия толщиной примерно 1 нм, со степенью окисления азота –2.6 (Nb₅N₆). При распылении толщина оксидного слоя уменьшалась, появлялись субоксиды NbO и Nb₂O и NbNO_x и увеличивалась толщина изменённого нитрида ниобия.

Библиографический список

12. Лубенченко А.В., Батраков А.А., Иванов Д.А. и др. // Труды XXII международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью ВИП-2015» Москва, Россия, 20–24 августа 2015. Т.3. С.56–59

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ МАГНОННОГО КРИСТАЛЛА

К. В. Бубликов¹, А. В. Садовников^{1,2}, Е. Н. Бегинин¹, Ю. П. Шараевский¹

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва

E-mail: olorin91@mail.ru

В настоящее время в микроэлектронике сверхвысоких частот (СВЧ) активно исследуются периодические структуры на основе ферритов – магنونные кристаллы (см., напр. обзор [1]), получившие название по аналогии с фотонными кристаллами в оптике.

Также актуальным направлением микроэлектроники СВЧ является исследование слоистых феррит-сегнетоэлектрических структур (мультиферроидных), в которых за счет связи парциальных волн ферритового и диэлектрического слоев и, как следствие, формирования гибридных волн, становится возможным реализовать двойное управление гибридными волнами путем вариации внешнего магнитного поля и путем изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического (СЭ) слоя [2]. К настоящему времени проведен ряд исследований периодических слоистых мультиферроидных структур, в которых пространственной периодичностью обладают либо ферритовый, либо сегнетоэлектрический слой [3,4].

В данной работе представлены результаты исследования слоистой структуры феррит-сегнетоэлектрик, оба слоя которой обладают пространственной периодичностью. В работе были оценены материальные и геометрические параметры мультиферроидной структуры с двойной периодичностью, которые позволяют эффективно управлять шириной запрещенной зоны путем изменения диэлектрической проницаемости ϵ слоя СЭ. Оценки выполнялись при помощи численного электродинамического моделирования методом конечных элементов. Было показано, что наибольшая эффективность управления происходит в области частот, соответствующей области взаимодействия волн парциальных систем [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (16-37-60093, 16-37-00217, 14-02-00976, 16-29-14021) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) президента РФ.

Библиографический список

13. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B // J. Phys.D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264002
14. Демидов В. Е., Калиникос Б. А. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 7. С. 8–17.
15. Устинов А. Б., Калиникос Б. А. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 13. С. 58-65.
16. Дроздовский А. В., Никитин А. А., Устинов А. Б., Калиникос Б. А. // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. В. 7. С. 87-90.
17. Бубликов К.В., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Шараевский Ю.П., Никитов С.А. // Письма в ЖТФ 2016. В. 9. С. 88 – 96.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПРОФИЛИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ФОКУСИРОВАННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

И.Н. Коц, А.С. Коломийцев, С.А. Лисицын

*Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий,
электроники и приборостроения, Таганрог*

E-mail: vanya.kots1992@gmail.com

В современной микро- и нанoeлектронике аазработка и исследование новых методов наноразмерного профилирования поверхности твердых тел приобретает широкую актуальность и востребованность в связи с приближением топологических норм элементов к размерам, недостижимым при использовании традиционных методов оптической литографии. Метод фокусированных ионных пучков (ФИП) является перспективным методом профилирования поверхности твердых тел и формирования планарных и объемных структур, размеры которых могут составлять единицы нанометров. Использование в методе ФИП ионов галлия существенно ограничивает область применения технологии, однако для решения ряда задач (создание элементов МЭМС и НЭМС, структур вакуумной нанoeлектроники) метод имеет широкие перспективы внедрения.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния параметров ФИП на разрешающую способность ионно-лучевого травления кремния. Исследования проводились с использованием растрового электронного микроскопа с системой ФИП Nova NanoLab 600 («FEI Company», Нидерланды) и сканирующей зондовой нанoлаборатории Ntegra Vita («НТ-МДТ», Россия).

На начальном этапе экспериментальных исследований были сформированы растровые графические шаблоны для травления, представляющие собой матрицы наноразмерных точек. При проведении операций ионно-лучевого травления изменялись такие параметры ФИП как: количество проходов ионного луча по шаблону (от 6000 до 46000), ток ионного пучка (от 1 пА до 5 нА) и время воздействия в каждой точке (от 0,5 мкс до 2,5 мкс). После ионно-лучевого травления сформированные структуры исследовались методом атомно-силовой микроскопии.

В результате установлено, что при увеличении тока ФИП и количества проходов глубина и диаметр наноразмерных структур возрастают нелинейно. При токе 10 пА, 0,1 нА и 0,5 нА диаметр отверстий составил соответственно 46, 203 и 381 нм, а глубина травления – 82, 261 и 396 нм.

На втором этапе исследований был сформирован шаблон, состоящий из массива линий ширина которых соответствует диаметру ионного пучка при единичном воздействии. Расстояние между линиями в массиве было неодинаковым и составило от 5 до 100 нм с шагом в 5 нм. Травление проводилось при различных значениях тока ионного пучка в диапазоне от 1 пА до 5 нА, при времени воздействия в точке от 0,25 до 2 мкс и заданной глубине травления от 10 до 100 нм. Установлено, что по мере увеличения тока ФИП количество отдельно различимых линий изменяется. Так при токе 1 пА количество отдельно

различимых линий оказалось максимальным (11 шт), а ширина линии – минимальной (6 нм).

В результате проведены экспериментальные исследования, которые позволили выявить закономерности влияния параметров ионного пучка на геометрические характеристики формируемых структур, а также на разрешающую способность метода ФИП. Установлено, что наилучшая разрешающая способность при травлении кремния составляет около 6-7 нм и достигается при минимальных значениях тока ФИП (1-10 пА) и времени воздействия в точке (< 1 мкс), максимальном значении ускоряющего напряжения (30 кэВ) и наибольшем количестве проходов.

Работа выполнена в рамках Гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (Проект № МК-6163.2016.8).

СОДЕРЖАНИЕ

Авдеев Д.В., Тучин А.В., Битюцкая Л.А. Теоретическое исследование эффекта Штарка в ультракороткой углеродной нанотрубке (0,9) -----	6
Адилова А.Б., Герасимова С.А., Рыскин Н.М. Взаимная синхронизация двух гиротронов, связанных с задержкой -----	7
Аржанухина Д.С., С.П. Кузнецов. Схмотехническое моделирование систем кольцевой структуры с хаотической динамикой, отвечающей аттрактору Смейла – Вильямса. -----	9
Бадарин А.А. Исследование релятивистского виркатора с эллиптическим резонатором -----	11
Бадикова П.В., Глазов С.Ю. Плазменные волны в невырожденном электронном газе двухслойного графена. -----	13
Балакин М.И., Дворак А.А., Астахов С.В., Кочанов А.А., Астахов В.В. Типичные режимы и переходы в оптоэлектронных генераторах -----	15
Белов К.В., Рыскин Н.М. Приближенная теория секционированного усилителя О-типа. -----	16
Бенедик А.И., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Шалаев П.Д. Разработка планарных замедляющих систем V-диапазона на диэлектрических подложках для СВЧ усилителей и генераторов О-типа. -----	18
Боровкова Е.И., Зазуля А.А., Киселев А.Р. Динамика контуров регуляции деятельности сердечно сосудистой системы в условиях вспомогательного кровообращения -----	20
Васильков М.Ю., Федоров Ф.С. Исследование каталитических свойств нанотрубок диоксида титана, модифицированных диоксидом рутения, для систем электролитического расщепления воды -----	22
Ветчанин Е.В., Тененев В.А., Илалетдинов Л.Ф. Исследование свободного падения в жидкости трехлопастного винта в постановках идеальной и вязкой жидкостей на основе конечномерных моделей -----	24
Галкина Ю.Ю., Астахов О.В., Селезнев Е.П., Станкевич Н.В. Конкуренция мод в многоконтурном автогенераторе. -----	26
Галушка И.В. Неразрушающее многопараметровое определение свойств core-shell наночастиц. ---	28
Герасимова С.А., Мищенко М.А., Лебедева А.В., Казанцев В.Б. Соединение нейроноподобного генератора и биологического нейрона посредством оптоволокна -----	30
Глушков Г.И., Тучин А.В., Бормонтов Е.Н. Теоретическое исследование спиновых свойств ультракоротких углеродных нанотрубок (0,9) во внешнем электрическом поле -----	31
Грачев А.А., Одинцов С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н. Численное моделирование решётки магнитных волноводов на основе дискретного нелинейного уравнения Шрёдингера -----	33
Грищенко А.А., Кузнецова Г.Д., Сысоев И.В. Нелинейный корреляционный анализ внутричерепных ЭЭГ крыс - генетических моделей абсансной эпилепсии в скользящем временном окне. -----	35
Доломатова М.М., Ковалева Э.А., Шуляковская Д.О., Латыпов К.Ф., Паймурзина Н.Х. Новые возможности электронной спектроскопии для исследования свойств сложных наноматериалов. -----	37
Дорошенко В.М., Кузнецов С.П. Генератор хаоса с аттрактором Смейла – Вильямса на основе эффекта гибели колебаний -----	39
Дыкин В.С., Руннова А.Е., Мусатов В.Ю., Пчелинцева С.В., Храмов А.Е. Использование метода главных компонент для анализа значимости различных каналов электроэнцефаллограммы при классификации состояния головного мозга -----	41
Евсеев Д.А., Семенов Д.И. Волны в плоскостной структуре графен-диэлектрик. -----	43
Журавлев М.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. Общие закономерности перемежающегося поведения в мультистабильных системах, находящихся под действием детерминированного и стохастического сигналов. -----	45
Заворотный А.А., Филиппов В.В. Моделирование энергетического спектра и плотности состояний кремниевых нанотрубок, заполненных атомами металлов. -----	47
Зайцев А.В., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. Влияние температуры роста и отжига на свойства слоев Ge, выращенных методом «горячей проволоки» на Si(100) -----	49

Зыктин А.А., Глухова О.Е. Функционализация стеклоуглерода на основе фуллерен-графеновой атомистической модели -----	51
Иванов М.М., Закирова Р.М., Крылов П.Н., Федотова И.В. ВЧ-магнетронное напыление мультислойных наноструктур ZnSe/Al ₂ O ₃ и исследование их свойств -----	54
Ивонин М.Н., Агеев О.А. Моделирование процессов миграции дефектов в наноструктурированных плёнках ZnO под действием внешнего электрического поля -----	55
Герасимов М.В. Ильин С.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Спирин А.В., Чалдышкин А.Н. Установка для исследования временной эволюции нанометровых смещений доменных границ. -----	57
Ильина М.В., Коньшин А.А. Исследование влияния длительности импульса напряжения на мемристорный эффект в структурах с углеродными нанотрубками -----	59
Исаенкова Н.В., Жукова Е.В. Дискретные динамические системы с соленоидальными базисными множествами -----	61
Искаков Б.А., Таутаев Е.М. Введение в индустрию наносистем. -----	63
Ишбулатов Ю.М., Руннова А.Е., Журавлев М.О., Сказкина В.В. Влияние дыхания на ритмы медленной регуляции сердечно-сосудистой системы -----	65
Ишбулатов Ю.М., Боровкова Е.И. Реконструкция параметров контуров нервной регуляции по временным рядам модели сердечно-сосудистой системы. -----	67
Калашников А.В., Тучин А.В., Битюцкая Л.А. Синтез наноструктур карбида кремния капельным и автоклавным методами. -----	69
Караваев А.С., Боровкова Е.И. Методика синхронизации информационного сигнала в передатчике и приемнике для передачи данных с различной скоростью. -----	71
Караваев Ю.Л., Килин А.А., Борисов А.В. Мобильные роботы, реализующие новые принципы передвижения -----	73
Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М. Расчет нелинейных характеристик ЛБВ-усилителя терагерцевого диапазона с ленточным электронным пучком -----	74
Карлов Ар.В., Зайцев В.В. Осциллятор Ван дер Поля с дробным возбуждением в дискретном времени. -----	76
Карлов А.В., Федюнин Э.Ю. Хаотические автоколебания в дискретной модели ГДГ -----	78
Касаткина О.А., Закирова Р.М., Крылов П.Н., Федотова И.В., Шабанова И.Н. ВЧ магнетронное напыление и исследование мультислойных структур ZnS-SiO ₂ -----	80
Каспер Ю.В., Тучин А.В., Битюцкая Л.А. Электронная структура сжатого мультиграфена в электрическом поле -----	82
Кирсанов Д.В., Недайвозов В.О., Макаров В.В., Храмов А.Е. Анализ эволюции структуры конкурирующих слоев многослойной адаптивной сети осцилляторов -----	84
Козловский А.В., Стецюра С.В. Влияние типа проводимости полупроводниковой подложки и фотоэлектронных процессов в ней на адсорбцию полиэлектролитных молекул -----	86
Козловский А.В., Стецюра С.В. Зависимость параметров полимерного слоя от длины волны и интенсивности освещения при его адсорбции на полупроводниковую подложку. -----	88
Колесникова А.С. Механические свойства пористой структуры из атомов углерода. -----	90
Кондратьева Е.В., Кондратьева О.Ю., Терин Д.В., Ревзина Е.М. QuantumWise – программный пакет моделирования и прогнозирования свойств наноконпозиционных материалов -----	92
Корнилов М.В., Сысоев И.В. Исследование работоспособности метода причинности по Грейнджеру при поиске направленной связи между системами, обладающими общей низкочастотной помехой -----	94
Короновский А.А. (мл.), Куркин С.А., Храмов А.Е. Численное моделирование способов формирования виртуального катода в релятивистском электронном потоке с приложенным неоднородным магнитным полем в программе CSTPARTICLESTUDIO. -----	96
Костюченко И.С., Астахов Е.И., Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Определение расстояния с помощью полупроводникового лазера при токовой модуляции длины волны излучения -----	98

Кочкуров Л.А., Мельников Л.А. Сложная динамика в связанных волоконных системах. -----	100
Крылов С.Н., Смирнов Д.А., Безручко Б.П. Сопоставление эффекта ложных связей из-за редкой выборки и шума наблюдений -----	102
Куликова Т.В., Битюцкая Л.А. Структурная и электрофизическая характеристика массива сфероидальных наноструктур на основе сурьмы. -----	104
Кульминский Д.Д., Пономаренко В.И., Ишбулатов Ю.М. Способ передачи информации на основе хаотической синхронизации с использованием приемопередатчиков USRP -----	106
Кульминский Д.Д., Макаров В.В., Фролов Н.С., Куркин С.А. Экспериментальное исследование бинарной обобщенной синхронизации в однонаправленно связанных системах с запаздыванием -----	108
Куровская М.К., Грубов В.В., Короновский А.А., Руннова А.Е., Храмов А.Е. Исследование нейрофизиологических данных (ЭЭГ) с использованием нелинейной модели визуального восприятия неоднозначных изображений. -----	110
Курылёва А.С., Глухова О.Е., Слепченков М.М. Динамика фосфолипидов на графене с различной топологией: прогностическое моделирование. -----	112
Лапин В.А., Золотовский И.О., Семенцов Д.И. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов, распространяющихся в световоде с дисперсией, зависящей от длины световода. --	114
Левашов С.А., Афанасьев М.С., Киселев Д.А., Чучева Г.В. Измерения высокочастотных вольтфарадных характеристик структур металл-сегнетоэлектрик-полупроводник при различных температурах. -----	116
Кондратьева Е.В., Терин Д.В., Ревзина Е.М., Кондратьева О.Ю., Тугушева Г.Р., Ломовцева К.С. Копула в оценке надежности нанокomпонентов. -----	118
Лукьянова В.О., Браташов Д.Н., Стецюра С.В., Маляр И.В. Управляемая светом электростатическая адсорбция анионного красителя на стеклянные подложки -----	120
Мазепа М.М., Колесникова А.С. Исследование механических свойств углеродных композитов с различными структурными параметрами -----	122
Маркидонов А.В. Модификация дислокационной структуры ГЦК-кристалла в условиях высокоэнергетического воздействия -----	124
Махди О.С., Маляр И.В., Синёв И.В., Вениг С.Б. Структура и фазовый состав плёнок оксида олова, газочувствительных при температуре близкой к комнатной. -----	126
Машинский К.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Плазмонное детектирование терагерцового излучения в пространственно периодическом графене -----	128
Мельников Д.А., Глухова О.Е., Слепченков М.М. Электронные и оптические свойства графен/графановых слоистых структур. -----	130
Мельникова М.М., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М. Моделирование резонатора с трансформацией мод для гиротрона ТГц диапазона, работающего на второй гармонике гирочастоты. -----	132
Митрофанов В.В., Глухова О.Е., Слепченков М.М., Шунаев В.В. Влияние топологии графена на электронную структуру и оптические свойства графен-фуллеренового комплекса -----	134
Моисеенко И.М., Морозов М.Ю., Попов В.В. Создание инверсии населенности в графене с помощью накачки оптическими плазмонами -----	136
Молчанов С.Ю., Ушаков Н.М., Литвиненко А.Н. Микрополосковая линия передачи для определения диэлектрической проницаемости нанокomпозитных пленок в см- диапазоне -----	138
Мусатов В.Ю., Руннова А.Е., Дыкин В.С., Пчелинцева С.В., Храмов А.Е. Использование искусственных нейронных сетей для анализа значимости различных каналов электроэнцефаллограммы при классификации состояния головного мозга. -----	140
Недайвозов В.О., Кирсанов Д.В., Макаров В.В. Исследование синхронных состояний в сети осцилляторов Курамото -----	142
Нефедов Д.В., Суздальцев С.Ю., Шаныгин В.Я., Яфаров Р.К. Создание планарно-торцевых структур и исследование их автоэмиссионных свойств -----	144
Никулин Ю.В., Джумалиев А.С., Беглецова Н.Н., Федоров Ф.С., Темирязов А.Г., Филимонов Ю.А. Влияние температуры подложки на микроструктуру и магнитные свойства текстурированных пленок NiFe -----	146

Одинцов С.А., Шараевская А.Ю., Грачев А.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н. Пространственно-частотная селекция спиновых волн в многослойной нерегулярной периодической структуре из массива магнетонных кристаллов. -----	148
Осыко И.Д., Махди О.С., Симаков В.В., Синёв И.В., Гребенников А.И. Фотопроводимость газочувствительных тонких пленок диоксида олова -----	150
Павлов Е.С., Садовников А.В., Филимонов Ю.А. Линейные и нелинейные спиновые волны в одно- и двумерных магнетонных кристаллах с дефектами -----	152
Пиловец А.А., Сучков С.Г., Комков С.В., Литвиненко А.Н., Янкин С.С., Шатрова Ю.А., Николаевцев В.А. Исследование антиколлизии системы радиочастотной идентификации. -----	154
Е.С. Попова, Е.П. Селезнев. Динамика связанных отображений при квазипериодическом воздействии. -----	156
Резчиков С.Е., Сергеев В.А. Измерение непостоянного показателя формы спектра НЧ-шума -----	158
Рудык Н.Н., Ильин О.И., Федотов А.А., Ильина М.В. Исследование влияния времени роста на параметры углеродных нанотрубок. -----	160
Руннова А.Е., Журавлев М.О. Создание новых подходов на базе вейвлетного преобразования для исследования ЭЭГ данных человека при оценке сложных когнитивных процессов. -----	162
Савостьянов Г.В., Глухова О.Е. Программный пакет MIZAR для вычисления зонной структуры и оптических свойств кристаллических структур. -----	164
Сатучин Б.Р. Атомно-силовая микроскопия молекул асфальтенов. -----	166
Сахаров В.К., Джумалиев А.С., Кожевников А.В., Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А. Магнитосопротивление деформированных пленок никеля с текстурой (111) -----	167
Селифонов А.А., Сержантов В.Г., Сплюхин В.П., Селифонова Е.И., Наумова Г.Н., Шаповал О.Г., Нечаева О.В., Кожевников И.О., Щербакова Н.Н., Чернова Р.К., Вениг С.Б. Бицидные свойства наноструктурного композита. -----	169
Сельский А.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. Групповая электронная динамика в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии возмущения концентрации легирующей примеси -----	171
Сергеев С.А., Короневский Н.В., Сергеев Р.С. Синтез и загрузка микрочастиц CaCO ₃ в неорганические нановолокна. -----	173
Сидак Е.В., Смирнов Д.А., Безручко Б.П. Анализ взаимодействия между осцилляторами по временным рядам фаз при наличии скрытого воздействия. -----	175
Синёв И.В., Смирнов А.В., Симаков В.В., Тимошенко В.А. Анализ газовых смесей с помощью полупроводниковых сенсоров газа -----	177
Сказкина В.В., Киселев А.Р., Боровкова Е.И. Корреляции индекса фазовой синхронизации и спектральной плотности мощности осцилляций сигнала вариабельности ритма сердца -----	179
Слепченко М.М., Глухова О.Е., Шунаев В.В. Перспективы использования гибридных углеродных наноструктур для разработки нанодетектора терагерцовых волн -----	181
Смирнов А.В., Горбачёв И.А., Синёв И.В., Симаков В.В. Термостойкость металл-полимерного композиционного материала на основе вольфрама и полистирола. -----	183
Сорокин Г.Д., Максимович Н.И., Митин Д.М., Стецюра С.В., Маляр И.В. Влияние электрического поля на адсорбцию катионного полиэлектролита на стеклянные подложки -----	185
Станкевич Н.В., Кузнецов Н.В., Леонов Г.А. Сосуществующие аттракторы в системе Чуа: состояния равновесия и скрытые колебания. -----	187
Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Станкевич Н.В. Семейство моделей с катастрофой голубого неба. -----	188
Старых А.А. Метод организации конвейерного суммирования в самосинхронных схемах. -----	190
Сысоев И.В., Боровкова Е.И., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. Влияние частичной синхронизации элементов на точность реконструкции ансамбля систем с задержкой. -----	192

Медведева Т.М., Кульминский Д.Д., Сысоев И.В. Оценка мер нелинейной динамики моделей генераторов с запаздыванием применительно к задачам скрытой передачи информации-----	194
Сысоева М.В., Smyk M.K., van Luijtelaar G., Сысоев И.В. Хронобиология абсансной эпилепсии-----	196
Теплых А.А. Широкополосный метод измерения материальных констант пьезокерамики-----	198
Терентюк А.Г., Рыскин Н.М. Нестационарная дискретная модель лампы бегущей волны с замедляющей системой типа «петляющий волновод»-----	200
Томинов Р.В., Смирнов В.А., Дьяков К.В. Исследование влияния времени электроформовки на мемристорный эффект нанокристаллической пленки оксида цинка-----	202
Торгашов Р.А., Рыскин Н.М. Компьютерное моделирование автоэлектронной эмиссии. -----	204
Тучин А.В., Битюцкая Л.А., Дробышев А.А., Головинский П.А. Полевая перестройка электронной структуры и вибрационный эффект штарка в фуллерене C60. -----	206
Тышкун А.В., Рыскин Н.М. Стабилизация частоты гиротрона при воздействии сигнала, отраженного от нагрузки. -----	208
Тяпкина А.В., Тучин А.В., Битюцкая Л.А. О роли активного центра коротких углеродных нанотрубок при синтезе функциональных наноматериалов -----	210
Федоров Ф.С., Соломатин М., Сысоев В.В. Электрохимическое осаждение оксида олова -----	212
Федюнин Э.Ю., Шилин А. Н. ДВ-автогенератор с асимметричной нелинейностью-----	214
Е. В. Фельк, А. В. Савин, С. П. Кузнецов. Два связанных ротатора с нетривиальной динамикой -----	216
Фролов И.В., Сергеев В.А., Радаев О.А., Зайцев С.А. Исследование оптических характеристик светодиодов на основе InGaN/GaN гетероструктур в динамическом режиме -----	218
Харитонов П.Г., Стецюра С.В. Влияние режимов получения на расположение и размеры металлосодержащих преципитатов, определяющих фотоэлектронные и радиационные свойства гетерогенных фоточувствительных полупроводников.-----	220
Харитонов П.Г., Стецюра С.В. Фоточувствительные материалы для создания сенсоров с улучшенными характеристиками. -----	222
Харченко А.А., Короновский А.А., Храмов А.Е. Оценка размеров популяций нейронного ансамбля крыс линии WAG/Rij, вовлеченных в формирование различных типов ритмической активности-----	224
Хорев В.С., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. Корреляционные характеристики кольцевых генераторов с запаздыванием при передаче бинарных сигналов -----	226
Максименко В.А., Короновский А.А., Храмова М.В., Храмов А.Е. Генерация суб-ТГц излучения в сендвичных структурах на основе полупроводниковых сверхрешеток. -----	228
Максименко В.А., Горемыко М.В., Храмова М.В., Храмов А.Е. Математическое моделирование формирования химерных состояний в многослойной сети. -----	230
Чекмарева А.Ж., Савин А.В., Кузнецов А.П. Образование аттракторов в системе фазовых уравнений с симметрией при ее нарушении -----	232
Чуб Р.О., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. Моделирование приемника по временному ряду передатчика в системе связи с обобщенной синхронизацией. -----	234
Шайхулов Т.А., Шахунов В.А., Демидов В.В., Шадрин А.В., Овсянников Г.А. Тонкие пленки лантан-стронциевых манганитов для генерации спинового тока. -----	236
Шаныгин В.Я., Яфаров Р.К., Суздальцев С.Ю., Нефедов Д.В. Отработка технологии плазмохимического травления углеродной пленки. -----	237
Шараевская А.Ю., Морозова М.А., Садовников А.В., Романенко Д.В. Управление запрещенными зонами в периодической структуре на основе магнитных кристаллов-----	239
Шинкаренко О.А., Колесникова А.С., Глуховской Е.Г. Моделирование синтеза графена -----	241
Шихабудинов А.М., Зайцев Б.Д., Бородин И.А., Теплых А.А., Кузнецова И.Е. Составной пьезоэлектрический резонатор с поперечным электрическим полем -----	243
Шмыгин Д.С., Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Моделирование композитных систем из углеродных наноструктур и биологических молекул-----	245

Шуркаева И.В., Лубенченко А.В., Батраков А.А., Паволоцкий А.Б., Краузе С. Исследование однофотонного детектора из нитрида ниобия методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.-----	247
Щукарев И.А., Гадамский О.Н. Эффект «тюльпана» и эффект волнового обтекания в слое с квазиулевым показателем преломления. -----	248
Круглов В. П., Кузнецов С. П. Аттрактор Смейла-Вильямса в распределенных системах с кольцевой геометрией. -----	250
Леньшин А.С., Полковникова Ю.А., Середин П.В., Минаков Д.А. Особенности формирования и оптические свойства системы точечной доставки лекарственного вещества пористый кремний/афобазол. -----	252
Матвеев О.В., Морозова М.А. Влияние нелинейных явлений на распространение волн в мультиферроидной структуре магнетонный кристалл-сегнетоэлектрик -----	254
Поздняков М.В., Савин А.В., Савин Д.В. Мультистабильность в слабо диссипативном отображении Икеды с внешним квазипериодическим воздействием. -----	256
Разуков В.А., Мельников Л.А., Мажирина Ю.А., Суханов С.В. Численное моделирование пространственно-временной динамики в волоконных лазерах. -----	257
Хаджиева Л. М., Круглов В. П., Кузнецов С. П. Аттрактор Смейла-Вильямса в автономной системе с гомоклинической «воьмеркой». -----	259
Шуркаева И.В., Лубенченко А.В., Батраков А.А., Паволоцкий А.Б., Краузе С. Исследование однофотонного детектора из нитрида ниобия методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.-----	261
Бубликов К.В., Садовников А.В., Бегинин Е. Н., Шараевский Ю. П. Влияние периодической сегнетоэлектрической нагрузки на характеристики запрещенной зоны магнетонного кристалла.-----	262
Коц И.Н., Коломийцев А.С., Лисицын С.А. Исследование процессов профилирования поверхности кремния методом фокусированных ионных пучков для создания наноразмерных структур -----	263

Научное издание

**«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА
И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»**

Доклады XI Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 6 – 8 сентября 2016 г.)

Издается в авторской редакции
Оригинал-макет подготовили *Е. П. Селезнев, А. А. Теплых*

Подписано в печать 10.08.2016. Формат 60х84 1/16.
Гарнитура Таймс. Усл.-печ. л. 16,04(17,25). Уч.-изд. л.: 13,72.
Тираж 100 экз. Заказ 457-21.

Издательство «Техно-Декор»
Саратов, Московская, 160.
Тел.: (8452) 26-38-48, t-d@list.ru
sar-print.ru
Типография Издательства «Техно-Декор»
Саратов, Московская, 160.