

## СОДЕРЖАНИЕ

## Научный отдел

## Физика

- Янкин С. С., Талби А., Гербедрен Ж.-К., Преображенский В. Л., Перно Ф., Матар О. Бу.** Распространение поверхностной акустической волны в двумерном фононном кристалле на пьезоэлектрической подложке 5
- Сучков С. Г., Николаевцев В. А., Сучков Д. С., Ермишин В. В., Россошанский А. В.** Анализ методом конечных элементов интегральной антенны радиочастотной идентификационной метки в диапазоне частот 5,5–6,5 ГГц 12
- Глухова О. Е., Кириллова И. В., Савин А. Н., Гребенюк К. А., Слепченков М. М., Колесникова А. С., Фадеев А. А., Шмыгин Д. С.** Методы повышения эмиссионной способности углеродных нанотрубок 18
- Элькин П. М., Шагаутдинова И. Т., Пулин В. Ф.** Структурно-динамические модели и спектральная идентификация моногидроксифлавонолов 22
- Зайко Ю. Н.** Инстантон уравнений Максвелла – Эйнштейна 29
- Уткин Д. В., Германчук В. Г., Ерохин П. С., Спицын А. Н., Щербакова С. А., Глазков А. Н.** Применение методов спектрофотометрического анализа для выявления микроорганизмов 36
- Пластун А. С., Коныхов А. И.** Расчет дисперсионной характеристики направляемых мод щелевого фотонно-кристаллического волновода 38
- Биленко Д. И., Белобровая О. Я., Галушка В. В., Карсакова Я. Д., Мельникова Т. Е., Мысенко И. Б., Полянская В. П., Терин Д. В.** Влияние воды и биологически активной среды на наноструктуры кремния 42
- Биленко Д. И., Терин Д. В., Кондратьева О. Ю., Ревзина Е. М., Вениг С. Б.** Методологические аспекты моделирования и прогнозирования поведения наноконпозиционных материалов в QuantumWise 46
- Маляр И. В., Стецюра С. В.** Влияние освещения на конформацию полиэлектролитных молекул при адсорбции на полупроводниковую подложку 49
- Ревзина Е. М., Максимова И. Л., Скапцов А. А.** Сравнительные экспериментальные исследования обратного диффузного светорассеяния тестовых объектов 53
- Григорьев А. В., Мантуров А. О.** Кинетика диффузионно-ограниченной элонгации фрагмента ДНК 57
- Купцова А. А., Семенов В. В., Листов А. С.** Исследование стохастической бифуркации Андронова – Хопфа в автогенераторе методом численного моделирования 59

## Университетская летопись

## К 100-летию Физического института и 70-летию физического факультета

- Аникин В. М.** Физический факультет в XXI веке 65
- Игнатъев А. А., Данке О. Г.** Как строился главный корпус саратовских физиков 72
- Синичкин Ю. П.** Кафедра оптики и биофотоники: люди и свет 76

## Письма в редакцию

- Давидович М. В.** Об аналитическом сигнале и статье Ю. Н. Зайко «История одного артефакта» 79

## Приложения

## Personalia

- Аникин В. М.** Владимир Алексеевич Грибков (к 70-летию со дня рождения) 85

## Сведения об авторах

Решением Президиума ВАК Министерства образования и науки РФ журнал включен в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертационных исследований на соискание ученой степени доктора и кандидата наук

Зарегистрировано в Министерстве Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций. Свидетельство о регистрации СМИ ПИ № 77-7185 от 30 января 2001 года

Индекс издания по каталогу ОАО Агентства «Роспечать» 36015, раздел 39 «Физико-математические науки. Химические науки». Журнал выходит 2 раза в год

**Заведующий редакцией**  
Бучко Ирина Юрьевна

**Редактор**  
Бучко Ирина Юрьевна

**Художник**  
Соколов Дмитрий Валерьевич

**Редактор-стилист**  
Степанова Наталия Ивановна

**Верстка**  
Ковалева Наталья Владимировна

**Технический редактор**  
Ковалева Наталья Владимировна

**Корректор**  
Крылова Инна Геннадиевна

**Адрес редакции:**  
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83  
Издательство Саратовского университета  
**Тел.:** (845-2) 52-26-89, 52-26-85

Подписано в печать 24.11.2014.  
Формат 60×84 1/8.  
Усл. печ. л. 10,92 (11,75).  
Тираж 500 экз. Заказ 57.

Отпечатано в типографии  
Издательства Саратовского университета

© Саратовский государственный университет, 2014

**ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ**

Журнал публикует на русском и английском языках научные статьи по физике, содержащие новые результаты исследований, статьи учебно-методического характера, содержащие инновационную компоненту, статьи по методологии разделов физической науки, статьи, отражающие хронику научных мероприятий и важных событий в жизни физического сообщества. Материалы, ранее опубликованные или представленные для публикации в другие журналы, к рассмотрению не принимаются.

Рекомендуемый объем статьи – до 16 страниц текста, 5 рисунков и 4 таблицы, объемом краткого сообщения – до 6 страниц текста, 2 рисунка и 2 таблицы. Таблицы не должны превышать 20% общего объема статьи.

На русском языке статья содержит: УДК, заглавие, инициалы и фамилии авторов, название их места работы, электронный адрес автора, с которым ведётся переписка, аннотацию (около 12 строк), ключевые слова (не более 15), текст, благодарности и ссылки на гранты, список литературы.

На английском языке необходимо продублировать: заглавие, инициалы и фамилии авторов, аннотацию, ключевые слова.

Редакция рекомендует авторам структурировать текст, используя подзаголовки. Текст должен быть набран и напечатан через 1,5 интервала на бумаге формата А4 с полями 2,5 см, шрифт Times New Roman, размер шрифта основного текста – 14, второстепенного (аннотация, ключевые слова, сноски, таблицы, подписи к рисункам, приложения, список литературы, примечания) – 12; все страницы рукописи, таблицы, рисунки, следует пронумеровать. Таблицы и рисунки представляются отдельно от текста, таблица должна иметь заголовки, на обратной стороне рисунка следует указать его номер, фамилию первого автора. Нумерация источников в списке литературы должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте, ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

Для публикации статьи необходимо представить в редакцию:

– подписанный авторами текст статьи, включая резюме и ключевые слова, таблицы, рисунки и подписи к ним (2 экз.);

– сведения об авторах на русском и английском языках: фамилия, имя, отчество, место работы, должность, ученые степень и звание, служебные адреса и телефоны, адреса электронной почты, указать автора, ответственного за переписку с редакцией (1 экз.);

– файлы всех вышеперечисленных материалов в форме документа Microsoft Word doc или Word docx;

– направление от организации (1 экз.);

– внешнюю рецензию, заверенную в установленном порядке.

Все перечисленные материалы следует посылать по адресу: 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, физический факультет, журнал «Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика», главному редактору; электронную версию – по адресу: babkov@sgu.ru и aeropost-isv@mail.ru.

Материалы, не соответствующие настоящим правилам, редакцией не рассматриваются.

Сайт журнала: <http://www.sgu.ru/journal/izvestiya/phys>

**CONTENTS****Scientific Part****Physics**

- Yankin S. S., Talbi A., Gerbedoan J.-C., Preobrazhensky V. L., Pernod P., Matar O. Bou.**  
Surface Acoustic Wave Propagation in Two-dimensional Phononic Crystal on Piezoelectric Substrate 5
- Suchkov S. G., Nikolaevtsev V. A., Suchkov D. S., Ermishin V. V., Rossoshansky A. V.**  
Analysis by Finite Element Method of Integral Antenna of RFID Tag at 5.5–6.5 GHz 12
- Glukhova O. E., Kirillova I. V., Savin A. N., Grebenuk K. A., Slepchenkov M. M., Kolesnikova A. S., Fadeev A. A., Shmygin D. S.**  
Methods for Enhancing Emissive Ability of the Carbon Nanotubes 18
- Elkin P. M., Shagautdinova I. T., Pulin V. F.**  
Structural-dynamics Models and Spectral Identification of Monohydroxysubstituted Flavone 22
- Zayko Yu. N.** Instanton for the Maxwell–Einstein Equations 29
- Utkin D. V., Germanchuk V. G., Erokhin P. S., Spitsyn A. N., Scherbakova S. A., Glazkov A. N.**  
Using of Method Spectrometric Analysis for Detection Microorganisms 36
- Plastun S., Konyukhov A. I.** Dispersion Characteristic Calculation of Photonic Crystal Fiber Guided Modes 38
- Bilenko D. I., Belobrovaya O. Ya., Galushka V. V., Karsakova Ya. D., Melnikova T. E., Mysenko I. B., Polyanskaya V. P., Terin D. V.**  
Influence of Water and Biology Active Media on Silicon Nanostructures 42
- Bilenko D. I., Terin D. V., Kondratieva O. Y., Revzina E. M., Venig S. B.**  
Methodological Aspects and Structure Modelling and Predicting the Behaviour of Nanocomposite Materials in QuantumWise 46
- Malyar I. V., Stetsyura S. V.** The Effect of Illumination on Conformation of Polyelectrolyte Molecules During Adsorption onto Semiconductor Substrate 49
- Revzina E. M., Maksimova I. L., Skaptsov A. A.**  
Comparative Experimental Investigations of Backward Diffuse Light Scattering of Test Objects 53
- Grigoryev A. V., Manturov A. O.** Kinetics of Diffusion-limited Elongation of DNA Fragments 57
- Kuptsova A. A., Semenov V. V., Listov A. S.**  
Study of Stochastic Andronov – Hopf Bifurcation in the Oscillator by a Numerical Method 59

**University Annals**

- On the 100<sup>th</sup> Anniversary of Institute of Physics and the 70<sup>th</sup> Anniversary of the Faculty of Physics**
- Anikin V. M.** The Faculty of Physics in the XXI Century 65
- Ignatiev A. A., Danke O. G.** How Was Built the Main Building of the Saratov Physicists 72
- Sinichkin Yu. P.** Department of Optics and Biophotonics: People and Light 76

**Letters to the Editor**

- Davidovich M. V.** On the Analytical Signal and Yu. N. Zajko Article «A History of One "Artefact"» 79

**Appendices****Personalia**

- Anikin V. M.** Vladimir A. Gribkov (to the 70<sup>th</sup> Anniversary from Birthday) 85

**Information about the Authors**

89



**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА  
«ИЗВЕСТИЯ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. НОВАЯ СЕРИЯ»**

**Главный редактор**

Чумаченко Алексей Николаевич, доктор геогр. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Заместитель главного редактора**

Стальмахов Андрей Всеволодович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Ответственный секретарь**

Халова Виктория Анатольевна, кандидат физ.-мат. наук, доцент (Саратов, Россия)

**Члены редакционной коллегии:**

Бабков Лев Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Балаш Ольга Сергеевна, кандидат экон. наук, доцент (Саратов, Россия)

Бучко Ирина Юрьевна, директор Издательства Саратовского университета (Саратов, Россия)

Данилов Виктор Николаевич, доктор ист. наук, профессор (Саратов, Россия)

Ивченков Сергей Григорьевич, доктор соц. наук, профессор (Саратов, Россия)

Коссович Леонид Юрьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Макаров Владимир Зиновьевич, доктор геогр. наук, профессор (Саратов, Россия)

Прозоров Валерий Владимирович, доктор филол. наук, профессор (Саратов, Россия)

Устьянцев Владимир Борисович, доктор филос. наук, профессор (Саратов, Россия)

Шамионов Раиль Мунирович, доктор психол. наук, профессор (Саратов, Россия)

Шляхтин Геннадий Викторович, доктор биол. наук, профессор (Саратов, Россия)

**EDITORIAL BOARD OF THE JOURNAL  
«IZVESTIYA OF SARATOV UNIVERSITY. NEW SERIES»**

**Editor-in-Chief** – Chumachenko A. N. (Saratov, Russia)

**Deputy Editor-in-Chief** – Stalmakhov A. V. (Saratov, Russia)

**Executive Secretary** – Khalova V. A. (Saratov, Russia)

**Members of the Editorial Board:**

Babkov L. M. (Saratov, Russia)

Balash O. S. (Saratov, Russia)

Buchko I. Yu. (Saratov, Russia)

Danilov V. N. (Saratov, Russia)

Ivchenkov S. G. (Saratov, Russia)

Kossovich L. Yu. (Saratov, Russia)

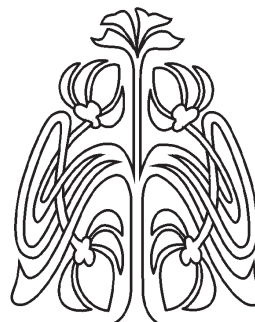
Makarov V. Z. (Saratov, Russia)

Prozorov V. V. (Saratov, Russia)

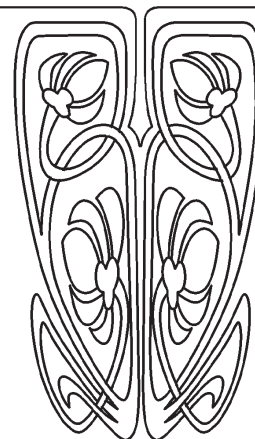
Ustyantsev V. B. (Saratov, Russia)

Shamionov R. M. (Saratov, Russia)

Shlyakhtin G. V. (Saratov, Russia)



**РЕДАКЦИОННАЯ  
КОЛЛЕГИЯ**





**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА  
«ИЗВЕСТИЯ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. НОВАЯ СЕРИЯ.  
СЕРИЯ: ФИЗИКА»**

**Главный редактор**

Бабков Лев Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

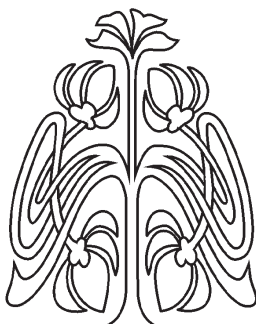
**Заместители главного редактора**

Анищенко Вадим Семенович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

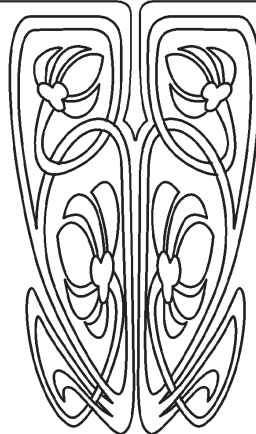
Тучин Валерий Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Ответственный секретарь**

Прозоркевич Александр Васильевич, доктор физ.-мат. наук, доцент (Саратов, Россия)



**РЕДАКЦИОННАЯ  
КОЛЛЕГИЯ**



**Члены редакционной коллегии:**

Аникин Валерий Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Виницкий Сергей Ильич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Дубна, Россия)

Горохов Александр Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Самара, Россия)

Грибов Лев Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор, чл.-корр. РАН  
(Москва, Россия)

Давидович Михаил Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Кудряшов Валерий Павлович, доктор техн. наук (Саратов, Россия)

Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Скрипаль Александр Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Филимонов Юрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Шараевский Юрий Павлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**EDITORIAL BOARD OF THE JOURNAL  
«IZVESTIYA OF SARATOV UNIVERSITY. NEW SERIES.  
SERIES: PHYSICS»**

**Editor-in-Chief** – Babkov L. M. (Saratov, Russia)

**Deputy Editor-in-Chief** – Anishchenko V. S. (Saratov, Russia)

Tuchin V. V. (Saratov, Russia)

**Executive Secretary** – Prozorkevich A. V. (Saratov, Russia)

**Members of the Editorial Board:**

Anikin V. M. (Saratov, Russia)

Vinitsky S. I. (Dubna, Russia)

Gorokhov A. V. (Samara, Russia)

Gribov L. A. (Moscow, Russia)

Davidovich M. V. (Saratov, Russia)

Kudryashov V. P. (Saratov, Russia)

Melnikov L. A. (Saratov, Russia)

Skripal A. V. (Saratov, Russia)

Filimonov Yu. A. (Saratov, Russia)

Sharaevsky Yu. P. (Saratov, Russia)



## ФИЗИКА

УДК 621.396:534

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ДВУМЕРНОМ ФОНОННОМ КРИСТАЛЛЕ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

С. С. Янкин<sup>1,2</sup>, А. Талби<sup>2</sup>, Ж.-К. Гербедеен<sup>2</sup>,  
В. Л. Преображенский<sup>2,3</sup>, Ф. Перно<sup>2</sup>, О. Бу Матар<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет

<sup>2</sup>Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICS/LEMAS, Франция

<sup>3</sup>Научный центр волновых исследований Института общей физики

им. А. М. Прохорова РАН, Москва

E-mail: YankinSS@info.sgu.ru

Методом конечных элементов проведен анализ распространения поверхностной акустической волны (ПАВ) в фононном кристалле в виде периодической решетки цилиндрических никелевых столбиков, расположенных на пьезоэлектрической подложке  $Y+128^\circ$ -среза  $\text{LiNbO}_3$ . Численно исследованы амплитудные и фазовые характеристики прохождения ПАВ через указанную структуру и проанализировано изменение ширины и центральной частоты образуемых полос непропускания при изменении геометрических параметров фононного кристалла. Результаты численных расчетов сопоставлены с данными экспериментальных измерений.

**Ключевые слова:** фононные кристаллы, поверхностные акустические волны, моделирование методом конечных элементов.

#### Surface Acoustic Wave Propagation in Two-dimensional Phononic Crystal on Piezoelectric Substrate

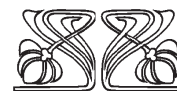
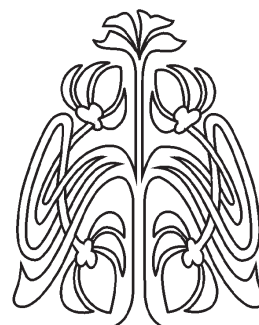
S. S. Yankin, A. Talbi, J.-C. Gerbedoen,  
V. L. Preobrazhensky, P. Pernod, O. Bou Matar

Using finite element method analysis of surface acoustic wave (SAW) propagation in the phononic crystal in a form of periodic lattice from nickel pillars, located on a piezoelectric substrate of  $Y+128^\circ$ -cut  $\text{LiNbO}_3$ , has been conducted. Amplitude and phase characteristics of SAW propagation through said structure have been numerically studied and the change in the formed stopbands width and center frequency, related with geometric parameters of the phononic crystal changing, was analyzed. The numerical results were compared with the experimental measurements.

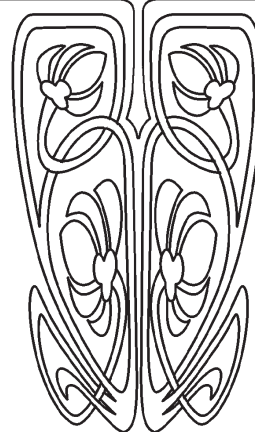
**Key words:** phononic crystals, surface acoustic waves, modeling using finite element method.

#### Введение

Под фононными кристаллами (ФК) понимают одно-, дву- и трехмерные периодические решетки из материалов со значительными отличиями в упругих свойствах или плотности. Исследовательский интерес к ФК обусловлен такими их уникальными свойствами, как формирование запрещенных зон в акустическом спектре [1, 2] и аномальная дисперсия (отрицательным отражением) упругих волн. Таким образом, свойства ФК аналогичны свойствам фотонных кристаллов в оптике и дают возможность проводить сложную



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





обработку акустического сигнала, включая демультимплексирование, фокусирование и т.п. [3]. Это, в свою очередь, открывает новые перспективы в создании и конструировании перспективных акустоэлектронных устройств (резонаторов, фильтров и датчиков). Кроме того, изготовление двумерных ФК полностью совместимо со стандартным литографическим процессом изготовления устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ).

За последние два десятилетия были исследованы различные конфигурации ФК, состоящих из твердотельных, жидких или газовых включений в твердотельную матрицу, например вертикальные столбики или углубления круглого сечения на поверхности подложки [4, 5]. Несколько теоретических исследований посвящено физическим принципам получения запрещенных зон в пластинах ZnO и AlN с использованием различных топологий фононных кристаллов [6, 7]. Теоретически и экспериментально доказано существование запрещенных зон для ПАВ в квадратной решетке круглых углублений в ниобате лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) [8, 9], а также квадратной решетке столбиков, нанесенных на поверхность  $\text{LiNbO}_3$  [10, 11].

Основным аспектом в теоретическом исследовании ФК является анализ дисперсионных характеристик идеальных бесконечных решеток ФК с целью расчета зависимости частоты акустических мод от волнового вектора в пределах первой зоны Бриллюэна и определения полос пропускания и непропускания (запрещенных зон) для рассматриваемых топологий структур ФК. Как показано в [8] для случая двумерного фононного кристалла в виде цилиндрических столбиков на пьезоэлектрической подложке, расчет с использованием метода конечных элементов (МКЭ) демонстрирует наличие двух запрещенных зон, первая из которых обусловлена локальным резонансом элементов структуры ФК, а вторая – брэгговским рассеянием. Кроме того, такой анализ дает информацию о различных акустических модах с различной продольной или поперечной поляризацией, возникающих на поверхности ФК.

Другим важным аспектом теоретических исследований является расчет прохождения ПАВ через рассматриваемую структуру с использованием как аналитических методов [12], так и метода конечных элементов [10], что позволяет получить количественные (амплитудные и фазовые) характеристики рас-

пространения ПАВ. Однако во всех указанных теоретических работах возбуждение ПАВ рассматривалось без учета влияния приемопередающих встречно-штыревых преобразователей (ВШП) на амплитудно-фазовые характеристики. Учет данного влияния позволит более реалистично конструировать электроакустические устройства СВЧ диапазона.

Настоящая статья посвящена анализу характеристик прохождения ПАВ через ФК с учетом пьезоэлектрических свойств подложки и влияния ВШП. В работе численно с помощью МКЭ исследуется образование запрещенных зон для ПАВ в периодической решетке цилиндрических никелевых столбиков различной толщины на пьезоэлектрической подложке  $Y+128^\circ$ -среза  $\text{LiNbO}_3$  и приводится сравнение данных расчета с экспериментальными результатами.

#### **Краткое описание рассматриваемой модели и метода расчета**

Для моделирования и численных расчетов указанной структуры ФК были использованы возможности пакета «COMSOL Multiphysics», позволяющего решать краевые задачи для акустических волн в сложных структурах, включающих пьезоэлектрик. Была создана модель элементарной ячейки двумерного ФК, показанная на рис. 1, а. Она состоит из пьезоэлектрической подложки ( $Y+128^\circ$ -срез  $\text{LiNbO}_3$ ) и цилиндрического никелевого столбика, расположенного на поверхности. На рис. 1, а буквами  $h$ ,  $r$  и  $a$  обозначены характерные размеры ФК: высота столбика, его радиус и период решетки соответственно. На боковых поверхностях элементарной ячейки в направлении  $X$  и  $Y$  были заданы периодические граничные условия типа Блоха–Флоке, и затем при пошаговом изменении волнового вектора в пределах первой зоны Бриллюэна (рис. 2) последовательно решалась задача на собственные частоты. Полученные в результате собственные частоты использовались для построения дисперсионных характеристик. Отметим, что в данной работе авторы фокусировались только на поверхностных модах, для этой цели в слое на дне ячейки вместо применения материала с высокой скоростью объемных акустических волн (ОАВ), что обычно использовалось в предыдущих работах [3, 4, 10], было задано нарастающее по глубине затухание. Данный прием позволяет также подавить возможные отражения от нижней грани подложки.

Для расчета спектров прохождения ПАВ использовалась модель линии задержки на ПАВ

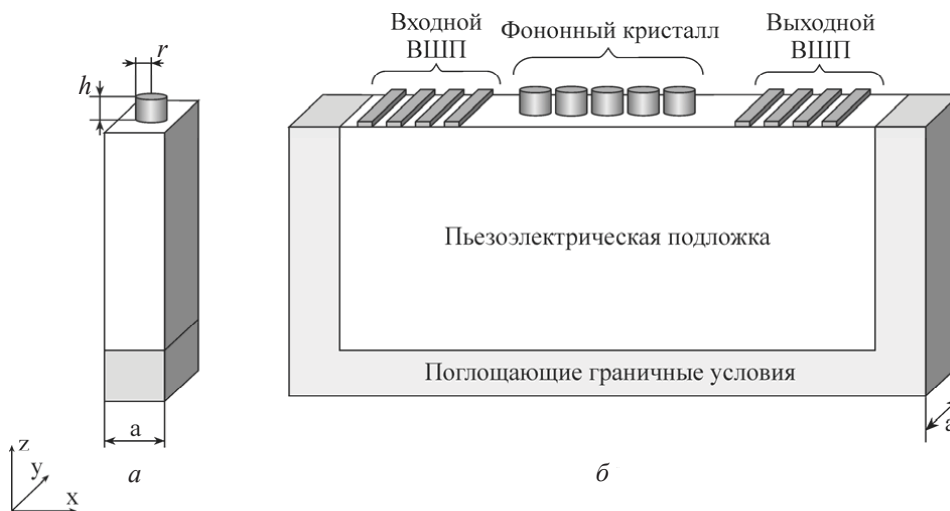


Рис. 1. Модель элементарной ячейки квадратной решетки фоновый кристалла в виде решетки из никелевых столбиков на поверхности пьезоэлектрической подложки,  $h$  – высота столбика,  $r$  – его радиус,  $a$  – период решетки ( $a$ ), и модель устройства для расчета прохождения ПАВ через фоновый кристалл ( $b$ )

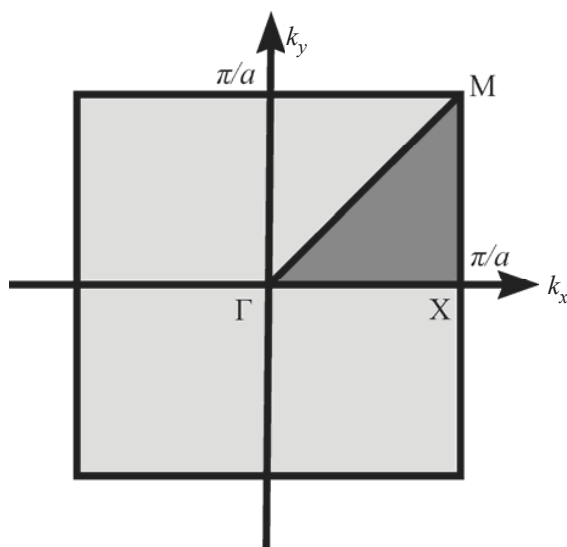


Рис. 2. Область волновых векторов в первой зоне Бриллюэна

(рис. 1,  $b$ ), состоящей из двух дисперсионных ВШП и ФК, расположенного между ними. В направлении распространения  $X$  акустической волны число рядов  $N$  элементов решетки конечно, а в направлении  $Y$  предполагалась бесконечная апертура. При этом ширина модели в направлении  $Y$  была приравнена к периоду ФК  $a$ , а на боковых гранях в этом направлении поставлены периодические граничные условия, что позволяет считать модель в этом направлении симметричной и бесконечной. Как видно на рис. 1,  $b$ , пьезоэлектрическая подложка окружена слоем с поглощающими условиями для устрани-

ния нежелательных отражений от границ. Расположенные на поверхности подложки входные и выходные алюминиевые ВШП использовались для генерации ПАВ и измерения частотной зависимости функции передачи  $S_{21}$ . Сравнивая полученные данные с опорными значениями для линии задержки без ФК  $S_{21ref}$ , можно рассчитать изменение спектра прохождения по амплитуде и прирост разности фаз:

$$\Delta S_{21} = |S_{21ref}| - |S_{21}|,$$

$$\Delta \varphi = Arg(S_{21}) - Arg(S_{21ref}).$$

Отметим, что в модели были использованы дисперсионные ВШП с целью расширения частотного диапазона для наблюдения всех потенциально возможных запрещенных зон.

### Результаты расчетов

Взаимодействие акустических волн с рассматриваемыми структурами ФК, как показано в [3], для определенных параметров кристалла приводит к появлению двух полос непропускания в частотном спектре. Первая вызвана совокупным резонансом рассеивающих включений (в данном случае столбиков), из которых состоит ФК, а вторая связана с брэгговским рассеянием. Последняя полоса, как известно, возникает в тех случаях, когда волновой вектор  $k$  находится на границе первой зоны Бриллюэна. Центральная частота такой запрещенной зоны зависит от периода структуры и скорости ПАВ под решеткой ФК. Первая же запрещенная зона зависит в



первую очередь от геометрических параметров столбиков: формы, высоты и радиуса. В данной работе представлен анализ влияния высоты столбиков на частотные характеристики пропускания. С этой целью приведены результаты расчетов для ФК со столбиками высотой  $h = 2.3$  мкм и  $h = 4$  мкм при фиксированном периоде решетки ( $a = 10$  мкм) и радиусе столбиков ( $r = 4$  мкм).

Рассмотрим дисперсионные характеристики для вышеуказанных наборов параметров ФК (рис. 3). Отметим, что серым цветом на графиках обозначена радиационная зона (зона возбуждения объемных мод) [3, 4] для кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Интересующие нас поверхностные

моды лежат вне этой зоны, ниже кривой (жирная линия), соответствующей ПАВ в отсутствие периодической структуры.

Так, для случая  $h = 2.3$  мкм (см. рис. 3, а) видно, что первая запрещенная зона появляется в окрестности 165 МГц и ее ширина порядка 15%. Вторая Брэгговская полоса непропускания лежит в окрестности 200 МГц. Как видно из рис. 4, на котором изображены рассчитанные акустическим моды, соответствующие волновому вектору в точке X, первая и третья моды имеют поляризацию в плоскости XZ, а моды 2 и 4 – в плоскости YZ. Как известно, в  $Y+128^\circ$ -срезе  $\text{LiNbO}_3$  ПАВ имеет поляризацию практически строго

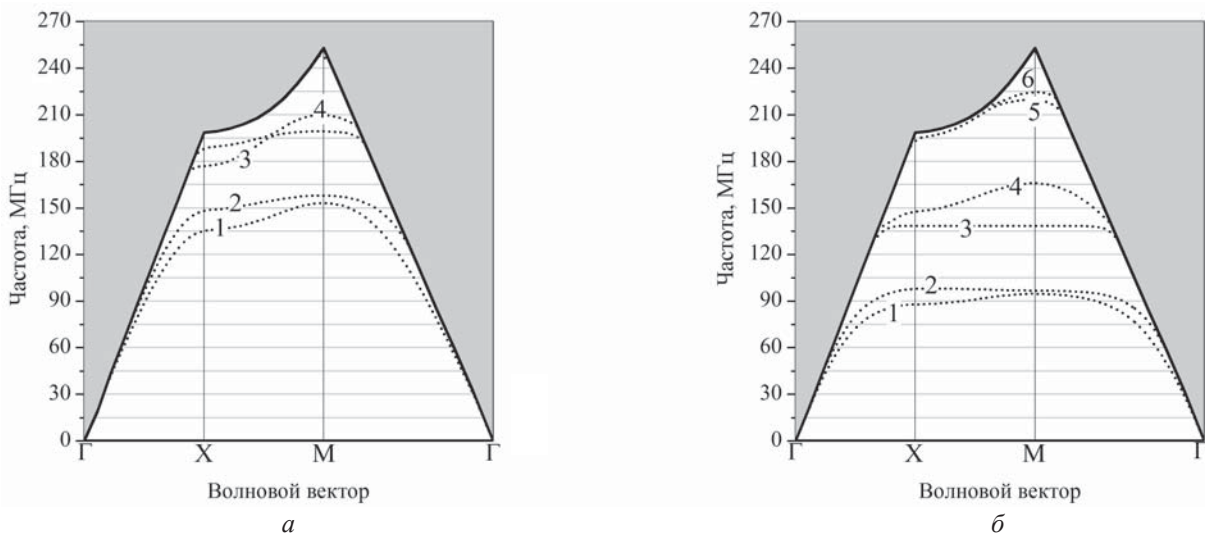


Рис. 3. Дисперсионные характеристики фонованного кристалла с периодом  $a = 10$  мкм, радиусом столбиков  $r = 4$  мкм и их высотой:  $a - h = 2.3$  мкм,  $b - h = 4$  мкм. Цифрами обозначены номера акустических мод

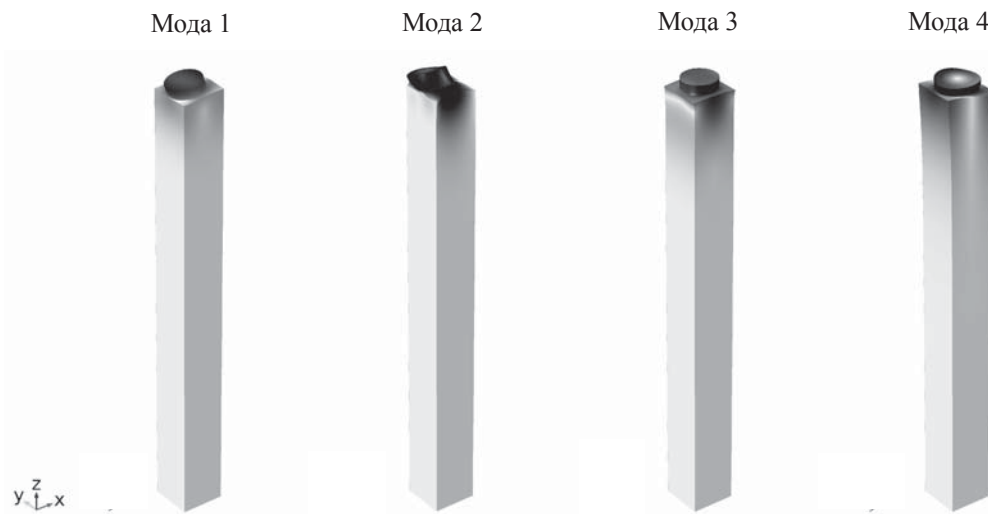


Рис. 4. Форма упругих деформаций первых четырех мод. Градиентом серого цвета обозначена амплитуда деформаций, при этом белый соответствует её минимуму, а черный – максимуму





в сагиттальной плоскости  $XZ$  (что соответствует отрезке  $X$  на дисперсионных характеристиках), тогда запрещенные зоны для ПАВ, исходя из результатов расчетов, прогнозируются выше 134 и 176 МГц соответственно. Кроме того, взаимодействие волны с ФК на частотах выше 198 МГц будет приводить к рассеянию в объеме.

Для  $h = 4$  мкм, как следует из рис. 3, б, также существуют две запрещенные зоны: первая с центром около 120 МГц и шириной 35%, вторая в окрестности 185 МГц и шириной около 15%. Если рассматривать только ПАВ, распространяющиеся в направлении  $X$ , то первая запрещенная зона начинается выше 89 МГц, а вторая – выше 139 МГц.

Из представленных двух дисперсионных характеристик видно, что увеличение толщины столбиков приводит к понижению частоты, при которой возбуждаются поверхностные моды в рассматриваемой системе. Это объясняется известным эффектом снижения скорости ПАВ под металлическим слоем никеля на ниобате лития при увеличении толщины слоя. Применительно к распространению акустических волн с поляри-

зацией в сагиттальной плоскости это приводит к значительному понижению центральной частоты первой полосы непропускания, при этом центр второй зоны практически не сдвигается, однако увеличивается ее ширина.

Рассмотрим теперь количественные характеристики взаимодействия ПАВ с ФК, полученные в результате расчета спектров прохождения, а именно спектр прохождения по амплитуде и прирост разности фаз (рис. 5) для рассматриваемых случаев. Как видно из графика  $\Delta S_{21}$ , для первого набора параметров первая запрещенная зона начинается выше 133 МГц и приводит к потерям до 40 дБ. Важно отметить локальные максимум и минимум на 133 и 135 МГц, которые соответствуют резонансу и антирезонансу решетки столбиков. Брэгговская запрещенная зона начинается выше 175 МГц, и потери в этом случае достигают 50 дБ. Важно отметить, что граница между двумя полосами непропускания довольно размыта. Интересно сравнить амплитудные и фазовые характеристики прохождения. Отчетливо заметен большой рост разности фаз  $\Delta\phi$  при приближении к частотам, соответствующим

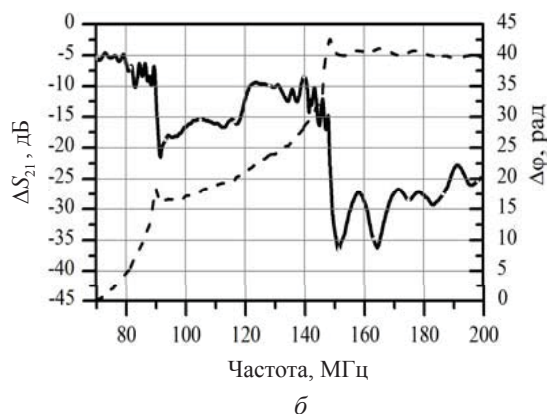
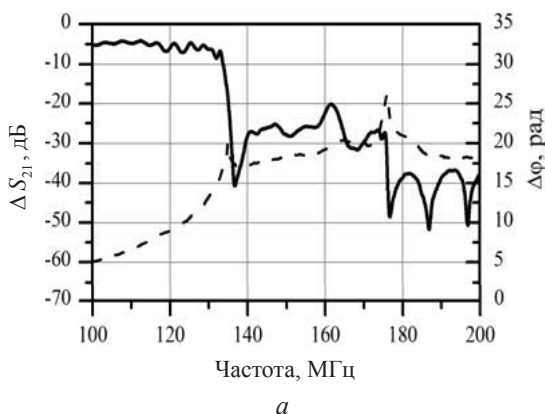


Рис. 5. Частотная зависимость функции передачи  $\Delta S_{21}$  (сплошная линия) и накопленная разность фаз  $\Delta\phi$  (пунктирная линия) при прохождении ПАВ через фоновый кристалл из  $N = 20$  никелевых столбиков с периодом  $a = 10$  мкм, радиусом  $r = 4$  мкм для высоты: а)  $h = 2.3$  мкм, б)  $h = 4$  мкм

ющим началу запрещенных зон. Локальные максимумы около 134 и 175 МГц свидетельствуют о снижении до нуля групповой скорости ПАВ около данных частот, что также видно из дисперсионных характеристик на рис. 3. Наглядно иллюстрирует взаимодействие ПАВ с ФК распределение упругих смещений в линии задержки для характерных частот: а)  $f = 100$  МГц – зона прохождения (рис. 6, а); б)  $f = 133$  МГц – резонанс структуры столбиков (рис. 6, б); в)  $f = 134$  МГц – первая запрещенная

зона (рис. 6, в); г)  $f = 179$  МГц – брэгговская запрещенная зона (рис. 6, з).

Проанализируем теперь результаты расчетов для второго набора параметров. Спектр прохождения (см. рис. 5, б) показывает, что запрещенные зоны располагаются там, где они предсказаны дисперсионными характеристиками (см. рис. 3, б). Первая запрещенная зона наблюдается на частотах между 90 и 120 МГц, а брэгговская запрещенная зона начинается около 140 МГц. Отчетливо видно, что для данного

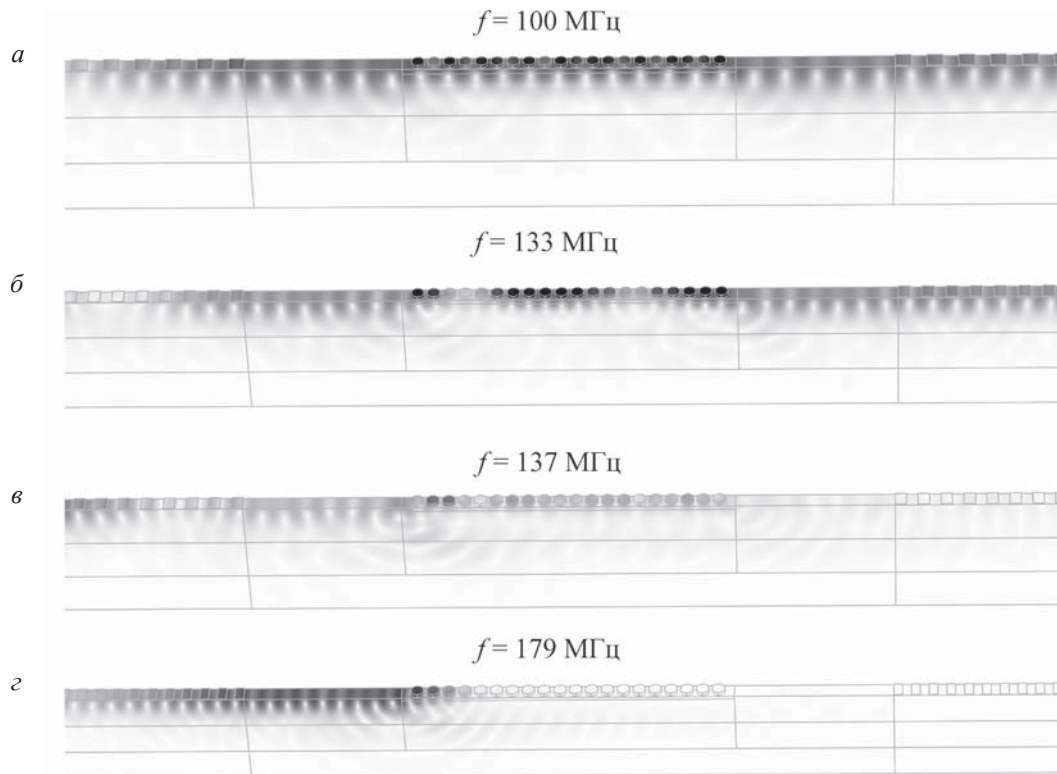


Рис. 6. Распределение упругих смещений в окрестности фононного кристалла при прохождении ПАВ для четырех характерных случаев:  $a - f = 100$  МГц – прохождение;  $б - f = 133$  МГц – резонанс столбиков;  $в - f = 137$  МГц – локальная запрещенная зона;  $г - f = 179$  МГц – брэгговская запрещенная зона. Градиентом серого цвета обозначена амплитуда деформаций, при этом белый соответствует её минимуму, а черный – максимуму

набора параметров две полосы непропускания хорошо разделены (между ними – полоса прохождения шириной 20 МГц). Характер поведения разности фаз такой же, как и в первом случае. Отметим, что на графике для второго набора параметров внутри брэгговской запрещенной зоны разность фаз перестает увеличиваться с ростом частоты и становится практически постоянной.

#### Экспериментальное исследование

Для экспериментального исследования процесса прохождения ПАВ через ФК была изготовлена тестовая линия задержки на ПАВ с ФК (рис. 7). В качестве материала подложки использовался  $Y+128^\circ$ -срез  $LiNbO_3$ . Нанесение ВШП проходило следующим образом: на подложку напылением была нанесена тонкая плёнка алюминия толщиной 200 нм, затем с помощью стандартного литографического процесса были сформированы ВШП. Изготовленная топология дисперсионного ВШП позволила получить широкий частотный диапазон для одновременного наблюдения всех запрещенных

зон ФК. Затем в пространстве между ВШП на слой резиста  $AZ 15nXT$  толщиной 3 мкм, в котором при проявлении сформировались окна цилиндрической формы, был с помощью электролиза нанесен слой никеля. После второго проявления была получена решетка никелевых цилиндрических столбиков с периодом 10 мкм, радиусом порядка 4 мкм и толщиной около 2.3 мкм. На рис. 7 приведено изображение изготовленной структуры ФК, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

После изготовления устройства амплитудные и фазовые характеристики прохождения ПАВ были измерены с помощью анализатора цепей Agilent Technology. Обработанные результаты в виде  $\Delta S_{21exp}$  и  $\Delta \varphi_{exp}$  представлены на рис. 8, на котором для сравнения приведены и результаты численного моделирования.

На амплитудной характеристике (рис. 8,  $a$ ) наблюдаются две ярко выраженные зоны непропускания в окрестности частот 135 и 195 МГц. Расчетные данные для первой запрещенной зоны с высокой степенью точности по частоте совпадают

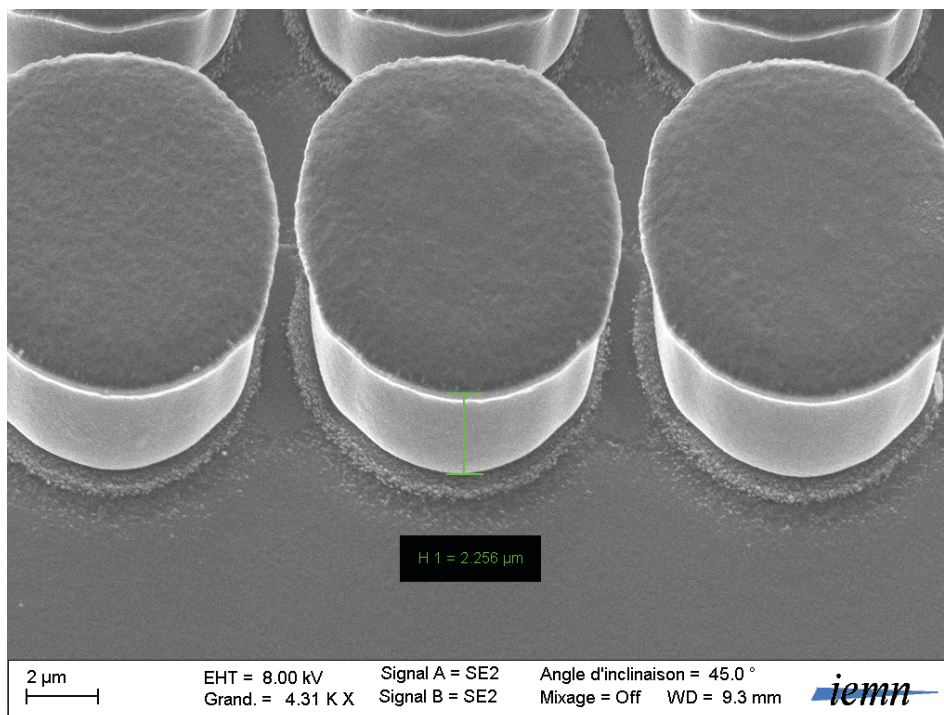


Рис. 7. Изображение изготовленного фонованного кристалла, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа

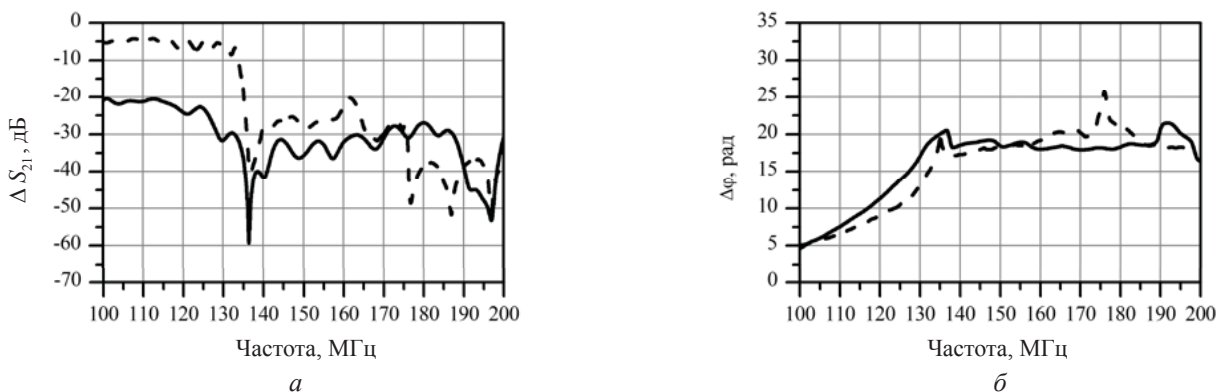


Рис. 8. Частотная зависимость функции передачи  $\Delta S_{21}$  в эксперименте (сплошная линия) и полученная численно (пунктирная линия) (а); накопленная разность фаз  $\Delta\varphi$  в эксперименте (сплошная линия) и полученная численно (пунктирная линия) (б)

с экспериментальными данными. Однако вторая запрещенная зона смещена приблизительно на 15 МГц, что можно объяснить различием между упругими свойствами материала столбиков (никеля), используемыми в расчетах, и реальными значениями плотности и упругих констант никеля в изготовленной структуре. Несовпадение расчетных и экспериментальных характеристик по амплитуде связано с тем, что при измерениях не проводилось согласование ВШП, имеющего комплексный импеданс, с волновым сопротивлением кабеля, равным 50 Ом. Отметим, что на графике

для разности фаз (рис. 8, б) также идентифицируется сдвиг второй запрещенной зоны по сравнению с расчетными значениями. В остальном графики с хорошей точностью совпадают.

### Заключение

В данной работе методом конечных элементов проведен анализ взаимодействия ПАВ с ФК, представляющим собой периодическую решетку цилиндрических никелевых столбиков, расположенных на пьезоэлектрической подложке  $Y+128^\circ$ -среза  $\text{LiNbO}_3$ .



Экспериментальная проверка построенного метода расчета показала хорошее соответствие измеренной функции передачи ФК и расчетных значений для первой зоны непропускания. Выбор для численного моделирования более точных материальных параметров ФК позволит более точно прогнозировать и вторую запрещенную зону.

Полученная информация о прохождении ПАВ через рассмотренные ФК может быть использована для проектирования резонаторов и полосовых фильтров.

Авторы выражают благодарность С. Г. Сучкову за полезные комментарии к работе.

*Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Правительства Российской Федерации (№ 11.G34.31.0030 и № 14.B37.21.1988).*

#### Список литературы

1. Sigalas M., Economou E. N. Band structure of elastic waves in two dimensional systems // Solid State Communications. 1993. Vol. 86, № 3. P.141–143.
2. Tanaka Y., Tamura S. Surface acoustic waves in two-dimensional periodic elastic structures // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. P. 7958–7965.
3. Craster R. V., Guenneau S. Acoustic Metamaterials. Dordrecht : Springer Series in Materials Science, 2013.
4. Pennec Y., Vasseur J. O., Djafari-Rouhani B., Dobrzyński L., Deymier P. A. Two-dimensional phononic crystals : Examples and applications // Surface Science Reports. 2010. Vol. 65. P. 229–291.
5. Wu T.-T., Wu L.-C., Huang Z.-G. Frequency band-gap measurement of two-dimensional air/silicon phononic crystals using layered slanted finger interdigital transducers // J. of Applied Physics. 2005. Vol. 97. 094916.
6. Dissanayake D. W. Acoustic Waves. Croatia : Sciyo Publ., 2010. P. 91–124.
7. Wu T.-T., Wang W.-S., Sun J.-H., Hsu J.-C., Chen Y.-Y. Utilization of phononic-crystal reflective gratings in a layered surface acoustic wave device // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. 101913.
8. Laude V., Wilm M., Benchabane S., Khelif A. Full band gap for surface acoustic waves in a piezoelectric phononic crystal // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. 036607.
9. Benchabane S., Khelif A., Rauch J.-Y., Robert L., Laude V. Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73. 065601.
10. Khelif A., Achaoui Y., Benchabane S., Laude V., Boujema A. Locally resonant surface acoustic wave band gaps in a two-dimensional phononic crystal of pillars on a surface // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. 214303.
11. Achaoui Y., Khelif A., Benchabane S., Robert L., Laude V. Experimental observation of locally-resonant and Bragg band gaps for surface guided waves in a phononic crystal of pillars // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. 104201.
12. Никитов С. А., Григорьевский А. В., Григорьевский В. И., Котелянский И. М., Лузанов В. А., Миргородская Е. Н., Сучков С. Г. Особенности распространения поверхностных акустических волн в двумерных фоновых кристаллах на поверхности кристалла ниобата лития // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 7. С. 876–888.

УДК 537.87; 621.3.09

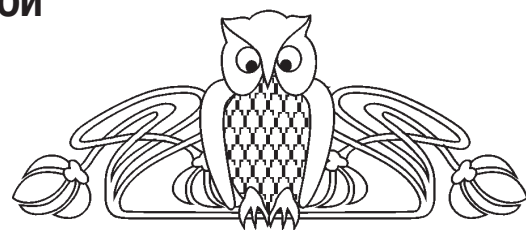
## АНАЛИЗ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ИНТЕГРАЛЬНОЙ АНТЕННЫ РАДИОЧАСТОТНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИОННОЙ МЕТКИ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 5.5–6.5 ГГц

С. Г. Сучков, В. А. Николаевцев, Д. С. Сучков,  
В. В. Ермишин, А. В. Россошанский

Саратовский государственный университет  
E-mail: nikolaevcev@ya.ru

Методом конечных элементов проведен численный анализ эффективности и диаграммы направленности интегральной антенны радиочастотной идентификационной метки на поверхностных акустических волнах. Найдены оптимальные параметры антенны, согласованной с встречно-штыревым преобразователем на диапазоне 5.5–6.5 ГГц.

**Ключевые слова:** система радиочастотной идентификации, радиочастотная идентификационная метка, акустоэлектроника, интегральная антенна.



#### Analysis by Finite Element Method of Integral Antenna of RFID Tag at 5.5–6.5 GHz

S. G. Suchkov, V. A. Nikolaevtsev, D. S. Suchkov,  
V. V. Ermishin, A. V. Rossoshansky

Numerical analysis effective integral antenna of acoustoelectronic RFID tag was accomplished. Optimal parameters of the antenna compatible with interdigital transducer on a range of 5.5–6.5 GHz were obtained.



**Key words:** radiofrequency identification system, radiofrequency identification tag, acoustoelectronics, integrated antenna.

### Введение

При создании системы радиочастотной идентификации, удовлетворяющей конкретным требованиям потребителя, зачастую размеры и конструкция антенны имеют первостепенное значение. Так, для областей применения, где требуется в первую очередь миниатюризация радиочастотной идентификационной метки (РИМ) [1, 2], антенну необходимо располагать в пределах размеров самого кристаллического чипа.

Для таких антенн размер кристалла, а значит, и его стоимость, увеличиваются в 2–3 раза по сравнению с внешней оптимальной антенной, однако наряду с уменьшением размеров и неоптимальностью антенны возникает возможность располагать отражатели ПАВ по разные стороны от встречно-штыревого преобразователя (ВШП) [3], что сразу снижает потери на 6 дБ и, кроме того, позволяет увеличить коэффициенты отражения отражателя, что также уменьшает потери сигнала РИМ ещё на 1–2 дБ. Часто обязательным требованием потребителя является независимость идентификации РИМ от её положения в пространстве относительно антенны ридера. Для этого необходимо добиваться диаграммы направленности (ДН), близкой к сферической. И в этом случае использование антенн, сформированных непосредственно на кристалле, весьма эффективно, так как размер излучателя уменьшается пропорционально  $\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}}$ , где  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость полубесконечной пластины ниобата лития, а диэлектрическая проницаемость используемых кристаллов ниобата и танталата лития весьма велика (превышает 45). Таким образом, применение неоптимальных антенн, сформированных непосредственно на кристалле, практически целесообразно.

На рис. 1 представлены результаты расчетов (методом интегральных уравнений [4]) и измерений ДН интегральной антенны. Видно, что расчет методом интегральных уравнений только качественно описывает зависимость эффективности излучения от направления приёма. Кроме того, ДН антенны, используемой в эксперименте, дает перепад мощности по направлению на 3 дБ, что не всегда приемлемо потребителю. Поэтому необходимо исследовать антенны более сложных форм и применить метод конечных элементов.

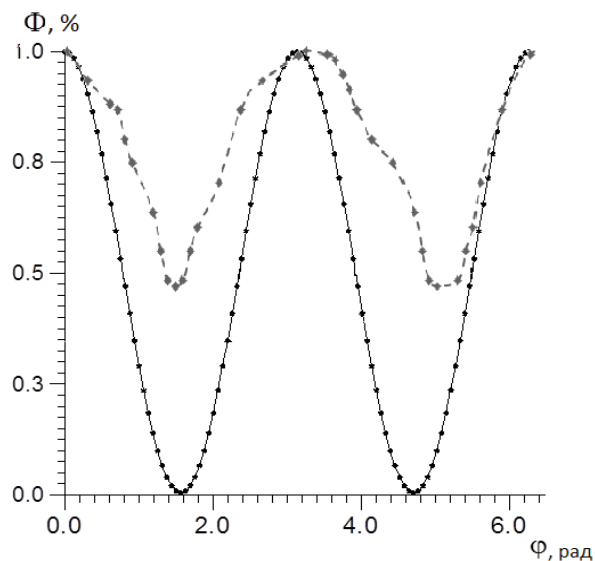


Рис. 1. Азимутальная ДН антенны «электрического» типа; непрерывная линия – расчет, штриховая линия – эксперимент

### Расчет антенн сложной формы методом конечных элементов

Основным преимуществом РИМ на 6 ГГц является их миниатюрность по сравнению с более низкочастотными РИМ. Во всех известных РИМ используется внешняя по отношению к кристаллическому чипу антенна, которая и определяет общие размеры РИМ. В диапазоне 6 ГГц появляется возможность (и есть необходимость) использовать микроантенну, изготовленную непосредственно на кристаллической подложке, размеры которой снижаются за счет использования высокой диэлектрической проницаемости ниобата лития ( $\varepsilon_{\text{ср}} = 46$ ). Для этого, конечно, потребуется увеличение размеров подложки, что удорожает РИМ, но в некоторых областях их использования более важным является размер, а не цена РИМ.

Эффективная диэлектрическая проницаемость полубесконечной пластины ниобата лития

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{\varepsilon_{\text{ср}} + 1}{2} = 23,5,$$

следовательно, замедленная длина волны

$$\lambda_{\text{зам}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}}} = 12,4 \text{ мм},$$

а характерный размер одного простого вибратора равен  $\lambda_{\text{зам}}/4 = 3.1$  мм. Поэтому максимальный размер антенны составляет 6.2 мм. Однако реальная пластина имеет толщину не более 2 мм, вследствие чего эффективная диэлектрическая проницаемость уменьшается. Поэтому



будем считать допустимым максимальный размер кристалла 12 мм.

Кроме того, лишь в ограниченном числе применений можно обеспечить заранее фиксированное положение РИМ с заранее известным направлением максимального излучения ее антенны. В большинстве требований к характеристикам РИМ предусматривается независимость ее идентификации от ее пространственного расположения относительно антенны ридера. Для этого требуется обеспечить ДН близкой к сферической. Отклонения от сферичности связаны с расстоянием идентификации и осуществимостью некоторых антиколлизий алгоритмов. Допустимым будем считать максимальное отклонение ДН от сферичности 3 дБ.

Ввиду сложности теоретического расчета такой антенной системы (и зачастую невозможности проведения аналитических расчетов) и доступности численного моделирования с последующим расчетом основных характеристик антенны с заданной точностью для оптимизации конструкции антенны выбран именно метод численного моделирования. Моделирование проведено в среде Comsol Multiphysics 4.3b, реализующей метод конечных элементов.

#### **Общее описание модели, допущения и ограничения**

Моделирование антенны проводилось следующим образом. Считается, что антенна в виде пленочной структуры расположена на поверхности параллелепипеда из ниобата лития  $Y+128^\circ$ -срезы, материал антенны – алюминий. В разрыв между вибраторами включен порт, моделирующий ВШП. Пьезоэлектрические свойства ниобата лития в расчет не принимаются, поскольку при расчете электродинамических характеристик антенны влиянием пьезоэффекта можно пренебречь, но учитывается анизотропия диэлектрических свойств кристалла.

#### **Выбор параметров оптимизации и целевой функции**

Основными расчётными характеристиками антенны, рассматриваемыми в ходе оптимизации, были входной импеданс антенны и её ДН. Как известно, для лучшего согласования антенны с ВШП, а следовательно, передачи максимума энергии от антенны к ВШП и в обратном направлении, ее входной импеданс должен иметь величину, комплексно сопряженную величине импеданса ВШП.

Параметры, влияющие на характеристики антенны, при условии неизменности материала подложки и типа антенны – это набор параметров, характеризующих ее топологию, толщину металлизации и размеры подложки. Большое количество параметров приводит к огромному числу их возможных сочетаний, что не только вызывает затруднения в моделировании из-за больших временных затрат на расчет, но и, как будет говориться далее, не является целесообразным, поскольку необходимый результат можно получить и при использовании меньшего числа параметров. Поэтому желательно задавать топологию антенны как можно более простой, с постепенным введением дополнительных параметров только ввиду необходимости.

Целевая функция, по значению которой можно судить об оптимальности того или иного сочетания параметров, должна включать величину, являющуюся мерой отклонения от сферической симметрии ДН, поскольку важен равномерный отклик антенны по всем направлениям ввиду произвольности положения РИМ в пространстве по отношению к считывающему устройству. Также должна быть взята в расчет и величина, характеризующая отличие импеданса антенны от значения, комплексно сопряженного значению импеданса ВШП, поскольку именно при таком значении импеданса антенны достигается наилучшее ее согласование с ВШП. Принято, что импеданс ВШП на частоте 6 ГГц  $Z_{IDT} = 50 - i 300$ .

Мера отклонения от сферической симметрии ДН антенны задается коэффициентом несферичности, равным отношению максимального значения электрического поля на удаленной на требуемое расстояние сфере к минимальному:

$$C_E = E_{\max} / E_{\min}$$

Отличие импеданса антенны от оптимального значения задается модулем разности его расчетного значения и эталонного ( $\Delta Z$ ). Однако данная величина не дает полной информации об эффективности излучения антенны, поскольку антенна должна быть согласована не только с ВШП, но и с внешним пространством (вакуумом, импеданс которого равен 377 Ом).

Для того чтобы оценить эффективность излучения антенны, используем энергетическую характеристику, равную отношению излучаемой мощности к подводимой, выраженную в процентах:

$$\Theta = N_{rad} / N_{inp} \times 100\%$$

Будем считать допустимыми значения  $\Theta > 20\%$ .



### Выбор типа антенны и результаты численных экспериментов

При проектировании антенн цель разработчика – получение антенны с заданными электрическими характеристиками. При этом ввиду громоздкости расчетов и накопленного в этой области опыта выбирается конструкция антенны, из общих соображений являющаяся наиболее эффективной и как можно более простой (и, по возможности, компактной для миниатюризации устройства).

Симметричная форма антенны является необходимым условием гладкости и равномерности ее ДН. Антенна с такой ДН, по форме максимально близкой к сфере, будет обеспечивать надежный прием и передачу сигнала независимо от ориентации РИМ в пространстве относительно антенны считывателя.

Простая полосковая антенна имеет ДН, существенно отличающуюся от сферической (рис. 2). Все ДН были рассчитаны для расстояния от РИМ 20 м, выбранного из практических соображений. В направлении, параллельном полоскам, электромагнитные волны не распространяются, и на ДН в этом направлении содержится «прокол», который видно на рис. 2. Здесь и далее светлые участки рисунка соответствуют большей плотности потока энергии, а более темные – меньшей.

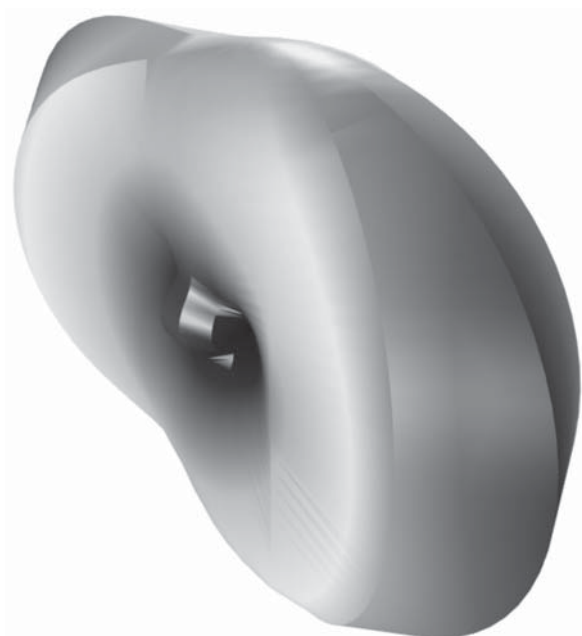


Рис. 2. Вид ДН (половины ДН вследствие симметрии) антенны простого вибратора

Линейные размеры данной антенны выходят за допустимые рамки кристаллической

подложки РИМ. Следует учесть, что антенны, ориентированные вдоль различных направлений на кристалле, имеют разную протяженность. Разница обусловлена анизотропностью материала подложки. Для подложки из ниобата лития  $Y+128^\circ$  – среза толщиной 3 мм – такие границы на общую протяженность антенны для одной ветви составляют 12 мм.

Результаты расчетов показывают, что антенна в виде простого вибратора не позволяет достичь вышеуказанных требований, поэтому требуется создание антенны, имеющей более сложную топологию. Вибраторы не должны иметь форму прямых отрезков микрополоска. Поэтому следующим шагом является исследование антенны, по форме напоминающей букву *H* (*H*-антенны).

Каждый из вибраторов имеет форму буквы *T*. Таким образом, при протекании токов в антенне одноименные заряды проходят одновременно в оба конца «шляпки» *T*-образного вибратора. Вследствие этого электромагнитные волны в направлении «ножки» *T*-образного вибратора тоже распространяются, частично заполняя «прокол» ДН. Однако в то же самое время в другом вибраторе распространяются заряды с противоположным знаком, т.е. течет ток в обратном направлении. Поэтому электромагнитные волны от обеих «шляпок» интерферируют в дальней зоне и гасят друг друга. Расчеты также это показывают. Поэтому такая конструкция антенны не подходит.

В качестве следующей формы антенны для оптимизации рассматривался полосковый симметричный вибратор, состоящий из двух идентичных симметрично расположенных относительно ВШП вибраторов, каждый из которых для придания компактности конструкции и улучшения сферичности ДН имеет два поворота на 90 градусов (рис. 3).

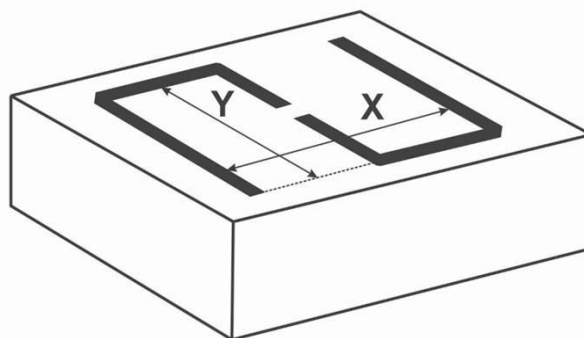


Рис. 3. S-образная антенна



Как видно из рис. 4, ДН для *S*-образной антенны с длиной вибратора  $\lambda/4$  близка к ДН простого электрического диполя с той же длиной вибратора, т.е. тороида. Поэтому необходимо увеличение размеров антенны, чтобы ее геометрия начинала влиять на форму ДН, и можно было бы добиться сферичности при определенных соотношениях между размерами «плеч» вибраторов и достаточной эффективности антенны.

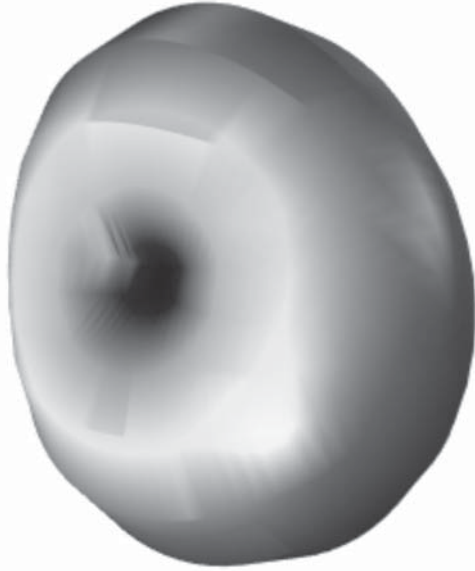


Рис. 4. ДН *S*-образной антенны с длиной вибратора, равной четверти длины замедленной электромагнитной волны

### Оптимизация геометрии антенны и анализ чувствительности электрических параметров к варьированию геометрических размеров антенны

Оптимизация геометрии *S*-образной антенны осуществлялась перебором следующих параметров: соотношение размеров антенны *X* и *Y* (см. рис. 3), ширина полоска, толщина металла. Частота, на которой производилась оптимизация – центральная частота разрешенного диапазона [5], составляющая 6 ГГц. Результаты оптимизации сведены в таблицу.

Как можно видеть из данных, приведенных в таблице, характеристики антенны сильно зависят от размеров *X* и *Y* антенны. Однако, как показывают расчеты, они очень незначительно зависят от таких параметров, как ширина полоска вибратора и толщина металлического слоя. При изменении параметров на порядок характеристики меняются на величину менее 1%. Поэтому оптимизация по данным параметрам не отражена в таблице.

Таким образом, из таблицы видно, что входной импеданс антенны при изменении размеров *X* и *Y* может иметь как индуктивную, так и емкостную реактивные части. Очевидно, излучение антенны эффективнее при наличии индуктивной реактивной части импеданса. При этом эффективность излучения может достигать значений, больших 20%. Например, при

Оптимизация геометрии антенны

№ варианта	<i>X</i> , мм	<i>Y</i> , мм	<i>Z</i> , Ом	$\Delta Z$ , Ом	$C_E$	$\mathcal{E}$ , %
1	2	2	8 + 49i	255	113.9	2.1
2	2	4	21 – 169i	469	2.6	1.5
3	2	6	537 + 520i	534	2.9	25
4	2	8	6 – 38i	340	5.1	0.6
5	4	2	160 + 17i	303	24	27
6	4	4	6 – 59i	362	2.1	0.8
7	4	6	288 + 303i	238	2.4	44
8	4	8	14 + 25i	278	16	2.7
9	6	2	86 – 217i	518	39	5.5
10	6	4	5 – 9i	312	1.6	0.8
11	6	6	125 – 295i	599	2.4	5.3
12	6	8	36 + 132i	168	3.6	17
13	8	2	17 – 94i	396	31	2.0
14	8	4	39 + 56i	245	19	10
15	8	6	11 – 47i	349	3.6	1.2
16	8	8	227 + 437i	224	2.6	39
17	10	2	9 – 42i	345	34	1.3
18	10	4	141 + 306i	91	18	3.6
19	10	6	10 + 30i	273	3.6	1.9
20	10	8	459 – 317i	740	11	10





значении параметров  $X = 4$  мм,  $Y = 2$  мм (вариант № 5), как видно из таблицы, достигается значение 27%. Однако при этом  $C_E = 24$ , и ДН существенно отличается от сферической. При значениях параметров  $X = 6$  мм,  $Y = 4$  мм (вариант № 10) достигается хорошая близость к сферической ДН. Поскольку отношение  $C_E = E_{\max} / E_{\min} = 1.6$ , то такое же отношение для модулей плотности потока энергии равно 2.56, поэтому отклонение ДН от сферической составляет 4 дБ, что близко к заданным выше требованиям. Однако эффективность излучения антенны в данном случае меньше 1%, поэтому данная конструкция не подходит по практическим соображениям, так как эффективность антенны  $\mathcal{E}$  не должна быть меньше 20% в соответствии с заданными выше

требованиями. То же самое утверждение справедливо и для  $X = 4$  мм,  $Y = 4$  мм (вариант № 6).

Рассмотрим антенну с параметрами  $X = 4$  мм,  $Y = 6$  мм (вариант № 7). Для определенности ширину полоска можно выбрать равной 100 мкм, а толщину металлической пленки – 5 мкм. С одной стороны, отношение максимальной мощности к минимальной, судя по данным из таблицы, составляет  $\mathcal{E}^2 = 5.76$ . Тогда отклонение ДН от сферической не превышает 7.6 дБ. Это отклонение выше допустимого. Однако эффективность возбуждения в данной конструкции антенны равна 44%, что в некоторых случаях может быть более существенным, чем сферичность ДН РИМ. ДН для этой конструкции антенны РИМ показана на рис. 5.

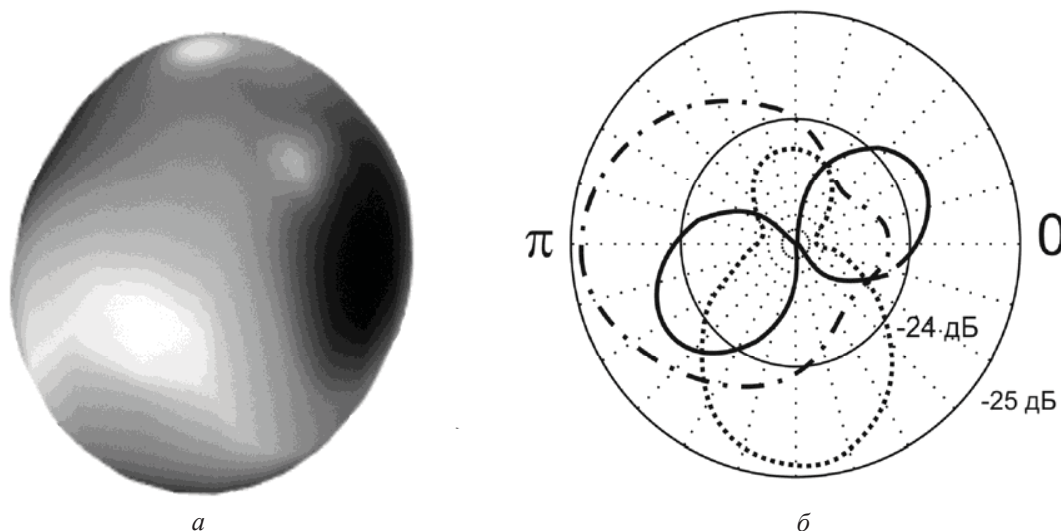


Рис. 5. ДН для выбранных параметров антенны на центральной частоте: *а* – трехмерная картина; *б* – проекции на базовые плоскости кристалла: сплошная линия – в плоскости антенны, штриховая и пунктирная – перпендикулярно плоскости антенны

Как показывают расчеты, на границах разрешенного диапазона частот (5.6 и 6.4 ГГц) значения плотности потока энергии отличаются не более чем на 0.5 дБ. Это позволяет с использованием такой антенны обеспечить надежный прием сигнала РИМ на считыватель при работе во всем разрешенном диапазоне частот.

В дальнейшем, оптимизируя форму вибраторов (окружность, эллипс и т.п.), видимо, можно будет улучшить и сферичность ДН до требуемого уровня.

### Заключение

Таким образом, были проведены анализ и обоснование выбора конструкции интегральной антенны, которая должна обладать характеристиками, необходимыми для надежной работы

акустоэлектронной РИМ. Из практических соображений и проведенных теоретических расчетов была выбрана конструкция *S*-образной антенны, параметры которой оптимизировались.

В итоге определилась следующая конструкция антенны РИМ для диапазона 6 ГГц. Это *S*-образная антенна (см. рис. 3) на подложке ниобат лития  $Y+128^\circ$  – среза толщиной 1 мм. Антенна имеет следующие размеры:

- разрыв между вибраторами – 80 мкм,
- ширина полоска вибратора – 100 мкм,
- толщина металлизации – 5 мкм,
- размер  $X = 4$  мм, размер  $Y = 6$  мм.

Такая антенна обеспечивает эффективность излучения сигнала 44% с коэффициентом несферичности ДН  $10\lg(C_E) = 7.6$  дБ, и, следовательно, может быть использована для уверенного при-



ема сигнала РИМ считывателем при некоторых ограничениях в ориентации РИМ относительно антенны считывателя. В дальнейшем при оптимизации формы вибраторов возможно улучшение сферичности ДН до требуемого уровня при сохранении высокой эффективности излучения.

### Список литературы

1. *Sveshnikov B. V., Suchkov S. G., Yankin S. S., Nikitov S. A., Suchkov D. S., Plessky V. P.* Feasibility of SAW Tags in the 6 GHz Frequency Band // Proceedings of the 2013 IEEE International Ultrasonics Symposium. Prague, Czech Republic, 2013. P. 1408–1411.
2. *Сучков С. Г., Янкин С. С., Николаевцев В. А., Сучков Д. С., Шатрова Ю. А., Ермишин В. В., Никитов С. А.* Система радиочастотной идентификации на основе поверхностных акустических волн для нового

частотного диапазона 6 ГГц // Актуальные проблемы электронного приборостроения : сб. междунар. науч.-техн. конф. : в 2 т. Саратов, 2014. Т. 2. С. 307–312.

3. Пассивная радиочастотная идентификационная метка на поверхностных акустических волнах : пат. 135451 Рос. Федерация. № 2013128457/28 ; заявл. 24.06.13 ; опубл. 10.12.13, Бюл. № 34. 2 с.
4. *Давидович М. В.* Диаграммы направленности микрополосковых антенн : расчет с использованием разложений по Е- и Н- модам // Радиолокация, навигация, связь : сб. докл. VII междунар. науч.-техн. конф. : в 3 т. Воронеж, 2001. Т. 3. С. 572–574.
5. Решение Государственной комиссии по радиочастотам об использовании полос радиочастот 5150–5350 МГц и 5650–6425 МГц радиоэлектронными средствами фиксированного беспроводного доступа от 15 июля 2010 г. № 10-07-02. URL: [http://minsvyaz.ru/common/upload/reshen\\_gkrch.pdf](http://minsvyaz.ru/common/upload/reshen_gkrch.pdf) (дата обращения: 01.12.2014).

УДК 538.971

## МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭМИССИОННОЙ СПОСОБНОСТИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

**О. Е. Глухова, И. В. Кириллова, А. Н. Савин, К. А. Гребенюк, М. М. Слепченков, А. С. Колесникова, А. А. Фадеев, Д. С. Шмыгин**

Саратовский государственный университет  
E-mail: [graphene@yandex.ru](mailto:graphene@yandex.ru)

Дан обзор работ, посвященных исследованию эмиссионных свойств углеродных нанотрубок и выявлению способов управления этими свойствами. Выделены пять основных методов повышения эмиссионной способности углеродных нанотрубок.

**Ключевые слова:** углеродная нанотрубка, автокатод, эмиссионная способность, работа выхода, синтезирование, плазма, допирование.

### Methods for Enhancing Emissive Ability of the Carbon Nanotubes

**O. E. Glukhova, I. V. Kirillova, A. N. Savin, K. A. Grebenuk, M. M. Slepchenkov, A. S. Kolesnikova, A. A. Fadeev, D. S. Shmygin**

The analysis of papers devoted to study of the emission properties of the carbon nanotubes and to revealing ways for the control of these properties has been performed. Five main methods for enhancing emissive ability of the carbon nanotubes have been singled out.

**Key words:** carbon nanotube, cathodes, emissive ability, work function, synthesizing, plasma, doping.

### Введение

Одной из актуальных задач современной эмиссионной электроники является получение токов автоэмиссии высокой и сверхвысокой плотностей с автокатодов. Материал, на основе которого могут быть построены подобные устройства, должен отвечать таким требованиям, как

стабильность атомной структуры, высокие тепло- и электропроводность, способность выдерживать высокие температуры.

Долгое время материалами для создания автокатодов служили тугоплавкие металлы (вольфрам, молибден, рений, платина), а также металлы переходных групп (хром, ниобий, гафний). Однако автокатоды из таких материалов не могут работать длительное время, так как происходит разрушение микровыступов, определяющих автоэмиссию с рабочей поверхности катода. В связи с этим в настоящее время проявляется высокий интерес к созданию автоэлектронных эмиттеров на основе углеродных наноструктурированных материалов: наноалмазов, алмазоподобного углерода, фуллеренов, углеродных нанотрубок, графена.

Уникальной особенностью автокатодов, изготовленных на основе углеродных нанокластеров, является низкий порог возбуждения автоэлектронной эмиссии. Низкий порог наблюдается практически для всех наноуглеродных эмиттеров и соответствует электрическим полям, на два-три порядка более низким, чем для металлов и полупроводников. Среди углеродных наноматериалов, на базе которых проектируются модели источников автоэмиссионного тока, наибольшее распространение получили углеродные нанотрубки.





Углеродные нанотрубки обладают большим потенциалом в качестве эффективного автоэмиссионного материала благодаря своим уникальным физическим и химическим свойствам, к которым, в первую очередь, можно отнести высокие аспектное отношение, электрическую проводимость, механическую прочность и химическую инертность.

Существует целый ряд научных работ, посвященных исследованию эмиссионных свойств углеродных нанотрубок и выявлению способов управления этими свойствами. Целью данной работы стало выявление основных методов, используемых для улучшения эмиссионной способности углеродных нанотрубок. Для этого нами был проведен анализ работ [1–19], в результате которого были выделены пять основных методов повышения эмиссионной способности углеродных нанотрубок. Охарактеризуем каждый из выделенных методов.

#### **Бомбардировка нанотрубок частицами плазмы**

Обширные исследования были посвящены модификации эмиссионной способности углеродных нанотрубок посредством бомбардировки высокоэнергетичными ионами и электронами [1–3]. Установлено, что облучение ионами кислорода приводит к снижению работы выхода углеродных нанотрубок с 4.6 до 4 эВ [1]. Обработка нанотрубок ионами плазмы на атомах благородного газа (гелий, аргон и др.) способствует увеличению коэффициента поля с 737 до 2775 и снижению напряженности поля включения с 3.13 по 1.39 В/мкм [2]. Выявлено, что высокая доза облучения ионами кремния позволяет увеличить в несколько раз коэффициент усиления поля для нанотрубок [3].

Недостатком способов повышения эмиссионной способности углеродных нанотрубок, указанных в работах [1–3], является то, что они требуют очень высоких энергий бомбардировки (от КэВ до МэВ). Один из путей решения данной проблемы предложен в работе [4]. В этом исследовании авторы использовали бомбардировку нанотрубок ионами азота и водорода в энергетическом диапазоне всего несколько эВ. Объектом исследования был массив вертикально ориентированных углеродных нанотрубок, расположенных на оксидированных кремниевых подложках. Нанотрубки, подвергнутые низкоэнергетической бомбардировке ионами плазмы, показали лучшие результаты

по сравнению с чистыми образцами [4]. Для облученных нанотрубок поле включения составило  $\sim 0.16$  В/мкм, в то время как для чистых образцов его значение равнялось  $\sim 0.36$  В/мкм. Максимальная плотность тока, полученная для обработанных с помощью плазмы углеродных нанотрубок, составляет  $\sim 3$  А/см<sup>2</sup>, что в 300 раз больше, чем для необлученного плазмой массива углеродных нанотрубок. Коэффициент усиления чистых нанотрубок составляет  $\sim 5960$  в области слабого поля и 24300 в области сильного поля. После бомбардировки атомами плазмы коэффициент возрастает до 16600 и 83957 в областях слабых и сильных полей соответственно. Образованные дефекты в виде разрушения стенок трубки в центральной области служили дополнительными эмиссионными центрами и способствовали снижению работы выхода материала на 0.5 эВ.

Таким образом, высокое аспектное отношение и формирование наноразмерных дефектов в стенке трубки являются главными причинами улучшения эмиссионной способности облученных плазмой углеродных нанотрубок.

#### **Изменение условий синтеза нанотрубок**

На процесс автоэлектронной эмиссии катодов на основе углеродных нанотрубок существенное влияние оказывает технология получения материалов. Установлено, что при синтезировании углеродных нанотрубок повышения их эмиссионной способности можно добиться:

1) путем выращивания углеродных нанотрубок на проводящей подложке (например, на подложке из сплава инконеля [5]);

2) путем использования гибридной технологии литья [6];

3) путем использования технологии спекания углеродных нанотрубок в искровой плазме [7, 8].

Для последнего случая было установлено повышение эмиссионной способности нанотрубок при снижении температуры спекания. Так, в работе [7] при снижении температуры спекания от 2000 до 1000 °С было достигнуто повышение коэффициента усиления поля с 3660 до 27869. В работе [8] показано, что образцы нанотрубок, синтезированных при низких температурах спекания, способны выстраиваться вдоль направления поля, демонстрируя лучшие эмиссионные свойства.



### **Формирование композита с другими материалами**

В последнее время активно развивается метод улучшения эмиссионной способности углеродных нанотрубок, заключающийся в образовании композитного материала на их основе. При этом для формирования композита с нанотрубками используются два вида материалов: металл или графен.

Установлено, что композиты на основе углеродных нанотрубок и металла можно успешно применять в конструировании автокатодов. Например, хорошей адгезией обладает эмиттер на основе композитного соединения многостенных нанотрубок и кобальта [9].

С появлением нового перспективного углеродного наноматериала – графена – начался новый этап развития автоэмиссионной электроники. Обладая высокой проводимостью и механической прочностью, графен является подходящим материалом для конструирования автокатодов. В настоящее время внимание исследователей привлекает возможность совместного использования графена и углеродных нанотрубок в качестве источника автоэлектронной эмиссии.

В работе [10] авторы исследуют эмиссионные характеристики гибридного материала на основе многослойного графена и углеродной нанотрубки. Объектами исследования были углеродные нанотрубки длиной ~ 20 мкм, диаметром ~ 40–60 нм и графеновые слои, длина каждого из которых составляла ~ 300 нм, ширина ~ 150 нм, а расстояние между слоями 0.34 нм. Число графеновых слоев варьировалось от 2 до 10. В ходе исследования установлено, что материал на основе многослойного графена и углеродных нанотрубок обладает хорошими эмиссионными свойствами. Полученные значения эмиссионных характеристик (коэффициент усиления поля  $\beta \sim 3980$ , работа выхода  $\Phi = 4.67$  эВ, напряженность поля включения  $E_{\text{он}} = 0.98$  В/мкм), а также высокая стабильность композита свидетельствуют о том, что гибридный материал на основе графена и нанотрубок является перспективным для конструирования высокоэффективных полевых эмиттеров.

### **Оптимизация геометрии нанотрубок**

В работе [11] автоэлектронная эмиссия изучалась на примере одинарной многостенной углеродной нанотрубки, присоединенной к графитовому стержню, расположенному вдоль

направления внешнего электрического поля. При комнатной температуре и напряжении смещения менее чем 80 вольт был получен эмиссионный ток в диапазоне от 0.1 до 1 мА. В ходе исследования было установлено, что эмиссия может усиливаться посредством открытия концов нанотрубки. Именно в этих областях концентрируется максимальное электрическое поле.

Изменения в электронной структуре шапочек нанотрубки могут вызывать значительные различия в значениях тока автоэлектронной эмиссии и его температурной зависимости. Расчеты, проведенные методом функционала плотности, показали, что эмиссия при условии большого электрического поля на концах трубки может стабилизировать адсорбируемые вещества и снизить потенциал ионизации, облегчив тем самым испускание электронов [12].

Одностенные углеродные нанотрубки имеют меньший диаметр по сравнению с многостенными углеродными нанотрубками и поэтому способны достичь более высокой плотности тока и более длительного времени его существования. Вольт-амперные характеристики одинарных бездефектных нанотрубок выявили эмиссионный ток величиной 2 мА и плотностью  $10^8$  А/см<sup>2</sup> [13]. Таким образом, одностенные углеродные нанотрубки с открытыми концами обладают лучшими автоэмиссионными свойствами, чем закрытые углеродные нанотрубки.

### **Допирование атомами металлов**

Одним из препятствий для использования углеродных нанотрубок в качестве материала для автокатодов является высокая работа выхода трубок (4.6–5 эВ), затрудняющая выход электронов. Процесс допирования нанотрубок различными химическими элементами является эффективным методом управления их автоэмиссионными свойствами. В частности, внимание исследователей привлекает допирование нанотрубок щелочными металлами с целью модификации их электронных свойств.

Установлено, что допирование атомами калия приводит к улучшению эмиссионных характеристик двустенных углеродных нанотрубок [14]. Показано, что для недопированных двустенных нанотрубок электрическое поле включения составило 1.42 В/мм и плотность эмиссионного тока 1 мкА/см<sup>2</sup> при величине внешнего поля 2.63 В/мм. С другой стороны, допированные калием двустенные нанотрубки показали низкое электрическое поле включения 1.08 В/мкм



и высокую плотность автоэмиссионного тока  $1 \text{ мкА/см}^2$  при внешнем электрическом поле  $2.2 \text{ В/мкм}$ .

Авторами работы [15] выявлено, что для открытых атомами лития углеродных нанотрубок эмиссионный ток увеличился в 10 раз по сравнению с током беспримесных трубок. Работа выхода нанотрубок с атомами лития снижается с 5.3 до 4.9 эВ. Улучшения эмиссионных свойств нанотрубок можно добиться путем функционализации их поверхности атомами никеля и серебра [16]. Такая модификация позволяет добиться значений коэффициента усиления поля 24264 и 25565 для нанотрубок с атомами никеля и серебра соответственно.

В устройствах вакуумной микроэлектроники широко используется осаждение цезия. Было установлено, что интеркаляция цезия в пучки углеродных нанотрубок снижает их работу выхода с 4.8 до 2.4 эВ и структура является стабильной в сверхвысоком вакууме во время эмиссии электронов [17].

В работе [18] исследуется влияние допирования цезия на автоэмиссионные свойства многостенной углеродной нанотрубки известных индексов киральности. Объектом исследования была нанотрубка длиной 0.6 мкм, внутренним диаметром 4 нм и внешним диаметром 8 нм. Было обнаружено, что для данной беспримесной трубки коэффициент усиления поля составляет  $3,4 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ , а работа выхода – 4.8 эВ. Установлено, что осаждение атомов цезия приводит к снижению работы выхода углеродной нанотрубки от 4.8 до 3.8 эВ. В процессе допирования атомы цезия осаждались на внешней оболочке и концах трубки. В результате уровень Ферми сдвигался ближе к уровню вакуума, что привело к более низкой работе выхода нанотрубки.

В работе [19] объектом исследования была закрытая нанотрубка (5.5), протяженностью 20 Å. Адсорбируемый атом цезия располагался перед нанотрубкой. Исследования показали, что сдвиг адсорбируемого атома на  $\pm 0.1 \text{ Å}$  от равновесного положения приводил к изменению эмиссионного тока менее чем на 10%. Установлено, что адсорбируемый атом снижает потенциальный барьер для эмитируемых электронов и вносит дополнительные электронные состояния вблизи уровня НОМО (последнего заполненного энергетического уровня) в спектре углеродных нанотрубок. Эти состояния локализованы на концах закрытой трубки.

## Выводы

На основании проведенного обзора можно сделать вывод, что в настоящее время существуют следующие методы повышения эмиссионной способности углеродных нанотрубок:

- 1) бомбардировка нанотрубок частицами плазмы;
- 2) изменение условий синтеза нанотрубок;
- 3) оптимизация геометрии нанотрубок;
- 4) формирование композитных соединений с другими материалами;
- 5) допирование трубок атомами металлов.

Однако большинство этих методов еще находится на стадии поисковых исследований, и в целом проблема повышения эмиссионной способности углеродных нанотрубок не может пока считаться решенной.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госконтракт 14.В37.21.1094) и при поддержке стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики (грант № СП-2302.2013.1).*

## Список литературы

1. Chen Z., den Engelsen D., Bachmann P. K., Elsbergen van V., Koehler I., Merikhi J., Wiechert D. U. High emission current density microwave-plasma-grown carbon nanotube arrays by postdepositional radio-frequency oxygen plasma treatment // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 87. P. 243104-1–243104-3.
2. Kyung S. J., Park J. B., Lee J. H., Yeom G. Y. Improvement of field emission from screen-printed carbon nanotubes by He/(N<sub>2</sub>,Ar) atmospheric pressure plasma treatment // Journal of Applied Physics. 2006. Vol. 100. P. 124303-1–124303-4.
3. Ni Z., Ishaq A., Yan L., Gong J., Zhu D. Enhanced electron field emission of carbon nanotubes by Si ion beam irradiation // Journal of Physics D: Applied Physics. 2009. Vol. 42. P. 075408-1–075408-4.
4. Hazra K. S., Koratkar N. A., Misra D. S. Improved field emission from multiwall carbon nanotubes with nanosize defects produced by ultra-low energy ion bombardment // Carbon. 2011. Vol. 49. P. 4760–4766.
5. Venugopalan R., Prakash J., Ghatak, S., Mittal K. C., Sathiyamoorthy D. The development and characterisation of carbon nanotubes grown on conductive substrate for field emission application // AIP Conference Proceedings. 2013. Vol. 1538. P. 177–180.



6. Kim T.-S., Jeong E.-W., Kim D.-Y., Kim H.-B., Cho Y.-R. Field enhancement factor of carbon nanotube cathode fabricated by hybrid molding technology // 25th International Vacuum Nanoelectronics Conference Proceedings. 2012. №. 6316963. P. 348–349.
7. Zhang H. L., Li J. F., Yao K. F., Chen L. D. Spark plasma sintering and thermal conductivity of carbon nanotube bulk materials // Journal Applied Physics. 2005. Vol. 97. P. 114310–114315.
8. Hojati-Talemi P., Kannan A. G., Simon G. P. Fusion of carbon nanotubes for fabrication of field emission cathodes // Carbon. 2012. Vol. 50. P. 356–361.
9. Arai S., Miyagawa K. Field emission properties of cobalt/multiwalled carbon nanotube composite films fabricated by electrodeposition // Applied Surface Science. 2013. Vol. 280. P. 957–961.
10. Deng J., Zheng R., Yang Y., Zhao Y., Cheng G. Excellent field emission characteristics from few-layer graphene-carbon nanotube hybrids synthesized using radio frequency hydrogen plasma sputtering deposition // Carbon. 2012. Vol. 50. P. 4732–4737.
11. Fransen M. J., van Rooy Th. L., Kruit P. Field emission energy distributions from individual multiwalled carbon nanotubes // Applied Surface Science. 1999. Vol. 146. P. 312–327.
12. Zhou G., Duan W., Gu B. Electronic structure and field-emission characteristics of open-ended single-walled carbon nanotubes // Physics Review Letters. 2001. Vol. 87. P. 095504-1–095504-4.
13. Buldum A., Lu J.P. Electron field emission properties of closed carbon nanotubes // Physics Review Letters. 2003. Vol. 91. P. 236801-1–236801-4.
14. Chun K.Y., Cheol J. L. Potassium Doping in the Double-Walled Carbon Nanotubes at Room Temperature // J. Phys. Chem. C. 2008. Vol. 112. P. 4492–4497.
15. Kim J. P., Chang H. B., Kim B. J., Park J. S. Enhancement of electron emission and long-term stability of tip-type carbon nanotube field emitters via lithium coating // Thin Solid Films. 2013. Vol. 528. P. 242–246.
16. Ye Y., Guo T. Improvement of the field emission of carbon nanotubes-metal nanocomposite // J. Mater. Sci : Mater. Electron. 2013. Vol. 24. P. 1775–1781.
17. Мусатов А. Л., Израэльянц К. Р., Чиркова Е. Г., Крестинин А. В. Автоэлектронная эмиссия из одностенных углеродных нанотрубок с нанесенными на них атомами цезия // Физика твердого тела. 2011. Т. 53, вып. 7. С. 1428–1432.
18. Zhao G., Zhang Q., Zhang H., Yang G., Zhou O., Qin L. C. Field emission of electrons from a Cs-doped single carbon nanotube of known chiral indices // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 89. P. 263113-1–263113-3.
19. Driscoll J. A., Varga K. Time-dependent density-functional study of field emission from tipped carbon nanotubes // Physical Review B. 2009. Vol. 80. P. 245431-1–245431-4.

УДК 539.193/194;535/33/34

## СТРУКТУРНО-ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И СПЕКТРАЛЬНАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОНОГИДРОКСИФЛАВОНОЛОВ

П. М. Элькин, И. Т. Шагаутдинова<sup>1</sup>, В. Ф. Пулин

Саратовский государственный технический университет  
E-mail: elkinmd@mail.ru

<sup>1</sup>Астраханский государственный университет

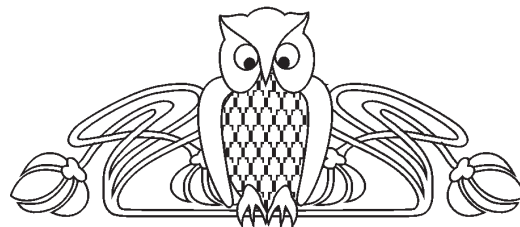
На основании расчетов параметров адиабатического потенциала конформеров моногидроксизамещенных флавонов в рамках метода функционала плотности предложены их структурно-динамические модели, выявлены признаки спектральной идентификации конформеров соединений.

**Ключевые слова:** моногидроксифлавоны, колебательные спектры, структурно-динамические модели, внутримолекулярное взаимодействие.

### Structural-dynamics Models and Spectral Identification of Monohydroxysubstituted Flavone

P. M. Elkin, I. T. Shagautdinova, V. F. Pulin

On based of the calculations for parameters of adiabatic potential by method DFT/b3LYP are proposed the structural-dynamics models



for monohydroxyflavones. The indications of spectral identification are revealed.

**Key words:** monohydroxyflavones, vibrational spectra, parameters of adiabatic potential, intermolecular interaction.

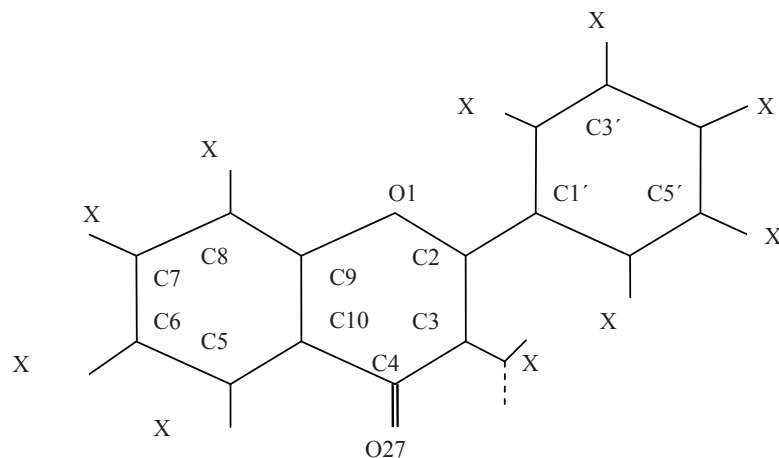
### Введение

Моногидроксизамещенные флавоны (рисунк) являются простейшими представителями флавоноидов – обширного класса низкомолекулярных многоатомных фенолов растительного происхождения. Интерес к исследованию их строения, физико-химических свойств, биологической активности по отношению к другим организмам не ослабевает. Соединения обла-



дают антибактериальной и противовирусной активностью, способностью подавлять рост и

развитие раковых клеток. За подробностями отсылаем к работе [1].



Молекулярная диаграмма моногидроксифлаванолов (X=H,OH)

Согласно современным научным взглядам основные физико-химические свойства биомолекул определяет адиабатический потенциал молекулярных объектов, наглядно проявляющийся в их колебательных спектрах. Возможность оценить параметры адиабатического потенциала (гармонические и ангармонические силовые постоянные) предоставляют неэмпирические и гибридные методы квантовой механики молекул, реализованные в виде сервисных информационных технологий. К их числу относится и известный программный продукт «Gaussian» [2]. Его использование для построения структурно-динамических моделей бициклических биомолекулярных соединений наглядно продемонстрировано, к примеру, в публикациях [3–5]. Достоверность полученных оценок параметров адиабатического потенциала обоснована хорошим совпадением данных экспериментальной и теоретической интерпретацией колебательных спектров.

В данной статье представлены результаты теоретической интерпретации колебательных спектров возможных таутомеров моногидроксизамещенных флавона (МГФ), Оптимизация геометрической структуры и оценка параметров адиабатического потенциала соединений осуществлена в рамках метода функционала плотности DFT/b3LYP/6-311G\*\*[2]. Отметим, что для ряда МГФ (замещение атома водорода бициклического фрагмента на гидроксильную группу) результаты подобного исследования представлены в публикациях [6, 7]. Их следует рассматривать как предварительные.

### Результаты модельных расчетов и их обсуждение

Оптимизация геометрии конформеров МГФ осуществлялась в предположении неплоской исходной конфигурации молекул, что позволило воспроизвести спектр низкочастотных крутильных колебаний. Учет диффузных параметров атомного базиса (+, ++ [2]) принципиального значения для оценки геометрии МГФ не имеет. Отличие сказывается на третьем знаке мантиссы для длин связей и на втором знаке для значений валентных углов. Табл. 1 дает представление об изменении геометрии циклических фрагментов по сравнению с бензольным циклом. Расхождение в значениях длин валентных связей  $\sim 0.02 \text{ \AA}$  для валентных углов достигает величины  $\sim 5.5^\circ$  и связано с положением связи ОН относительно циклического фрагмента (конформеры типа А и В). К конформерам типа А отнесли МГФ, для которых вектор *ОН* направлен против часовой стрелки по отношению к циклическому фрагменту (сплошная линия).

Сравнение с результатами модельных расчетов в предположении принадлежности МГФ к типу симметрии *C<sub>s</sub>* дает основание утверждать следующее. За исключением конформеров 8-ОНб, 2'-ОНа и 6'-ОНб при интерпретации фундаментальных колебаний можно пользоваться известным приближением свободного вращения бензольного и бициклического фрагмента относительно связи C2-C1'. Для перечисленных конформеров угол между фрагментами оценивается величиной  $\sim 45^\circ$ .



Таблица 1

## Оптимизированные значения геометрических параметров МГФ

R(1,2)	1.36	1.38	A(1,2,3)	119.1	122.5	A(8,7,X)	117.2	122.5
R(1,9)	1.36	1.38	A(1,2,1')	110.8	113.0	A(9,8,7)	117.8	119.4
R(2,3)	1.35	1.37	A(3,2,1')	124.5	128.6	A(9,8,X)	117.4	121.4
R(2,1')	1.47	1.48	A(2,3,4)	121.6	123.4	A(7,8,X)	120.2	124.2
R(3,4)	1.45	1.47	A(2,3,17)	119.8	124.0	A(2,1',2')	119.2	123.0
R(4,10)	1.46	1.49	A(4,3,17)	113.7	117.9	A(2,1,6')	118.9	123.8
R(4,O)	1.22	1.24	A(3,4,10)	113.6	115.8	A(2',1',6')	117.0	119.2
R(9,10)	1.39	1.41	A(3,4,O)	118.6	123.6	A(1',2',3')	119.7	122.5
R(5,10)	1.40	1.42	A(10,4,O)	122.2	125.6	A(1',2',X)	118.1	124.3
R(8,9)	1.39	1.41	A(4,10,9)	118.6	120.5	A(3',2',X)	116.0	121.8
R(5,6)	1.38	1.40	A(4,10,5)	120.9	124.0	A(2',3',4')	119.3	121.1
R(6,7)	1.39	1.41	A(9,10,5)	117.0	119.6	A(2',3',X)	116.9	122.4
R(7,9)	1.38	1.39	A(1,9,10)	120.7	122.9	A(4',3',X)	117.4	122.9
R(1',2')	1.40	1.42	A(1,9,8)	115.0	117.1	A(3',4',5')	119.2	120.4
R(1',6')	1.40	1.41	A(10,9,8)	120.9	123.0	A(3',4',X')	117.6	123.1
R(2',3')	1.39	1.40	A(10,5,6)	119.4	121.3	A(5',4',X')	117.4	122.8
R(3',4')	1.38	1.40	A(10,5,X)	117.4	120.7	A(4',5',6')	119.3	121.1
R(4',5')	1.39	1.40	A(6,5,X)	119.9	122.4	A(4',5',X)	117.2	122.8
R(5',6')	1.38	1.40	A(5,6,7)	119.5	120.9	A(6',5',X)	117.0	122.6
R(CH)		1.08	A(5,6,X)	117.9	123.3	A(1',6',5')	119.8	121.9
R(CO)		1.36	A(7,6,X)	116.8	122.3	A(1',6',X)	118.4	123.9
R(OH)	0.96	0.97	A(6,7,10)	120.3	122.0	A(5',6',X)	116.3	120.0
A(2,1,9)	119.6	122.2	A(6,7,X)	116.9	122.3	A(COH)	103.3	110.2

Модельные расчеты геометрической структуры указывают на наличие внутримолекулярного взаимодействия по типу водородной связи для конформеров 3-ОНb, 5-ОНa, 8-ОНb, 2'-ОНa. Длины соответствующих водородных связей оцениваются величинами 1.96, 1.71, 2.15, 1.86 Å. Полосы валентных колебаний связей ОН ( $\nu_{\text{ОН}}$ ) указанных конформеров смещаются в длинноволновый диапазон, полосы крутильных колебаний ( $\chi_{\text{ОН}}$ ) в коротковолновый диапазон что можно использовать в качестве признаков спектральной идентификации указанных конформеров.

Использование в модельных расчетах базисов 311+G\*\* и 311++G\*\*, учитывающих диффузионные эффекты (+,++), приводит к заметному смещению полос ( $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ ), интерпретированных как крутильные колебания гидроксильного фрагмента. Принципиального значения этот факт не имеет, поскольку в диапазоне ниже  $400 \text{ см}^{-1}$  в ИК спектре интенсивность указанной полосы на порядок выше остальных полос. Отметим, что оценка ангармонического

смещения полос, отнесенных к ОН фрагменту, в рамках методики из публикации [8],

$$\Delta\nu^n = \chi_{sr}(n_s + 1/2)(n_r + 1/2), \quad (1)$$

удовлетворительно согласуется с результатами применения процедуры масштабирования частот, рассчитанных в гармоническом приближении теории молекулярных колебаний. Данный факт подтверждается данными, представленными в табл. 2. Хорошее согласие результатов модельных расчетов с имеющимся экспериментом дает основание полагать, что метод функционала плотности DFT позволяет получить достоверные предсказательные оценки параметров структурно-динамических моделей гидроксисодержащих циклических и полициклических соединений.

В табл. 3, 4 предложена интерпретация МГФ, основанная на результатах модельных расчетов параметров адиабатического потенциала соединений и данных эксперимента в спектрах ИК и КР. Для МГФ, в которых гидроксильный фрагмент замещает атом водорода бензольного фрагмента (см. табл. 3), приведены эксперимен-





Таблица 2

**Интерпретация колебаний гидроксильного фрагмента фенила**

Форма колебаний	ν <sub>экс</sub> [9]	6-311G**					6-311+G**			
		ν <sub>Г</sub>	ν <sub>М</sub>	ν <sub>анг</sub>	ИК	КР	ν <sub>Г</sub>	ν <sub>М</sub>	ИК	КР
ϕ <sub>ОН</sub>	3615-3656	3834	3639	3636	54	106	3838	3643	61	107
β,β <sub>ОН</sub>	1341-1343	1371	1330	1338	35	0.3	1368	1327	27	0.5
Q <sub>СО</sub> ,β	1257-1261	1289	1251	1260	78	8.0	1276	1239	92	13
β <sub>ОН</sub> ,β,Q	1176-1179	1200	1165	1175	138	5.0	1192	1158	123	4.9
β <sub>СО</sub>	403-406	406	397	405	10	0.4	405	396	11	0.3
ρ <sub>СО</sub> ,χ	502-505	516	504	511	13	0.1	512	500	15	0.3
χ <sub>ОН</sub>	309-310	342	335	281	111	2.8	310	304	111	1.7

Примечание. Частоты колебаний приведены в см<sup>-1</sup>, интенсивности в спектрах ИК – в км/моль, в спектрах КР – в Å<sup>4</sup>/а.е.м.

тальные данные по характеристическим колебаниям для соответствующих дизамещенных бензола [9]. Для МГФ, связанных с замещением атома водорода бициклического фрагмента на гидроксильный фрагмент (см. табл. 4), приведено отнесение экспериментальных данных для нафталина и дифенила из монографии [10].

Из рассмотрения исключены полосы низкой интенсивности и характеристические по интенсивности. При формировании таблиц колебания, разделенные щелью ~ 20 см<sup>-1</sup>, представлены усредненной частотой и суммарной интенсивностью. Тем самым учтен факт смещения полос при модельных расчетах в различных базисах.

Таблица 3

**Интерпретация колебаний конформеров моногидроксифлавонолов**

Форма колебаний	ν <sub>экс</sub>		ν <sub>выч</sub>	ИК	КР	ИК	КР	ИК	КР
	[10]	[11–14]		Максимум		А-конфор		В-конфор	
2'-моногидроксифлавонол									
ϕ <sub>ОН</sub>	–	–	3694	67	125	1.0	1.0	0	0
ϕ <sub>ОН</sub>	–	–	3626	295	146	0	0	1.0	1.0
Q,β	1583	1586	1572	93	268	1.0	1.0	0.3	0.4
β	1460	1504	1486	50	55	1.0	1.0	0.4	0.4
β,Q	1290		1299	33	83	1.0	1.0	0.3	0.0
β	–	1278	1269	56	201	0.2	1.0	1.0	0.4
β	1223	1226	1237	117	173	1.0	1.0	0.3	0.8
β,Q,β <sub>ОН</sub>	–	1181	1200	108	83	1.0	1.0	0.4	0.8
β	1159	1129	1153	46	29	0.5	1.0	1.0	0.5
β	1120	–	1100	62	2	0.1	1.0	1.0	0.2
Q,β	1052	1079	1080	1	16	0.6	1.0	1.0	0.6
Q,β	1022	1029	1003	22	20	1.0	0.6	0.4	1.0
ρ	830	–	838	14	17	1.0	1.0	0.1	0.1
χ <sub>ОН</sub>	–	–	514	71	9	1.0	0.3	0.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	383	75	2	0.0	0.2	1.0	1.0
3'-моногидроксифлавонол									
ϕ <sub>ОН</sub>	–	–	3697	76	177	1.0	1.0	0.7	0.5
β,Q	1500	1504	1493	71	37	1.0	1.0	0.3	0.8
Q,β	1323	1331	1325	81	82	1.0	1.0	1.0	0.6
β,β <sub>ОН</sub>	1267	1278	1298	201	210	1.0	0.9	0.5	1.0
β	1251	1267	1262	43	89	0.3	1.0	1.0	1.0
β <sub>ОН</sub> ,β	1171	1210	1201	65	218	0.9	0.6	1.0	1.0
β,β <sub>СО</sub>	1154	1181	1169	207	92	0.6	1.0	1.0	0.2
β	1036	1929	1041	31	6	1.0	0.9	0.6	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	339	109	4	1.0	1.0	1.0	0.7



Окончание табл. 3

Форма колебаний	V <sub>эксп</sub>		V <sub>выч</sub>	ИК	КР	ИК	КР	ИК	КР
	[10]	[11–14]		Максимум		А-конфор		В-конфор	
4'-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>	–		3691	101	262	1.0	1.0	1.0	1.0
Q,β	1580	1586	1573	137	649	1.0	1.0	0.4	0.7
β	1485	1504	1507	162	50	1.0	0.5	0.7	1.0
β	1400	1439	1433	109	50	0.1	1.0	1.0	0.8
Q,β	1313	1331	1324	34	22	1.0	0.9	0.3	1.0
β,ν <sub>СО</sub>	1248	1278	1275	170	113	1.0	1.0	0.7	0.6
β	–	1226	1234	110	474	0.5	0.9	1.0	1.0
Q,β	1182	1210	1208	52	93	0.5	0.8	1.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	361	111	4	1.0	1.0	1.0	1.0
5'-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>	–		3697	80	179	1.0	1.0	0.7	0.5
β	1510	1504	1488	47	38	1.0	1.0	0.5	0.2
β	1458	1460	1459	299	115	0.5	0.9	1.0	1.0
β, Q, γ	1375	1387	1351	465	117	1.0	1.0	0.5	1.0
Q, β	1316	1331	1328	24	63	0.6	0.5	1.0	1.0
β	1251	1226	1240	21	68	0.6	0.5	1.0	1.0
Q, β	–	1210	1210	48	37	1.0	1.0	0.5	0.8
β <sub>ОН</sub>	–	–	1196	50	184	1.0	0.6	0.2	1.0
β, β <sub>ОН</sub>	1171	1181	1175	187	88	0.4	1.0	1.0	0.2
β	1154	1129	1153	41	20	0.5	1.0	1.0	0.7
γ	–	–	944	67	12	1.0	0.6	0.5	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	332	110	4	1.0	1.0	1.0	0.8
6'-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>	–	–	3693	77	153	1.0	1.0	0.0	0.0
ν <sub>ОН</sub>			3629	122	107	0.0	0.0	1.0	1.0
Q, β, γ	1609	1606	1606	252	1068	0.8	1.0	1.0	0.6
Q, β, γ	1583	1586	1570	113	599	1.0	1.0	0.9	0.5
β, Q	1500	1504	1487	58	87	0.4	0.9	1.0	1.0
β, γ, Q	1380	1387	1351	308	113	0.9	0.6	1.0	1.0
β, β <sub>ОН</sub>	1290	1331	1329	96	55	1.0	1.0	0.6	0.6
Q, ν <sub>СО</sub> , β	1223	1226	1243	116	297	1.0	1.0	0.5	0.8
β	–	1210	1214	92	250	0.6	1.0	1.0	0.3
β, β <sub>ОН</sub>	1159	1181	1177	106	12	0.3	0.5	1.0	1.0
β	1120	1129	1150	32	26	0.4	0.9	1.0	1.0
β	1060	1079	1090	41	17	1.0	1.0	0.1	0.7
γ	860	–	857	13	30	1.0	1.0	0.1	0.1
χ <sub>ОН</sub>	–	–	462	68	3	0.0	0.1	1.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	390	100	3	1.0	1.0	0.1	0.3

Как следует из табл. 3 для 2'-ОН и 6'-ОН МГФ, щель между полосами, интерпретированными как валентные колебания связей ОН (ν<sub>ОН</sub>) конформеров, оценивается величиной ~ 70 см<sup>-1</sup>. Для крутильных колебаний (χ<sub>ОН</sub>) гидроксильного фрагмента 2'-ОН МГФ она достигает величины ~ 120 см<sup>-1</sup>, 6'-ОН МГФ ~ 70 см<sup>-1</sup>. Данный факт можно объяснить наличием водородной связи между атомом кислорода О1

бициклического фрагмента и атомом водорода гидроксильного фрагмента для конформера 2'-ОНа (R<sub>O...H</sub> ~ 1.86 Å). Для конформера 6'-ОНб это водородная связь между атомом кислорода гидроксильного фрагмента и ближайшим атомом водорода бициклического фрагмента (R<sub>O...H</sub> ~ 2.03 Å). Для остальных МГФ в этой таблице в качестве признаков спектральной идентификации конформеров следует привле-



кать значения интенсивностей полос в диапазоне 1600–1100 см<sup>-1</sup>.

Для МГФ, гидроксильные фрагменты которых замещают атомы водорода бициклического фрагмента, полосы, которые предлагаются ис-

пользовать для спектральной идентификации конформеров, представлены в табл. 4. Для 3-ОН и 5-ОН МГФ это, в первую очередь, полосы, интерпретированные как валентные и крутильные колебания гидроксифрагментов.

Таблица 4

**Интерпретация колебаний конформеров моногидроксифлавонолов**

Форма колебаний	V <sub>эксп</sub>		V <sub>выч</sub>	Максимум		3a		3b	
	[10]	[11–14]		ИК	КР	ИК	КР	ИК	КР
3-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>	–	–	3654	70	99	0.0	0.0	1.0	1.0
ν <sub>ОН</sub>	3386	–	3427	152	183	1.0	1.0	0.0	0.0
Q <sub>C=O</sub>	–	–	1683	365	132	0.0	0.0	1.0	1.0
Q <sub>C=O</sub>	–	–	1645	164	131	1.0	1.0	0.0	0.0
Q,β	1611	1616	1607	328	2377	1.0	1.0	0.3	0.5
Q,β	1592	–	1570	29	376	1.0	1.0	0.3	0.7
β	1504	–	1489	30	65	1.0	1.0	0.5	0.3
β	1452	1474	1465	141	40	1.0	1.0	1.0	0.4
β	1435	–	1443	15	70	0.7	1.0	1.0	0.5
β <sub>ОН</sub> , Q, β	1387	–	1404	211	77	1.0	1.0	0.4	0.7
β	1326	1334	1332	343	431	1.0	1.0	0.0	0.1
β	1210	–	1221	42	103	0.5	1.0	1.0	0.7
β	1185	–	1181	331	136	0.4	1.0	1.0	0.2
β	1155	1139	1151	8	20	0.3	1.0	1.0	0.5
γ, β	1128	–	1113	105	25	1.0	1.0	0.4	0.4
β	1092	–	1080	39	1	1.0	0.6	0.3	1.0
γ	980	–	988	14	178	0.6	1.0	1.0	0.6
γ	699	–	697	70	5	1.0	1.0	0.6	0.8
χ <sub>ОН</sub>	–	–	644	51	6	1.0	1.0	0.0	0.0
γ	581	–	555	1	18	0.2	1.0	1.0	0.0
γ	506	–	492	12	13	0.1	1.0	1.0	0.2
χ <sub>ОН</sub>	–	–	431	52	13	0.0	0.6	1.0	1.0
5-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>	–	–	3679	67	202	0.0	0.0	1.0	1.0
ν <sub>ОН</sub>	–	–	3170	390	119	1.0	1.0	0.0	0.0
Q <sub>C=O</sub>	–	–	1682	478	229	0.0	0.0	1.0	1.0
Q, β	1624	–	1652	438	371	1.0	1.0	0.0	0.0
Q, β	1605	1625	1608	470	1312	1.0	0.8	0.6	1.0
Q, β	1577	–	1575	47	347	1.0	1.0	0.6	0.5
β, β <sub>ОН</sub>	1460	1474–	1483	236	105	1.0	1.0	0.3	0.3
Q, β <sub>ОН</sub> , β	1387	1404	1400	213	27	1.0	1.0	0.0	0.0
Q, β, β <sub>ОН</sub>	1361	–	1364	291	132	0.3	0.9	1.0	1.0
β, Q	1326	–	1319	182	45	0.3	1.0	1.0	0.7
β, Q	1280	–	1281	203	58	0.6	0.7	1.0	1.0
Q <sub>C-C</sub> , β	1239	–	1242	203	312	1.0	1.0	0.1	0.9
Q, β	1210	1215	1209	56	172	1.0	1.0	0.0	0.5
β	1185	–	1185	57	54	0.3	0.8	1.0	1.0
β	1092	–	1061	88	34	0.5	0.7	1.0	1.0
γ	980	–	989	94	91	0.4	1.0	1.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	851	93	1	1.0	1.0	0.0	0.0
χ, ρ	780	–	780	54	1	1.0	0.5	0.4	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	413	91	3	0.0	0.0	1.0	1.0



Окончание табл. 4

Форма колебаний	V <sub>эксп</sub>		V <sub>выч</sub>	Максимум		3a		3b	
	[10]	[11–14]		ИК	КР	ИК	КР	ИК	КР
6-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>		3650	3696	82	210	1.0	0.7	1.0	1.0
β,Q	1504	1490	1485	217	54	0.6	1.0	1.0	0.7
β <sub>ОН</sub>		–	1355	373	230	0.2	1.0	1.0	0.7
Q,β	1330	–	1336	215	43	1.0	1.0	0.5	0.8
β,Q,ν <sub>СО</sub>	1280	–	1293	249	69	0.3	1.0	1.0	1.0
Q <sub>С-С</sub> ,β	1256	–	1247	58	331	1.0	0.9	0.3	1.0
β,Q	1185	–	1187	159	79	1.0	0.6	0.1	1.0
β <sub>ОН</sub> ,β	1155	1169	1160	143	17	1.0	1.0	0.9	0.7
β	1125	–	1121	32	6	1.0	0.7	0.5	1.0
ρ	841	–	829	36	2	1.0	1.0	0.2	0.6
ρ	782	–	799	37	1	0.0	0.0	1.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–		330	114	4	1.0	0.6	1.0	1.0
7-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>		–	3657	67	198	1.0	1.0	0.7	0.7
Q,β	1592	1573	1577	67	254	1.0	1.0	0.6	0.8
β	1504	1507	1496	43	58	0.6	0.7	1.0	1.0
β,β <sub>ОН</sub>	1460	1455	1452	237	33	1.0	1.0	0.3	0.8
β	1290	1286	1290	154	26	1.0	1.0	0.5	1.0
β,Q <sub>С-С</sub>	1210		1225	14	135	0.4	0.6	1.0	1.0
β <sub>ОН</sub> ,β	1185	1193	1189	364	71	0.1	1.0	1.0	0.5
β	1155	1174	1161	9	28	0.0	0.3	1.0	1.0
β	1138	–	1130	272	11	1.0	1.0	0.2	0.8
ρ	841	–	832	51	5	0.6	0.8	1.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	360	382	108	3	1.0	1.0	1.0	1.0
8-моногидроксифлавонол									
ν <sub>ОН</sub>	–	–	3696	76	138	1.0	1.0	0.0	0.0
ν <sub>ОН</sub>	–	–	3668	81	48	0.0	0.0	1.0	1.0
Q,β	1611	1618	1611	45	1148	1.0	1.0	0.6	0.8
β	1438	1456	1449	85	45	0.6	1.0	1.0	0.8
Q,β,β <sub>ОН</sub>	1361	1397	1365	229	142	1.0	1.0	0.2	0.4
β,Q	1326	1340	1339	322	81	0.6	0.6	1.0	1.0
β,ν <sub>СО</sub>	–	1303	1293	129	17	1.0	0.6	0.9	1.0
β,Q	1280	1262	1276	59	64	0.4	1.0	1.0	0.9
β,β <sub>ОН</sub>	–	1226	1203	208	27	0.3	1.0	1.0	1.0
β,Q	1138	1142	1125	109	2	1.0	0.5	0.2	1.0
χ <sub>ρ</sub>	780	775	774	74	2	1.0	0.4	0.6	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	393	99	1	0.0	0.0	1.0	1.0
χ <sub>ОН</sub>	–	–	330	52	2	1.0	1.0	0.0	0.0

Внутримолекулярное взаимодействие между атомом кислорода связи C=O и атомом водорода фрагмента OH является причиной смещения полосы валентного колебания этой связи (ν<sub>ОН</sub>) в длинноволновый диапазон, а крутильных колебаний (χ<sub>ОН</sub>) в коротковолновый диапазон для конформера 3ОНb и 5ОНa. Для 8-ОН МГФ щель между полосами валентных колебаний

связей OH оценивается величиной ~30 см<sup>-1</sup>. Её использование в задаче идентификации типа конформера представляется затруднительным в отличие от щели между крутильными колебаниями (~60 см<sup>-1</sup>).

Дополнительными признаками спектральной идентификации конформеров группы МГФ, представленной в табл. 4, могут служить интен-



сивности полос в диапазоне  $1400\text{--}1100\text{ см}^{-1}$ , интерпретированные как плоские деформационные колебания связей СН и ОН.

### Заключение

Представленные результаты модельных оценок геометрической структуры и колебательных спектров конформеров МГФ, их сопоставление с имеющимися экспериментом в спектрах ИК и КР дают основание утверждать следующее. Метод функционала плотности DFT/b3LYP можно использовать для построения достоверных структурно-динамических моделей полигидроксифлавонов и выявления признаков спектральной идентификации их возможных конформеров.

К явным признакам спектральной идентификации следует отнести характеристики полос, интерпретированных как валентные и крутильные колебания гидроксильных фрагментов. Дополнительными признаками могут являться полосы, отнесенные к деформационным колебаниям валентных углов ССН и СОН.

### Список литературы

1. Тараховский Ю. С., Ким Ю. А., Абдраимов Б. С., Музафаров Е. Н. Флавоноиды : биохимия, биофизика, медицина. Пушкино : Synchronbook. 2013. 310 с.
2. Frisch M. J., Trucks G. W., Schlegel H. B. et al. Gaussian 03, Revision B.03 / Gaussian Inc. Pittsburg PA, 2003.
3. Пулин В. Ф., Элькин П. М., Эрман Е. А. Компьютерное моделирование динамики и структуры спиназарина // Вестн. Сарат. гос. техн. ун-та. 2010. № 3 (46). С. 98–105.
4. Элькин М. Д., Джалмухамбетова Е. А., Шальнова Т. А. Моделирование внутримолекулярного взаимодействия в спинохромах // Естественные науки. 2011. № 1 (34). С. 199–206.
5. Элькин М. Д., Бабков Л. М. Колебательные спектры и структура спинохромов // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2012. Т. 12, вып. 2. С. 21–26.
6. Элькин М. Д., Гайсина А. Р., Степанович Е. Ю., Шагаутдинова И. Т. Структурно-динамические модели флавоноидов. Моногидроксифлавоны // Естественные науки. 2012. № 4 (41). С. 133–140.
7. Элькин М. Д., Гайсина А. Р., Лихтер А. М., Смирнов В. В. Моделирование структуры и спектров конформеров 3',4' дигидроксифлавонов // Естественные науки. 2013. № 1(42). С. 111–118.
8. Элькин М. Д., Бабков Л. М. Учет ангармонического смещения полос в модельных расчетах колебательных спектров димеров с водородной связью // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 1. С. 20–25.
9. Пулин В. Ф., Элькин П. М., Эрман Е. А. Моделирование адиабатических потенциалов гидроксизамещенных бензола // Вестн. Сарат. гос. техн. ун-та. 2011. № 3 (57), вып. 1. С. 91–98.
10. Свердлов Л. М., Ковнер М. А., Крайнов Е. П. Колебательные спектры многоатомных молекул. М. : Наука, 1970. 560 с.
11. Teslova T., Corredor C., Livingston R., Spataru T., Birke R. L., Lombardi J. R., Canameres M. V., Leona M. Raman and surface-enhanced Raman spectra of flavone and several hydroxyflavone // J. Raman Spectroscopy. 2007. Vol. 38. P. 802–818.
12. Vavra A., Linder R., Kleinermans K. Gas phase infrared spectra of flavone and its derivatives // Chem. Phys. Letters. 2008. Vol. 463. P. 349–352.
13. Canameres M. V., Lombardi J. R., Leon M. Raman and surface enhanced Raman spectra of 7-hydroxy flavone and 3',4' dihydroxy flavone // Morana. 2009. Vol. 6. P. 81–88.
14. Heneczowski M., Kopacz M., Nowak D., Kuzniar A. Infrared spectrum analysis of some flavonoids // Acta Polonial Pharmaceutica. 2001. Vol. 57, № 6. P. 415–420.

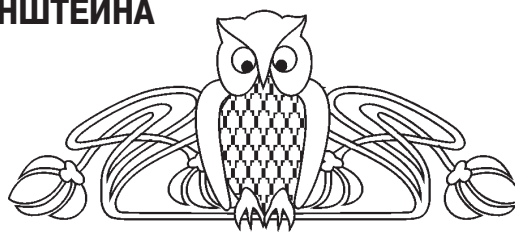
УДК 537.8, 531.51

## ИНСТАНТОН УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА – ЭЙНШТЕЙНА

Ю. Н. Зайко

Поволжский институт управления им. П. А. Столыпина  
РАНХиГС при Президенте РФ, Саратов  
E-mail: zyrnick@rambler.ru

В статье рассматривается инстантонное решение уравнений Максвелла–Эйнштейна. Выведены уравнения для поля инстантона и метрики. Рассмотрена метрика псевдоевклидова пространства, соответствующая переходу между вырожденными классическими вакуумами задачи, соответствующими наличию на пространственной бесконечности сходящейся и расходящейся сферических электромагнитных волн. Получено выражение для



инстантона, найден его размер и определена величина псевдоевклидова действия. Показано, что инстантон нарушает так называемое «слабое энергетическое условие», выполнение которого существенно для доказательства наличия сингулярностей пространства-времени.

**Ключевые слова:** инстантон, псевдо-евклидово пространство, классический вакуум, псевдо-евклидово действие.

**Instanton for the Maxwell–Einstein Equations****Yu. N. Zayko**

In this article instanton solution for the Maxwell–Einstein equations is investigated. Equations for the field of instanton and metrics are derived. Metrics of pseudo-euclidean space which is corresponding to transition between degenerate classical vacua of problem and is connected with presence at the space infinity divergent and convergent spherical electromagnetic waves is studied. An expression of the instanton is received and its size is found. Value of pseudo-euclidean action is calculated. It is shown that instanton violates so called «weak energetic condition» which is essential for space-time singularities proving.

**Key words:** instanton, pseudo-Euclid space, classical vacuum, pseudo-Euclid action.

**Введение**

Гравитационные инстантоны привлекают внимание, начиная с работы [1]. Напомним определение. Инстантоном называют топологически нетривиальное локализованное решение классических псевдо-евклидовых полевых уравнений, характеризующееся конечным действием и связывающее два различных вакуума теории [2]. Евклидов вариант теории вводится заменой метрики Минковского  $g^{\mu\nu}$  ( $g^{00} = 1$ ,  $g^{ij} = -\delta_{ij}$ ,  $i, j = 1, 2, 3$ ) на евклидову метрику  $\delta^{\mu\nu}$ . Формально переход от описания в пространстве Минковского к описанию в псевдо-евклидовом пространстве выполняют с помощью замены временной координаты  $x^0$  пространства Минковского на координату  $y^0 = ix^0$  псевдо-евклидова пространства, одновременно вводя псевдо-евклидово действие  $A$ , связав его с действием в пространстве Минковского  $S$  выражением  $A = iS$ ,  $i = (-1)^{1/2}$ .

Инстантоны классических полевых уравнений в пространстве Минковского описывают в квазиклассическом приближении квантовый процесс туннелирования между вырожденными классическими состояниями, находящимися вблизи различных вакуумов. В теории уравнений Максвелла–Эйнштейна (МЭ) такими вырожденными состояниями являются состояния, в которых на пространственной бесконечности присутствует сходящаяся (расходящаяся) электромагнитная волна и которые представляют два вырожденных вакуума теории. Как показано в работе [3], классический переход между этими состояниями невозможен. Действительно, если мы рассмотрим вакуум, в котором есть сходящаяся сферическая электромагнитная волна (ЭМВ), то при учете искривления пространства-времени за счет волны почти все лучи, соответствующие

малым участкам ее фронта, захватятся искривлением метрики и не дадут вклада в расходящуюся волну<sup>1</sup>. Поэтому роль инстантона уравнений МЭ чрезвычайно важна для описания такого интуитивно понятного и «простого» явления, каким кажется процесс преобразования сходящейся ЭМВ в расходящуюся. Другим важным приложением инстантонов уравнений МЭ является разработка физической теории электромагнитных резонаторов, которая позволяет избавиться от нефизических сингулярностей полей, например, в сферическом резонаторе. И, наконец, можно к числу важных приложений разрабатываемой теории отнести космологию, поскольку процесс преобразования сходящихся ЭМВ в расходящиеся является одним из основных процессов во Вселенной.

**1. Постановка задачи**

В качестве исходных уравнений выберем уравнения тяготения Эйнштейна и уравнения электромагнитного поля в вакууме (уравнения Максвелла), связанные друг с другом [5]:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi K}{c^4} T_{ik}; \quad F_{,k}^{ik} + \Gamma_{kl}^l F^{ik} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $R$  – след тензора Риччи  $R^i_k$ ;  $R = R^i_i$ ,  $g_{ik}$  – метрический тензор;  $T_{ik}$  и  $F^{ik}$  – тензор энергии-импульса и электромагнитный тензор;  $\Gamma_{kl}^i$  – символы Кристоффеля;  $c$  – скорость света в вакууме;  $K$  – постоянная тяготения; индексы  $i, k, l$  пробегают значения 0, 1, 2, 3; по повторяющимся индексам предполагается суммирование; запятая означает обычную, т.е. нековариантную производную. Будем искать решения (1), соответствующие наличию на бесконечности сферической ЭМВ. Для этого, следуя [5], зададим вид интервала

$$ds^2 = e^{\nu} c^2 dt^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta \cdot d\varphi^2), \quad (2)$$

где  $\nu = \nu(t, r, \theta)$ ,  $\lambda = \lambda(t, r, \theta)$ ;  $x^0 = ct$ ,  $t$  – время;  $x^1 = r$ ,  $x^2 = \theta$ ,  $x^3 = \varphi$  – сферические координаты. ЭМВ характеризуется частотой  $\omega$ , полным моментом импульса  $J$  и его проекцией на направление оси  $z$   $J_z$ . Кроме того, ЭМВ можно характеризовать орбитальным моментом  $L$ , который коммутирует с  $J$  и  $J_z$ . Выберем ось  $z$  системы координат таким образом, чтобы  $J_z = 0$ . Это упростит задачу, поскольку позволит опустить в уравнениях (1) зависимость от азимутального угла  $\varphi$ . Как и в [5], мы ограничимся рассмотре-

<sup>1</sup> Иными словами, сходящаяся волна не фокусируется в точку, или, говоря математическим языком, соответствующее отображение не гомотопно нулю [4].



нием волны  $E$ -типа<sup>2</sup>, для которой отличными от нуля компонентами вектор-потенциала и электромагнитного тензора являются  $A_1, A_2$  и

$$F_{01} = \frac{\partial A_1}{\partial x^0}, \quad F_{12} = \frac{\partial A_2}{\partial x^1} - \frac{\partial A_1}{\partial x^2}, \quad F_{02} = \frac{\partial A_2}{\partial x^0}. \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{8\pi K}{c^4} T_0^0 &= -e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{\alpha'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} + \frac{\tilde{\beta}}{2r^2} (2\tilde{\beta} + 1), \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_1^1 &= -e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{\alpha'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r^2} \left[ 2\tilde{\beta} + 2(\tilde{\beta})^2 + 2\tilde{\beta}ctg\theta - \frac{\tilde{\beta}}{2} \right], \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_2^2 &= \frac{1}{2} e^{-\alpha-\beta} \left[ \alpha'' - (\alpha')^2 + \frac{2\alpha'}{r} \right] + \frac{1}{2} e^{-\alpha-\beta} (\ddot{\alpha} + \dot{\alpha}^2) + \frac{1}{2r^2} \left[ \tilde{\beta} + (\tilde{\beta})^2 - \tilde{\beta}ctg\theta - \frac{\tilde{\beta}}{2} \right], \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_3^3 &= \frac{1}{2} e^{-\alpha-\beta} \left[ \alpha'' - (\alpha')^2 + \frac{2\alpha'}{r} \right] + \frac{1}{2} e^{-\alpha-\beta} (\ddot{\alpha} + \dot{\alpha}^2) - \frac{1}{2r^2} \left( \tilde{\beta} - \tilde{\beta}ctg\theta + \frac{\tilde{\beta}}{2} \right), \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_0^1 &= -e^{-\alpha-\beta} \frac{\dot{\alpha}}{r}; \quad \frac{8\pi K}{c^4} T_0^2 = 0; \quad \frac{8\pi K}{c^4} T_1^2 = -\frac{2\tilde{\beta}}{r^3} \end{aligned} \quad (5)$$

Значком  $\sim$  (тильда) обозначается производная по  $\theta$ , точка обозначает производную по  $x^0$ . Как показано в [5], можно без ограничения общности положить  $\beta = 0$ .

При этом мы используем калибровку  $A_0 = 0$ . Для разделения переменных наложим дополнительное условие:  $\lambda = \alpha(r; t) + \beta(\theta)$ ,  $\nu = -\alpha(r; t) + \beta(\theta)$ . Опуская детали, приведем окончательный вид компонент тензора  $T_i^k$ :

Выразим также компоненты тензора энергии-импульса  $T_k^i$  через решения уравнений Максвелла  $F_{0l} = \Psi(r, x^0)\Phi(\theta)$ ,  $\Phi(\theta) = P_l(\cos\theta)$  – полином Лежандра порядка  $l$  [1]:

$$\begin{aligned} \frac{8\pi K}{c^4} T_0^0 &= \frac{2K}{c^4} \left\{ \frac{1}{2} e^{-2\beta} \Psi^2 + \frac{1}{[l(l+1)]^2} \left[ \frac{1}{2r^2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial}{\partial r} r^2 \Psi \right)^2 + \frac{r^2}{2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} \right)^2 \right] \right\} \Phi^2, \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_1^1 &= \frac{2K}{c^4} \left\{ \frac{1}{2} e^{-2\beta} \Psi^2 - \frac{1}{[l(l+1)]^2} \left[ \frac{1}{2r^2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial}{\partial r} r^2 \Psi \right)^2 + \frac{r^2}{2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} \right)^2 \right] \right\} \Phi^2, \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_2^2 &= \frac{2K}{c^4} \left\{ -\frac{1}{2} e^{-2\beta} \Psi^2 + \frac{1}{[l(l+1)]^2} \left[ \frac{1}{2r^2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial}{\partial r} r^2 \Psi \right)^2 - \frac{r^2}{2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} \right)^2 \right] \right\} \Phi^2, \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_3^3 &= \frac{2K}{c^4} \left\{ -\frac{1}{2} e^{-2\beta} \Psi^2 + \frac{1}{[l(l+1)]^2} \left[ -\frac{1}{2r^2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial}{\partial r} r^2 \Psi \right)^2 + \frac{r^2}{2} e^{-\alpha-\beta} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} \right)^2 \right] \right\} \Phi^2, \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_0^1 &= -\frac{2K}{c^4} \frac{e^{-\alpha-\beta}}{[l(l+1)]^2} \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} \left( \frac{\partial}{\partial r} r^2 \Psi \right) \Phi^2; \quad \frac{8\pi K}{c^4} T_0^2 = \frac{2K}{c^4} \frac{e^{-\beta}}{l(l+1)} \Psi \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} \cdot \Phi^2, \\ \frac{8\pi K}{c^4} T_1^2 &= \frac{2K}{c^4} \frac{e^{-\beta}}{l(l+1)} \frac{\Psi}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Psi) \cdot \Phi^2. \end{aligned} \quad (6)$$

В соответствии с [5] правые части уравнений (6) усреднялись по углу  $\theta$ . Кроме того, они для волновых решений усреднялись по времени [5]. Для неволновых решений процедура усреднения по времени не имеет смысла. Рассмотрим

в первую очередь три последних уравнения: для  $T_0^1, T_0^2$  и  $T_1^2$ . Заметим, что у них, за исключением уравнения для  $T_0^1$ , правые части имеют порядок  $\sim r_s^2/r^2 \ll 1$ , где  $r_s^2 = K \langle f \rangle^2 / 2c^4$ ,  $\langle f \rangle$  – порядок величины решения,  $f = r^2 \Psi$ . Поэтому на расстояниях порядка длины световой волны правые части уравнений можно опустить (подробности см. в [3]). Это согласуется с уравнениями для  $T_0^2$  и  $T_1^2$  (5), если  $\tilde{\beta} = 0$ . Уравнение для  $T_0^1$  (6) используем для нахождения  $\alpha$ .

<sup>2</sup> Решение задачи для волны  $M$ -типа не требует отдельного рассмотрения, поскольку перестановочная двойственность уравнений Максвелла, т.е. инвариантность относительно преобразования  $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}, \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{E}$ , распространяется и на уравнения Максвелла–Эйнштейна из-за того, что тензор энергии импульса  $T_{ik}$  остается при этом инвариантным.



## 2. Решение уравнений

Решение уравнений (5) и (6) для волн и инстантонов было проведено в [5]. Были получены выражения для метрики, полей и евклидова действия, которые имели асимптотическую точность:

$$\frac{2K}{c^4} \left[ e^{-\alpha} \left( \frac{\partial}{\partial r} r^2 \Psi \right)^2 + e^{\alpha} \left( \frac{\partial}{\partial x^0} r^2 \Psi \right)^2 \right] = \frac{e^{\beta} [l(l+1)]^2}{\Phi^2} \left[ \tilde{\beta} + 2\tilde{\beta}^2 + \tilde{\beta} \left( ctg\theta + \frac{1}{4} \right) \right] = A, \quad (7)$$

где  $A$  – постоянная, равная нулю [5]. Это приводит к условию

$$e^{\alpha} = \pm c \frac{\partial f}{\partial r} \left( \frac{\partial f}{\partial \tau} \right)^{-1}; \quad f = r^2 \Psi, \quad \tau = \frac{y^0}{c}. \quad (8)$$

Знаки  $\pm$  здесь и далее соответствуют разным вакуумам теории, расположенным при  $\tau \rightarrow \pm \infty$ . Используя (8), интересующие нас уравнения можно записать в виде уравнения Эйнштейна:

$$\begin{aligned} -e^{-\alpha} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{\alpha'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} &= \frac{K}{c^4} \frac{f^2}{r^4}, \\ \frac{1}{2} e^{-\alpha} \left[ \alpha'' - (\alpha')^2 + \frac{2\alpha'}{r} \right] - \frac{1}{2} e^{\alpha} (\ddot{\alpha} + \dot{\alpha}^2) &= \\ = -\frac{2K}{c^4} \left\{ \frac{f^2}{2r^4} + \frac{1}{[l(l+1)]^2} \frac{e^{\alpha}}{r^2} (\dot{f})^2 \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

точка здесь и ниже означает производную по  $y^0$ ; уравнения Максвелла:

$$f'' + e^{2\alpha} \dot{f} - e^{\alpha} \frac{l(l+1)}{r^2} f = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим уравнения (9). Они совместны при выполнении условия

$$e^{\alpha} (\ddot{\alpha} + \dot{\alpha}^2) \mp \frac{2\dot{\alpha}}{r} = \frac{K}{c^4} \frac{1}{r^3} \frac{df^2}{dr}. \quad (11)$$

Условие (11) позволяет переписать уравнения (9) в виде

$$\begin{aligned} -e^{-\alpha} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{\alpha'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} &= \frac{K}{c^4} \frac{f^2}{r^4}, \\ e^{-\alpha} \left[ \alpha'' - (\alpha')^2 + \frac{2\alpha'}{r} \right] &= -\frac{2K}{c^4} \left[ \frac{f^2}{2r^4} + \frac{1}{r^3} \frac{df^2}{dr} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Решить эти уравнения весьма затруднительно даже численно. Поэтому нас будет интересовать в основном асимптотика их решений на расстояниях порядка длины световой волны (и более). Заметим, что их правые части имеют порядок  $\sim r_s^2/r^2 \ll 1$  и их можно опустить с принятой точностью. Тогда уравнения Эйнштейна сводятся к одному уравнению, в качестве которого можно взять любое из них. Их решение соответствует

они верны для  $r > r_c = cl(l+1)/\omega$ . В работе [3] было уточнено выражение для метрики. Настоящая работа посвящена подробному исследованию инстантонов уравнений МЭ. Для них из (5) и (6) может быть получено соотношение

метрике в пространстве, свободном от материи, и хорошо известно

$$e^{\alpha} \approx 1 + \frac{\text{const}}{r}, \quad (13)$$

где значение постоянной const предстоит определить. Кроме того, в этой асимптотике уравнения (10) и (11) имеют автомодельные решения, зависящие от  $z = c\tau/r$ . Для таких решений вместо (11) получим уравнение

$$\sigma'' \mp 2 \frac{\sigma'}{\sigma} = 0, \quad \sigma = e^{\alpha}, \quad \sigma' = \frac{d\sigma}{dz}. \quad (14)$$

Уравнение (14) легко интегрируется и приводит к выражению  $Ei(\alpha) = \pm 2z$ , где  $Ei$  – интегральная показательная функция. Используя известное разложение [6],

$$Ei(\alpha) = \ln|\alpha| + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha^k}{k \cdot k!},$$

мы можем получить выражение для метрики при больших значениях  $z$ :

$$e^{\alpha} \approx 1 + e^{-2|z|}, \quad (15)$$

что соответствует переходу между вакуумными состояниями с плоской метрикой, соответствующими наличию при  $z \rightarrow -\infty$  сходящейся, а при  $z \rightarrow +\infty$  расходящейся ЭМВ. Этот переход локализован по  $\tau$ , область локализации имеет размер  $\sim r/c$ . Уравнения Эйнштейна также удовлетворены, поскольку «время»  $\tau$  в них не фигурирует, а уравнение (14) имеет решение, представимое для малых  $z$  (большие  $r$ ) в виде ряда

$$\begin{aligned} \sigma = e^{\alpha} &= 1 + \mu z - \mu z^2 + \frac{\mu(\mu+1)}{3} z^3 + \dots \approx 1 + \frac{\mu\tau}{r}, \\ \mu &= \sigma'(0). \end{aligned} \quad (16)$$

## 3. Псевдоевклидово действие

Вычислим действие в искривленном пространстве-времени [7]

$$\begin{aligned} S_f &= -\frac{1}{16\pi c} \int F_{ik} F^{ik} \sqrt{-g} d\Omega, \\ d\Omega &= dx^0 dx^1 dx^2 dx^3, \\ \sqrt{-g} &= r^2 e^{\beta(\theta)} \sin \theta. \end{aligned} \quad (17)$$

Переходя к действию в псевдоевклидовом пространстве  $A = iS_f$ ,  $dx^0 = -icd\tau$ , и учитывая со-





отношение (8) и нормировку  $\Phi(\theta)$  [7], получим (для  $\beta = 0$ ):

$$\Lambda = \frac{1}{4c^2} \int \left\{ \left( \frac{\partial A_r}{\partial \tau} \right)^2 \pm \frac{2r^2}{c[l(l+1)]^2} \frac{\partial^2 A_r}{\partial r \partial \tau} \frac{\partial^2 A_r}{\partial \tau^2} \right\} r^2 dr d\tau. \quad (18)$$

При этом учтено также, что в выражениях (4)  $A_\theta$  может быть выражено через  $A_r$  [5]. Исследуем экстремумы  $\Lambda$ . Для этого вычислим вариацию  $\Lambda$  по  $A_r$  при условии обращения  $\delta A_r$  в нуль на границах области интегрирования и приравняем ее нулю. В результате получим:

$$\delta \Lambda = \frac{1}{2c^2} \int \delta A_r \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \left\{ A_r \pm \frac{r^2}{c[l(l+1)]^2} \frac{\partial^2 A_r}{\partial r \partial \tau} \right\} r^2 dr d\tau = 0 \quad (19)$$

Ввиду произвольности  $\delta A_r$  подынтегральное выражение в (19) равно нулю, что дает уравнение инстантона:

$$\frac{\partial A_r}{\partial \tau} \pm \frac{r^2}{c[l(l+1)]^2} \frac{\partial^3 A_r}{\partial r \partial \tau^2} = 0. \quad (20)$$

Оно приводится к уравнению

$$zY'' \mp [l(l+1)]^2 Y = 0, \quad (21)$$

$$Y = \frac{\partial A_r}{\partial \tau}, z = \frac{c\tau}{r}.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$Y(z) = \sqrt{z} Z_1(2l(l+1)\sqrt{\mp z}), \quad (22)$$

где  $Z_1$  – цилиндрическая функция. В дальнейшем мы, однако, будем пользоваться другим решением уравнения (20), поскольку решение  $Y(z)$  не обладает конечным действием. Вычисляя псевдоевклидово действие для инстантона  $A_r^l(r, \tau)$ , находим:

$$\Lambda(A_r^l) = \frac{3}{4c^2} \int \left( \frac{\partial A_r^l}{\partial \tau} \right)^2 r^2 dr d\tau > 0. \quad (23)$$

Действие должно вычисляться для классической траектории, начинающейся и заканчивающейся ( $\tau \rightarrow \pm \infty$ ) в области, где пространство-время не искривлено, т.е., при  $r \rightarrow \infty$ , там, где поле ЭМВ стремится к нулю [8]. Среди множества решений уравнения (20), удовлетворяющих этому условию, выберем решение

$$\frac{\partial A_r^l}{\partial \tau} = cE \exp\left\{ \mp \omega \tau - \frac{c}{\omega} [l(l+1)]^2 \frac{1}{r} \right\}, \quad (24)$$

где  $E$  – некоторая постоянная, имеющая размерность напряженности электрического поля. Ее значение связано с так называемым топологическим зарядом инстантона:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_r^l(r = \infty, \tau)}{\partial \tau} d\tau = 2E \frac{c}{\omega}. \quad (25)$$

При вычислении интеграла в (25) использовано выражение (24)<sup>3</sup>. Важной особенностью решения (24) является то, что поле убывает при  $r \rightarrow 0$ , что согласуется с туннельной природой инстантона.

При вычислении псевдоевклидова действия для решения (24) во избежание расходимости интеграла в формуле (23) мы обрежем интеграл по  $dr$  на верхнем пределе на расстоянии  $r_0$ , имеющем смысл размера инстантона, которое будет определено ниже. С учетом этого в результате вычислений (23) получим

$$\Lambda(A_r^l) = 6 \frac{E^2 r_c^3}{\omega} [l(l+1)]^3 K(l), \quad (26)$$

$$K(l) = \int_{x_0}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x^4} dx, x_0 = 2 \frac{r_c}{r_0} l(l+1).$$

Напомним, что действие  $\Lambda(A_r^l)$  определяет вероятность  $w$  преобразования сходящейся ЭМВ в расходящуюся:  $w \sim \exp(-\Lambda(A_r^l)/\hbar)$ ,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – постоянная Планка [2].

Величину  $r_0$  найдем из условия сшивания метрик вне и внутри инстантона. Во внешней области метрика дается выражением [3]

$$e_{out}^\alpha = \left[ 1 - \frac{r_c}{r} + \left( \frac{r_s}{r} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (27)$$

Метрику во внутренней области найдем из формулы (8), куда подставим решение (24), учитывая, что  $f = ir^2/c\partial A_r/\partial \tau$ :

$$e_{in}^\alpha = \frac{2r_c}{r} \frac{1}{l(l+1)} + \left( \frac{r_c}{r} \right)^2. \quad (28)$$

Учитывая, что  $r_s \ll r_c$ , и оставляя в уравнении  $e_{in}^\alpha = e_{out}^\alpha$  наиболее существенные члены, получим (с точностью до членов  $\sim [l(l+1)]^{-1}$ ):

$$r_0 = r_c \left[ 1 - \frac{2}{3l(l+1)} \right]^{-1}. \quad (29)$$

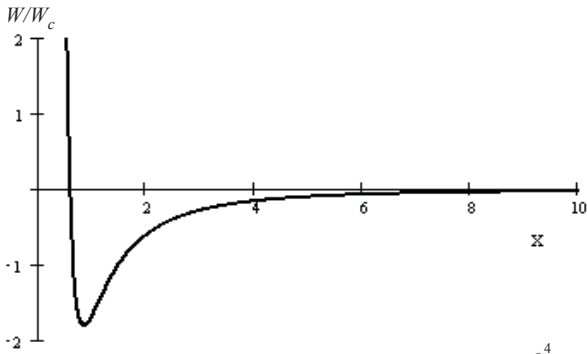
Вычислим с помощью (5) для метрики (28) величину  $R^{00} = \frac{8\pi K}{c^4} T^{00}$ , где  $T^{00} = W$  – плотность энергии поля инстантона:

$$R^{00} = g^{00} R_0^0 = e^\alpha \left[ \frac{1}{r^2} + e^{-\alpha} \left( \frac{\alpha'}{r} - \frac{1}{r^2} \right) \right]; e^\alpha = e_{in}^\alpha. \quad (30)$$

Результат расчета представлен на рисунке.

Расчет показал, что вблизи границы инстантона и волны, т.е. для  $x \approx x_0$  ( $r \approx r_0$ ) плотность энергии отрицательна. Расчет показал также, что величина  $R_{00} < 0$  в достаточной широкой окрестности  $x = x_0$  для всех  $l$ .

<sup>3</sup> Обычно, интеграл в (25) нормируют на правую часть равенства, что приводит к значениям  $Q = 1$  (инстантон) и  $Q = -1$  (антиинстантон) [8].



Плотность энергии инстантона  $W(x)$ ;  $W_c = \frac{c^4}{8\pi k r_c^2}$ ,  $x = r/r_c$ ,  $l = 3$ . Качественное поведение  $W(x)$  сохраняется для любых  $l$

Последнее обстоятельство существенно при решении вопроса о наличии сингулярностей, которое, как известно, опирается на факт  $R_{\alpha\beta} \xi^\alpha \xi^\beta > 0$ , где  $\xi$  – любой непространственноподобный 4-вектор<sup>4</sup> [9]. Отсутствие сингулярностей, связанных с горизонтами метрики (27), видно и из выражения (28) и из рисунка. Единственной неустранимой сингулярностью является сингулярность при  $x = 0$ , где  $W(x) \sim x^{-4}$ .

#### 4. Энергетическое рассмотрение проблемы инстантона

В процессе распространения ЭМВ часть ее энергии преобразуется в другие формы, например, в энергию гравитационных волн. Этот вопрос остался за рамками рассмотрения работ [3, 5].

В литературе имеются различные точки зрения на вопрос взаимодействия ЭМВ и гравитационных волн. В работе [10] утверждается, что процессы преобразования двух фотонов в гравитон (и обратные) запрещены законами сохранения. В то же время Дж. Уилер не исключал такой возможности [11]. В [12] эти процессы рассматриваются без лишних обсуждений. Данные разногласия могут быть преодолены, если рассматривать фотон-гравитонные процессы в присутствии статического гравитационного поля, создаваемого ЭМВ, которое снимает ограничения, налагаемые законами сохранения<sup>5</sup>. Оставляя этот вопрос для дальнейших публикаций, сделаем следующее замечание. Рассмотрим соотношение (8)

$$e^\alpha = \pm c \frac{\partial f}{\partial r} \left( \frac{\partial f}{\partial x^0} \right)^{-1}; \quad f = r^2 \Psi, \quad \tau = i \frac{x^0}{c} \quad (31)$$

<sup>4</sup> Для доказательства нарушения условия  $R_{\alpha\beta} \xi^\alpha \xi^\beta > 0$  можно, например, взять  $\xi(1, 0, 0, 0)$ .

<sup>5</sup> Подобно тому, как наличие внешнего постоянного поля снимает запрет на диаграммы с тремя свободными концами в квантовой электродинамике [13].

для инстантонов и аналогичное соотношение для волн

$$e^\alpha = \pm \frac{\partial f}{\partial r} \left( \frac{\partial f}{\partial x^0} \right)^{-1}; \quad f = r^2 \Psi, \quad (31a)$$

связывающие метрику и поле инстантона или электромагнитной волны. Возьмем для определенности в (31) и (31a) знак «+». Используя уравнения Максвелла в искривленном пространстве-времени [7], приведем их к виду соответственно

$$e^{-\frac{\alpha}{2}} = 1 - i \int_r^\infty \frac{(\text{rot} \vec{H})_r}{\vec{E}_r} dr, \quad (32)$$

$$e^{\frac{\alpha}{2}} = 1 - \int_r^\infty \frac{(\text{rot} \vec{H})_r}{\vec{E}_r} dr,$$

$\vec{E}, \vec{H}$  – электрическое и магнитное поле инстантона или ЭМВ. Величина, стоящая под интегралом, с точностью до размерного коэффициента совпадает с проводимостью (роль плотности тока играет плотность тока смещения), значение которой вещественно для волны и мнимо для инстантона. Первое означает, что энергия необратимо переходит от ЭМВ в какую-то другую форму, связанную, скорее всего, с гравитационными волнами. Второе же указывает на обратимый характер передачи энергии от ЭМВ к инстантону с последующим возвратом к ЭМВ.

Представляет интерес вопрос, на каком этапе исследования произошло пренебрежение гравитационными волнами и какую роль они играют в рассматриваемой задаче. Если рассуждать по аналогии с задачей о гравитационном коллапсе несферического тела, то можно предположить, что излучение гравитационных волн будет сопровождать процесс распространения сферической ЭМВ с отличным от нуля  $l$ , что, в конечном счете, и позволит говорить о сферически симметричной метрике для  $l \neq 0$ . Таким образом, использованное в настоящей работе, а также в работах [3, 5] усреднение тензора  $T_i^k$  (6) по углу  $\theta$  как следствие привело к тому, что гравитационные волны остались вне рассмотрения.

#### Заключение

Настоящая работа посвящена исследованию роли инстантонов при рассмотрении динамики сферических электромагнитных волн с помощью уравнений Максвелла–Эйнштейна. Благодаря инстантонам сходящаяся волна может преобразоваться в расходящуюся, что обеспечивает передачу информации из прошлого в будущее.

Инстантоны уравнения Максвелла–Эйнштейна описываются уравнением (20). В работе



рассмотрены два различных его решения – автомодельное, зависящее от  $z = ct/r$  (уравнение (22)), не обладающее конечным евклидовым действием, и решение (24) с метрикой (28), обладающее конечным действием  $\Lambda(A_r^I)$  (уравнение (26)). Особенность первого решения связана с тем, что в мире, где оно могло бы реализоваться, прошлое отделено от будущего бесконечным барьером, т.е. там время не течет. Второе решение больше соответствует положению вещей в реальном мире – в нем прошлое переходит в будущее с некоторой конечной вероятностью  $w \sim \exp(-\Lambda(A_r^I)/\hbar)$ .

Полученный выше результат, заключающийся в нарушении инстантонами так называемого «слабого энергетического условия»<sup>6</sup>  $T_{\alpha\beta} \xi^\alpha \xi^\beta > 0$ , где  $\xi$  – любой непространственноподобный 4-вектор, является важным при исследовании сингулярностей пространства-времени [9].

Заметим, что большинство работ по гравитационным инстантонам, доступных на ресурсе [14], посвящены классификации инстантонных решений уравнений Максвелла–Эйнштейна на многомерных римановых многообразиях и их приложениям к физике черных дыр.

Исследованию электродинамики с помощью уравнений Максвелла–Эйнштейна в евклидовом пространстве и, в частности, инстантонов посвящена работа [15].

Автор благодарен А. В. Прозоркевичу, проявлявшему при жизни интерес к работе.

#### Список литературы

1. *Hawking S. W.* Gravitational Instantons // *Phys. Lett.* 1977. Vol. A60. P. 81.
2. *Раджараман Р.* Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля / пер. с англ. ; под ред. О. А. Хрусталева. М. : Мир, 1985. 414 с.
3. *Зайко Ю. Н.* Проблема полноты передаваемой информации // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2013. Т. 13, вып. 2. С. 13–19.
4. *Шварц А. С.* Квантовая теория поля и топология. М. : Наука, 1989. 400 с.
5. *Зайко Ю. Н.* Точные решения уравнений Максвелла–Эйнштейна // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2010. Т. 10, вып. 1. С. 50–58.
6. *Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И.* Интегралы и ряды. Элементарные функции. М. : Наука, 1981. 798 с.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика : в 10 т. Т. 2. Теория поля, ч. 1; изд. 5-е. М. : Физматлит, 1967. 460 с.
8. *Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Новиков В. А., Шифман М. А.* Инстантонная азбука // *УФН.* 1982. Т. 136, № 4. С. 553–591.
9. *Хокинг С., Эллис Дж.* Крупномасштабная структура пространства-времени / пер. с англ. ; под ред. Я. А. Смородинского. М. : Мир, 1977. 431 с.
10. *Вебер Дж.* Гравитация и свет // *Гравитация и относительность* / пер. с англ. ; под ред. А. З. Петрова. М. : Мир, 1965. С. 374–387.
11. *Уилер Дж.* Гравитация как геометрия // *Гравитация и относительность* / пер. с англ. ; под ред. А. З. Петрова. М. : Мир, 1965. С. 141–178.
12. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Теория тяготения и эволюция звезд. М. : Наука, 1971. 484 с.
13. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П.* Релятивистская квантовая теория. М. : Наука, 1968. 480 с.
14. Cornell University Library. URL: <http://arxiv.org>.
15. *Brill D.* Euclidean Maxwell-Einstein Theory. URL: <http://arxiv.org/abs/gr-qc/9209009v1>.

<sup>6</sup> В силу уравнений Эйнштейна и нулевого следа тензора энергии-импульса электромагнитного поля  $T_{\alpha\beta} \sim R_{\alpha\beta}$ .

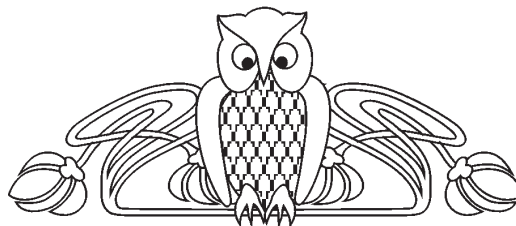


УДК 579.23:53.086:615.281

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ МИКРООРГАНИЗМОВ

Д. В. Уткин, В. Г. Германчук, П. С. Ерохин,  
А. Н. Спицын, С. А. Щербакова, А. Н. Глазков

ФКУЗ «Российский научно-исследовательский  
противочумный институт «Микроб», Саратов  
E-mail: rusrap1@microbe.ru



В статье представлены данные о разработке нового инструментального и методического подхода к индикации возбудителей особо опасных инфекционных болезней на основе спектрометрического анализа. Разработано устройство для детекции указанных возбудителей и программа для учета и анализа результатов. Устройство позволяет осуществлять неспецифическую и специфическую индикацию патогенов в течение 30 мин.

**Ключевые слова:** патогенные биологические агенты, индикация, спектрометрия.

### Using of Method Spectrometric Analysis for Detection Microorganisms

D. V. Utkin, V. G. Germanchuk, P. S. Erokhin,  
A. N. Spitsyn, S. A. Scherbakova, A. N. Glazkov

This article presents data on the development of a new tool and method for detection of dangerous infectious diseases agents, which is based on spectrometric analysis. A device for detection of mentioned agents and software for analysis of results have been developed. This device allows to carry out non-specific and specific detection of pathogens with 30 minutes.

**Key words:** pathogenic biological agents, detection, spectrometry.

### Введение

Методы спектрофотометрического анализа широко используются для исследования физических и физико-химических свойств биологических объектов [1]. Регистрируемые спектральные характеристики дают информацию о качественном и количественном составе биологической системы. Применение методов спектрофотометрического анализа давно практикуется в медицинских и биологических лабораториях для определения концентрации про- и эукариотических клеток в среде, белков, нуклеиновых кислот, определения степени их чистоты. Спектрофотометрический анализ микробиологических объектов имеет свои особенности. Оптическая плотность взвеси микроорганизмов обусловлена поглощением света биологическими молекулами (белками, нуклеиновыми кислотами, липополисахаридами), входящими в состав клеток, и светорассеянием клеток в видимом диапазоне. Определение пиков поглощения в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне свидетельствует о наличии в исследуемом материале белковых молекул, содержащих ароматические аминокислоты (триптофан, тирозин, фенилаланин), нуклеиновых кислот. Поглощение света компонентами клеток при длине волны 500–650 нм практически отсутствует, и оптическая плотность суспензии клеток обусловлена только светорассеянием. Оптическая плотность, измеренная в данном диапазоне, отражает концентрацию клеток микроорганизмов в суспензии. Выявление клеток микроорганизмов и определение их количества в исследуемом материале широко применяется в санитарно-гигиенических лабораториях при определении обсемененности объектов окружающей среды, пищевых продуктов. Обнаружение микроорганизмов традиционными методами занимает от 3–4 ч до 18–24 ч [2]. Методы спектрофотометрического анализа позволяют без учета этапа пробоподготовки выявлять клетки микроорганизмов в течение нескольких минут.

Целью данной работы стало применение методов спектрофотометрического анализа для выявления микроорганизмов.

### 1. Материалы и методы

В работе использовали штаммы микроорганизмов *Yersinia spp.*, *Bacillus spp.*, *Francisella spp.*, *Brucella spp.*, выращенные при температуре 37°C на твердых питательных средах в течение 48 ч и обеззараженные в соответствии с СП 1.3.1285-03 [3]. В качестве специфических иммунореагентов применяли «Имуноглобулины диагностические чумные адсорбированные лошадиные для реакции агглютинации на стекле» (ФКУЗ РосНИПЧИ «Микроб»).



В качестве образцов сравнения использовали стандартные белки: бычий сывороточный альбумин, белок *A Staphylococcus aureus* (Sigma, США) и полистироловые микросферы (Bio-Rad, США).

Измерение спектра поглощения проводили с использованием оптоволоконного спектрометра HR-4000 (Ocean Optics, США) в диапазоне длин волн от 200 до 1100 нм. Учет и анализ результатов осуществляли с помощью программного обеспечения SpectraSuite (Ocean Optics, США).

## 2. Результаты и их обсуждение

В результате проведенных исследований установлено, что спектр поглощения суспензии клеток микроорганизмов имел максимум поглощения в ближней УФ области, обусловленный наличием белковых молекул; пик в инфракрасной области, обусловленный присутствием углеводов. В диапазоне от 400 до 900 нм спектр поглощения напрямую зависел от концентрации клеток микроорганизмов в суспензии. Для определения концентрации клеток были построены калибровочные кривые для каждого вида микроорганизмов.

Спектр поглощения растворов стандартных белков имел максимум поглощения в УФ области и отсутствие светорассеяния в видимом диапазоне. Увеличение концентрации белковых растворов приводило к увеличению интенсивности пика поглощения в УФ области, в то время как у клеточных суспензий повышалось и светорассеяние. У суспензии полистироловых микросфер, напротив, отсутствовало поглощение в УФ области, но наблюдалось светорассеяние в видимом диапазоне.

Нами была разработана программа по учету и анализу результатов [4] (свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011619582). Программа позволяла анализировать спектры поглощения растворимых веществ, дисперсных частиц, клеток микроорганизмов, сравнивать их с хранящими в базе спектрами микроорганизмов и калибровочными кривыми. С помощью данной программы можно дифференцировать клетки микроорганизмов от частиц небиологического происхождения или неклеточных биологических веществ (белков, токсинов).

На втором этапе исследований были определены спектральные характеристики смеси

компонентов иммунологических реакций: клеток микроорганизмов (антигенов) и специфических антител (иммуноглобулинов). Установлено, что при инкубации клеток микроорганизмов со специфическими антителами в течение 10–30 мин спектр поглощения смеси отличался от суммы спектров поглощения компонентов смеси (клеток и антител), измеренных по отдельности. Это свидетельствует о наличии взаимодействия между компонентами, составляющими смесь. В свою очередь, при инкубации микроорганизмов с гетерологичными антителами спектральные характеристики смеси сохранялись в течение одного и более часа и являлись суммой спектров поглощения суспензии клеток и раствора иммуноглобулинов. Выявление изменений в спектрах поглощения клеток до инкубации со специфическими антителами и после было включено в алгоритм программы по учету и анализу результатов.

## Выводы

Таким образом, методы спектрофотометрического анализа могут быть использованы для выявления микроорганизмов в объектах окружающей среды, дифференциации от небиологических частиц или растворов биологических веществ. Следует отметить, что методам спектрофотометрического измерения должны предшествовать этапы пробоподготовки: концентрирование, очистка и фильтрация материала.

*Работа выполнена по Государственному контракту № 72-Д от 25.07.2011 г. в рамках реализации федеральной целевой программы «Национальная система химической и биологической безопасности Российской Федерации (2009–2014 годы)».*

## Список литературы

1. Шмидт В. Оптическая спектроскопия для химиков и биологов. М. : Техносфера, 2007. 368 с.
2. Специфическая индикация патогенных биологических агентов : практическое руководство / под ред. Г. Г. Онищенко. М. : ЗАО «МП Гигиена». 2006. 288 с.
3. Безопасность работы с микроорганизмами I–II групп патогенности (опасности). Санитарно-эпидемиологические правила. СП 1.3.1285-03 // Бюл. норматив. док. госсанэпиднадзора. 2003. № 3 (13). С. 66–144.
4. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011619582.

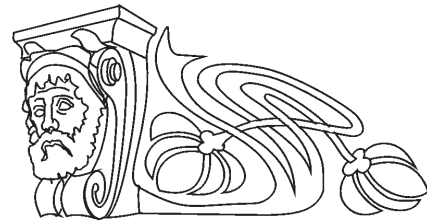


УДК 535.345.1

## РАСЧЕТ ДИСПЕРСИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЯЕМЫХ МОД ЩЕЛЕВОГО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

А. С. Пластун, А. И. Конюхов

Саратовский государственный университет  
E-mail: plastun\_alex@mail.ru



Рассмотрены дисперсионные характеристики щелевого фотонно-кристаллического волновода. С помощью численного моделирования на основе уравнений Максвелла для ТМ-волн построено распределение поля на выходе из волокна. Показано, что щелевые фотонно-кристаллические волокна можно использовать для управления дисперсией.

**Ключевые слова:** фотонный кристалл, волновод, дисперсия, численное моделирование, уравнения Максвелла.

### Dispersion Characteristic Calculation of Photonic Crystal Fiber Guided Modes

S. Plastun, A. I. Konyukhov

Dispersion characteristic of photonic crystal fiber guided mode is calculated. Numerical modeling based on the Maxwell equation for magnetic components for field of the photonic crystal is obtained. It is shown, that slot photonic crystal waveguides can be used to tailor dispersion.

**Key words:** photonic crystal, waveguide, dispersion, numerical modeling, Maxwell equation.

#### Введение

Для повышения эффективности нелинейных устройств могут быть использованы оптические стекла, обладающие большой нелинейностью третьего порядка [1]. Халькогенидные стекла, состоящие в основном из тяжелых элементов S, Se, Te с добавками Ge, As, Ga, Sb и Pb, имеющие узкую запрещенную зону ( $E_g < 2.5$  эВ) и слабо связанные электроны на внешних оболочках, могут обеспечивать сильную нелинейную модуляцию светового пучка [2]. Значения нелинейного показателя преломления у халькогенидных стекол могут быть больше, чем у кварцевого стекла, в 100–1200 раз и более. Разнообразие состава халькогенидных стекол является основой для разработок новых материалов и волноводных структур, обладающих заданными нелинейными и дисперсионными свойствами.

Являясь пока невостребованными в оптических телекоммуникационных сетях (рабочие окна в области 1.3–1.5 мкм) в качестве пассивной среды для передачи излучения, халькогенидные стекла представляются идеальным материалом для разработки волоконно-оптических лазеров

и усилителей, дистанционных датчиков, быстросрабатывающих переключателей и других устройств, работающих в ИК диапазоне длин волн от 1 до 10 мкм. Для стекла с воздушными отверстиями был получен нуль дисперсии на длине волны 1.55 мкм [3].

Перечисленные выше особенности оптических свойств халькогенидных стекол определяют интерес к их исследованию в качестве материала для устройств, позволяющих управлять параметрами оптических импульсов, в частности, для компрессии импульсов, уширения их спектра в среднем ИК диапазоне длин волн. В зависимости от назначения устройства для его функционирования необходимо, чтобы дисперсия групповой скорости была близка к нулю или, наоборот, была бы достаточно большой в заданной спектральной области. Так, в работе [4] большая нормальная дисперсия групповой скорости и нелинейность стекла  $As_2Se_3$  используются для создания линейного чирпа в 4-метровом отрезке волокна в схеме компрессии импульсов на центральной частоте 1.55 мкм. Смещение нуля дисперсии в область менее 2 мкм в микроструктурированном волокне из халькогенидного стекла  $As_2S_3$  обеспечивает уширение спектра импульсов с пиковой мощностью 1 кВт на длине волны 2 мкм в области 3–5 мкм [5]. Существенно, что показатель преломления халькогенидных стекол значительно больше, чем у плавленого кварца ( $n(SiO_2) \sim 1.46$ ), а длина волны  $\lambda_0$ , соответствующая нулю дисперсии групповой скорости ( $D = 0$ ), смещена в средний ИК диапазон (у плавленого кварца  $\lambda_0 \sim 1.3$  мкм).

В спектральной области 1–2 мкм дисперсия групповой скорости в халькогенидных стеклах значительно больше, чем в плавленом кварце, и, являясь нормальной ( $D < 0$ ), составляет величины порядка нескольких сотен пс/(нм км). Поэтому до последнего времени халькогенидные световоды не рассматривались как среда для передачи информации в стандартных волоконных телекоммуникационных сетях.



Для управления дисперсией групповой скорости может быть использовано структурирование стекла, а именно создание волноводных структур с однородной или периодической оболочкой. Профиль показателя преломления волноводной структуры определяет знак и величину волноводной дисперсии [6]. Для управления полной дисперсией структуры необходимо, чтобы в рассматриваемой спектральной области волноводная дисперсия была сравнима по величине с материальной. Поэтому в задачах компенсации большой материальной дисперсии халькогенидного стекла в области 1–2 мкм необходимо использовать структуры с большим контрастом профиля показателя преломления. Таковыми являются, например, фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) с воздушным заполнением [3, 7, 8]. В работе исследуются возможности управления дисперсией групповой скорости оптических импульсов в ИК диапазоне длин волн путем создания структур с большим или малым контрастом показателя преломления из халькогенидных стекол различного состава. В модельной задаче полагаем, что показатель преломления среды меняется вдоль одной пространственной координаты. Такой режим реализуется в планарных интегрально-оптических устройствах [9].

#### Метод плоских волн

Рассчитаем дисперсионные характеристики направляемых мод щелевого волновода с фотонно-кристаллической оболочкой. В планарном волноводе световую волну можно представить как суперпозицию ТЕ- и ТМ-поляризованного излучения. Представим волновые уравнения для ТЕ- (1) и ТМ- (2) мод:

$$-\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{n^2} \frac{dH_y}{dx} \right) + \frac{\beta^2}{n^2} H_y = k^2 H_y, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k^2 \varepsilon(x) E_y = \beta^2 E_y, \quad (2)$$

где  $E_y - y$  – компонента электрического поля,  $H_y - y$  – компонента магнитного поля.

Уравнения (1), (2) представляют собой в общем виде уравнения Гельмгольца. Суть метода плоских волн состоит в следующем. Для нахождения и расчета мод волновода поля  $H_y$  или  $E_y$  раскладывают в пространственный ряд Фурье. Как для ТЕ-, так и для ТМ-волн данное разложение представляет собой суперпозицию плоских волн, распространяющихся под углом к плоскости ( $y-z$ ):

$$H_y = \sum_m h_m e^{i(s_x m)x},$$

$$\frac{1}{n^2} = \sum_n \kappa_n e^{i(s_x n)x}, \quad (3)$$

$$E_y = \sum_j a_j e^{i(s_x j)x},$$

$$n^2 = \sum_l \eta_l e^{i(s_x l)x}, \quad (4)$$

где  $hm, \kappa n, aj, \eta j$  – соответствующие коэффициенты разложения в ряд Фурье.

После подстановки (3), (4) в (1), (2) получаем матричное уравнение относительно неизвестных коэффициентов  $h_m, a_j$ . Решением матричного уравнения является набор ТЕ- или ТМ-мод ФКВ. Из всего набора решений можно выбрать определенную моду, распространяющуюся в структуре.

#### Результаты

На рис. 1 представлено поперечное распределение интенсивности ТЕ-волны, распространяющейся в области центрального дефекта щелевого фотонно-кристаллического волокна, полученное методом плоских волн.

На рис. 2 показано поперечное распределение интенсивности основной ТМ-моды щелевого фотонно-кристаллического волновода. Основной особенностью ТМ-моды является наличие скачка интенсивности на границе разделов диэлектриков. За счет данной особенности формируется центральный пик с высоким значением интенсивности. Размер скачка зависит от разности показателей преломления соседних слоев. Для демонстрации данного эффекта была выбрана структура с большим контрастом показателя преломления (показатель преломления сердцевины 1.5 (кварц), показатель преломления соседних слоев – 3.5 (кремний)). Центральный пик интенсивности формируется в нанометровом зазоре. Локальное увеличение интенсивности способствует усилению нелинейных эффектов (керровская нелинейность, многофотонное поглощение, комбинационное рассеяние, параметрическое преобразование частоты). Мода, показанная на рис. 2, формируется в основном за счет полного внутреннего отражения. Поэтому её дисперсия определяется в первую очередь дисперсией материала.

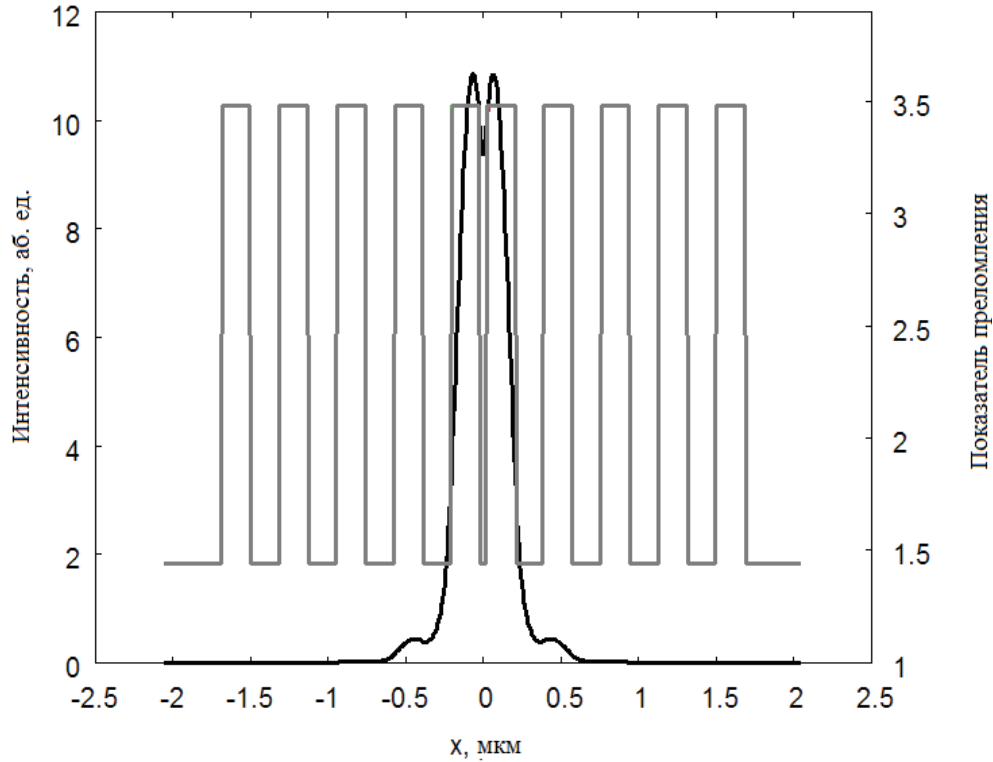


Рис. 1. Поперечное распределение напряженности электрического поля моды шелевого ФКВ и показателя преломления. Эффективный показатель преломления 3.025. Длина волны 1.5534 мкм

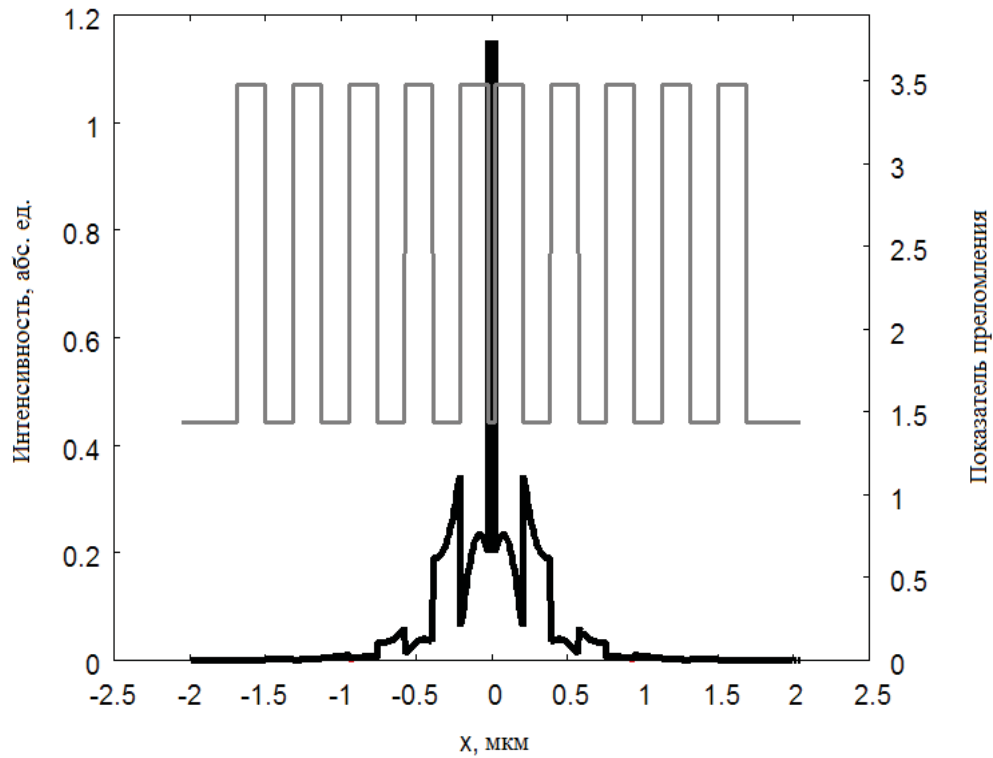


Рис. 2. Поперечное распределение напряженности электрического поля моды шелевого ФКВ и показателя преломления. Длина волны 1.5534 мкм, эффективный показатель преломления 2.3636





Фотонно-кристаллическая оболочка позволяет управлять локализацией моды, однако для компенсации дисперсии необходимо использовать моды, формирующиеся за счет брэгговского отражения.

На рис. 3, а представлено поперечное распределение интенсивности основной моды щелевого фотонно-кристаллического волновода, составленного из слоев халькогенидных стекол. Такая структура обладает небольшим контрастом. По

сравнению со структурой, показанной на рис. 2, разница показателей преломления соседних слоев составляет всего 0.3, однако такой величины хватает для формирования центрального пика с высоким значением интенсивности. Основной особенностью данной моды является то, что она формируется за счет брэгговского отражения. В теории фотонно-кристаллических структур необходимым условием существования такой моды является наличие фотонной запрещенной зоны.

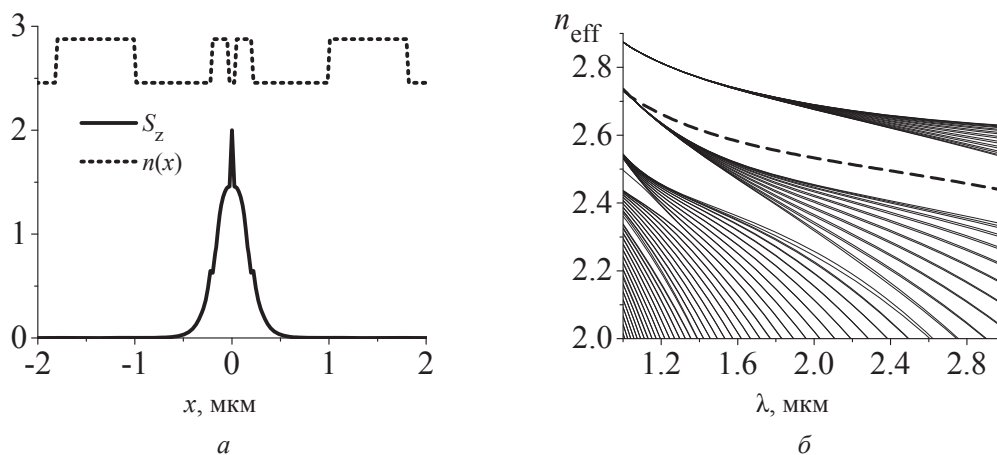


Рис. 3. Распространение ТМ-моды в дефекте: а – интенсивность в отн. ед. и показатель преломления структуры (пунктир); б – пунктиром выделена мода, распространяющаяся в дефекте

Для волноводов, изготовленных на основе халькогенидных стекол, контраст между показателями преломления меньше, как следствие – пик интенсивности меньше. Тем не менее, использование подобной составной структуры щелевого волновода с фотонно-кристаллической оболочкой позволяет повысить локальную интенсивность с одновременной компенсацией дисперсии. На рис. 3, б показана зависимость эффективного показателя преломления от длины волны. Область параметров, внутри которых отсутствует решение, соответствует запрещенной зоне. В пределах первой запрещенной зоны существует решение, соответствующее моде, показанной на рис. 3, а.

На рис. 4 показана дисперсия данной моды и халькогенидных стекол, из которых изготовлен волновод.

Ноль дисперсии основной моды находится на длине волны 2.4 мкм. Для длины волны больше 2.4 мкм дисперсия является аномальной. Халькогенидные стекла обладают большой нелинейностью, поэтому возможно формирование солитонных импульсов со сравнительно малой

энергией. Ключевым моментом для формирования солитонов является наличие аномальной дисперсии. На основании расчетов авторов статьи можно сделать вывод, что щелевой фотонно-кристаллический волновод позволяет компенсировать дисперсию халькогенидного стекла с одновременным увеличением локальной интенсивности.

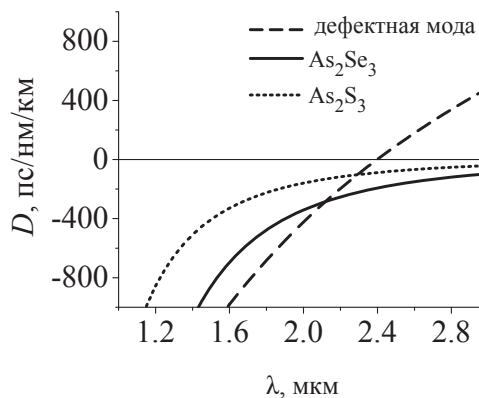


Рис. 4. Дисперсии различных материалов и дефектная мода щелевого ФКВ



## Выводы

Рассчитаны характеристики мод, направляемых дефектом фотонно-кристаллической структуры. Показано, что щелевые фотонно-кристаллические волноводы могут направлять ТМ-волны, локализованные в нанометровом зазоре. Предложено использовать фотонно-кристаллическую оболочку для управления полем в щелевых волноводах. Показано, что щелевые волноводы с фотонно-кристаллической оболочкой можно использовать для локального повышения интенсивности и управления дисперсией.

## Список литературы

1. Ergin T., Höner zu Siederdisen T., Giessen H., Lipitz M. Ultrafast time-resolved spectroscopy of 1D metal-dielectric photonic crystals // Phys. Rev. 2009. Vol. 79. P. 24–29.
2. Snopatin G. E., Shiryayev V. S., Plotnichenko G. E., Dianov E. M., Churbanov M. F. High-Purity Chalcogenide Glasses for Fiber Optics // Inorganic Materials. 2009. Vol. 45, № 13. P. 1439–1446.
3. Желтиков А. М., Коротеев Н. И., Магницкий С. А., Тарасишин А. В. Считывание информации с помощью однофотонной и двухфотонной люминесценции в устройствах трехмерной оптической памяти на основе фотохромных материалов // Квант. электроника. 1998. Т. 25, № 10. С. 885–889.
4. Sanghera J. S., Florea C. M., Shaw L. B. Progress of Chalcogenide Glass Fibers // J. Non-Cryst. Solids. 2008. Vol. 354. P. 462–465.
5. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 665 с.
6. Troles J., Brilland L., Smektala F., Houizot P., Dessevadavy F., Coulombier Q., Traynor N., Chartier T., Nguyen T. N., Adam J. L., Renversez G. Linear and Nonlinear Characterizations of Chalcogenide Photonic Crystal Fibers // Fiber and Integrated Optics. 2009. Vol. 28. №1. P.11–18.
7. Liao M., Chaudhari Ch., Qin G., Yan X., Kito Ch., Suzuki T., Ohishi Y., Matsumoto M., Misumi T. Supercontinuum generation in a chalcogenide-tellurite composite microstructure fiber // Opt. Express. 2009. Vol. 17. P. 21608–21619.
8. Oya K., Nakazawa T., Kittaka S., Tsunetomo K., Kintaka K., Nishii J., Hirao K. Fabrication of One-Dimensional Photonic Crystal with Large Dispersion in SiO<sub>2</sub> Glass Substrate Using Deep Dry Etching Technique // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. P. 192–200.
9. Kittaka S., Nara M., Nakazawa T., Asai T., Koyama T. Channel Waveguide of One-Dimensional Photonic Crystal // Diffractive Optics and Micro-Optics / ed. R. Magnusson. Vol. 75 of OSA, Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, 2002), paper DTuD1.

УДК 620.3+544-0.22.532(075.8)

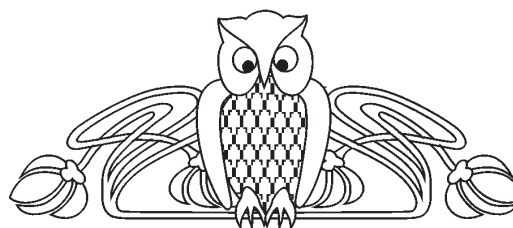
## ВЛИЯНИЕ ВОДЫ И БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ НА НАНОСТРУКТУРЫ КРЕМНИЯ

Д. И. Биленко, О. Я. Белобровая, В. В. Галушка, Я. Д. Карсакова, Т. Е. Мельникова, И. Б. Мысенко, В. П. Полянская, Д. В. Терин

Саратовский государственный университет  
E-mail: bil@sgu.ru

Исследуются результаты сопоставительного изучения растворимости, оптических свойств и морфологии кремниевых наночастиц и нанопористого кремния перед, в течение и после взаимодействия с дистиллированной водой и биологически активной средой на основе дрожжей (*Saccharomyces cerevisiae*). Обнаружена существенная зависимость влияния воды и БАС от структуры изучаемых материалов.

**Ключевые слова:** биологически активная среда, растворимость, кремниевые наночастицы, нанопористый кремний, дистиллированная вода, *Saccharomyces cerevisiae*.



## Influence of Water and Biology Active Media on Silicon Nanostructures

D. I. Bilenko, O. Ya. Belobrovaya, V. V. Galushka, Ya. D. Karsakova, T. E. Melnikova, I. B. Mysenko, V. P. Polyanskay, D. V. Terin

The obtained results of comparative study of solubility, optical properties and morphology of silicon nanoparticles and nano porous Si before, during and after interaction with distilled water and the biology active medium- yeast (*Saccharomyces cerevisiae*) show the significant



dependence of the interaction between water and BAM on structure of the researched materials.

**Key words:** biology active medium, solubility, silicon nanoparticles, nano porous silicon, distilled water, *Saccharomyces cerevisiae*.

### Введение

Кремний является одним из наиболее распространённых материалов по применению в различных отраслях науки и их практических приложениях [1–9]. Несмотря на многочисленные исследования, вопрос о взаимодействии наноструктур кремния с водой и биологически активной средой (БАС) ограничивается образцами пористого кремния [2, 5–10]. Применения кремния в лечебных целях широко описаны [1–4], однако нет сведений об изменениях самого нанокремния в биологических средах, в частности, нет сведений о селективности растворения различных форм кремния в средах, свойственных живым организмам.

Целью статьи является сопоставительное изучение оптических свойств и морфологии различных наноструктур кремния и их растворения в процессе взаимодействия с дистиллированной водой и БАС. В качестве биологической среды выбраны непатогенные пекарские дрожжи (*Saccharomyces cerevisiae*).

### Получение и подготовка образцов и сред

Нанопористый кремний (nanoPSi) с площадью поверхности  $S = 67 \text{ м}^2/\text{г}$  получался методом электрохимического травления кремния КДБ 0.03 ориентации  $\langle 111 \rangle$ . Технология получения отработывалась на основе разработанного метода контроля *in situ* толщины и пористости образующегося слоя [9]. Толщина и пористость слоёв находились в пределах  $\sim 10 \text{ мкм}$  и 70–80% соответственно. Диаметр кремниевых нитей составил порядка 10 нм по измерениям растровой электронной микроскопии. Образцы хранились на воздухе в течение одного месяца. Наночастицы кремния (nc-Si) были получены методами плазменной технологии путем переконденсации ультрадисперсных материалов в лаборатории ГНИИХТЭОС. БАС служил водный раствор 0.1 г сахара, 0.1 г непатогенных пекарских дрожжей (*Saccharomyces cerevisiae*) в 10 мл дистиллированной воды сопротивлением несколько МОм,  $pH$  воды и раствора дрожжей  $\sim 7$ .

### Методы исследования

В качестве меры растворимости исследуемых образцов была принята массовая концен-

трация кремния в воде  $X$  в  $\text{мг}/\text{дм}^3$ . Растворённые формы кремния при  $pH = 7.0$  представлены главным образом кремниевой кислотой  $\text{H}_4\text{SiO}_4$ , имеющей мономерно-димерную форму [8]. Измерения  $X$  проводились в соответствии с РД 52.24.433-2005 «Массовая концентрация кремния в поверхностных водах суши фотометрическим методом. Методика выполнения измерений в виде «жёлтой формы молибдокремниевой кислоты» [8].

Оптические свойства образцов до и после их обработки в дистиллированной воде или БАС изучались до и после 1 или 24 ч пребывания в среде. Снимались спектральные зависимости поляризационных параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  на измерительном комплексе «Эллипс 1000 АСГ» в области спектра 350–1000 нм при угле падения излучения на образец  $70^\circ$ . Свойства поверхностного модифицированного слоя находились в предположении модели однородного слоя на подложке [5, 6].

Морфология и элементный состав исследуемых образцов изучались методами сканирующей электронной микроскопии, элементного энергодисперсионного микроанализа на СЭМ MIRA II LMU до и после взаимодействия с водой и биологической средой [7].

### Экспериментальные данные

При изучении растворимости исследуемых образцов в качестве среды в первой серии экспериментов была использована дистиллированная вода при температуре  $26.5^\circ\text{C}$ . Нагрев осуществлялся в термостате в течение 24 ч. Во второй серии экспериментов образцы находились в БАС при той же температуре.

Анализировались отношения растворимости  $X$  к массе  $X/m$  и площади поверхности  $X/S$  nc-Si и nanoPSi. Полученные таким образом значения приведённой растворимости различных форм кремния в воде и БАС представлены на рис. 1. Установлено, что пористый кремний и наночастицы кремния в воде растворяются практически одинаково. В то время как растворимость nc-Si по  $X/m$  в БАС резко падает по сравнению с водой, растворимость nanoPSi в БАС существенно растёт. Взаимодействие наночастиц кремния с водой и БАС приводит к существенному изменению их состава и размеров. Данные морфологии наночастиц кремния, полученные с помощью СЭМ, обрабатывались гистограммным методом. Результаты приведены на рис. 2.

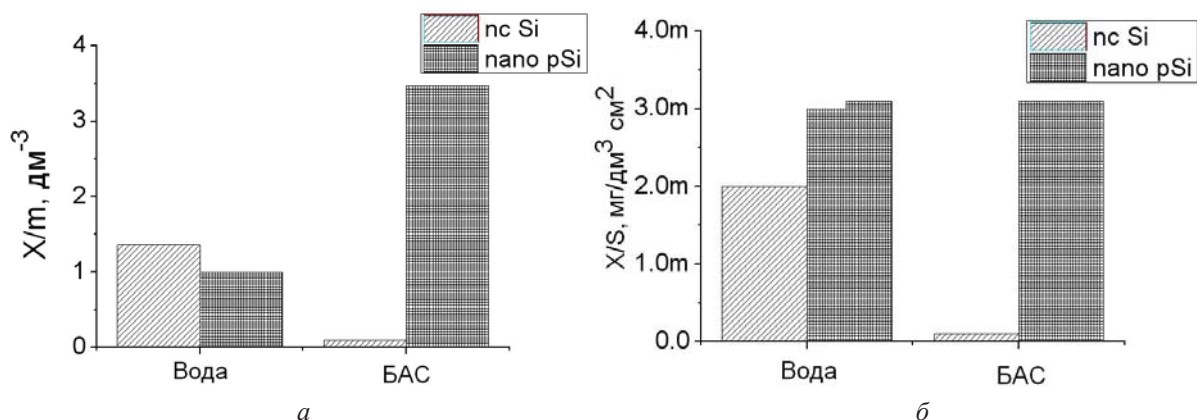
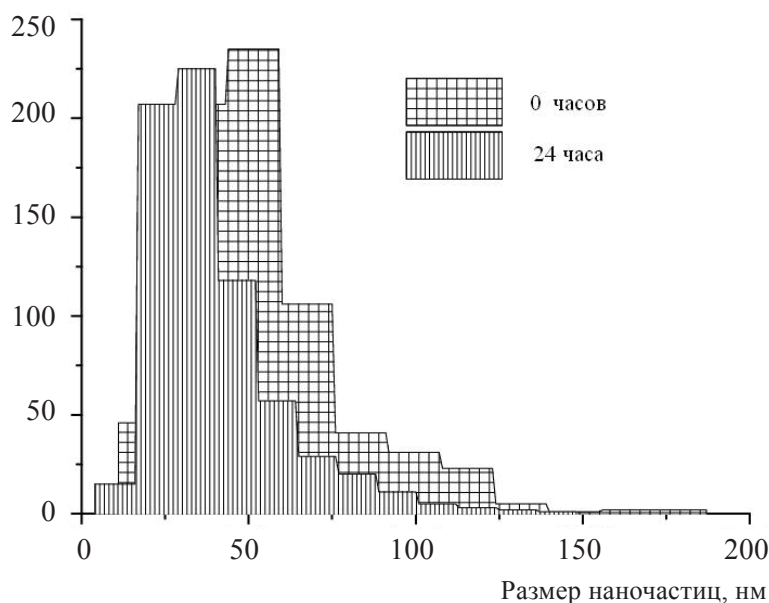
Рис. 1. Растворимость  $X/m$  (а) и  $X/S$  (б) различных форм Si в воде и БАС

Рис. 2. Гистограмма распределения по размерам nc-Si при взаимодействии с водой

Средний размер наночастиц уменьшился с 54 нм (до взаимодействия с водой) до 39 нм (после 24 ч взаимодействия с водой), что согласуется с полученными данными по растворимости.

Пребывание в БАС приводит к существенному изменению морфологии наночастиц. По изменению размеров наночастиц можно было судить об уходе кремния при пребывании в БАС. Полученные результаты представлены на рис. 3.

Морфология пористого кремния после воздействия воды и БАС изменяется. Характерным является уменьшение размеров нанокристаллитов пористого кремния после пребывания в БАС от 80–130 до 60–80 нм.

Анализ полученных данных указывает на изменение элементного состава наночастиц. Наиболее существенно изменяется отношение материала ядра наночастицы кремния к кислороду, входящему в оболочку. Отношение кремния к кислороду  $\eta$  в исходном состоянии равно 2 с учётом содержания кремния в ядре и оболочке. Выдержка в дистиллированной воде приводит к понижению  $\eta$  до 1.2 (в случае  $\text{SiO}_2$ ,  $\eta = 1$ ), а в БАС – к повышению  $\eta$  до 3.48. Это согласуется с возможным окислением кремния при выдержке в воде [10] и указывает на раскисление наночастиц в БАС.

Воздействие воды и БАС приводит к изменению состава пористого кремния. Раз-

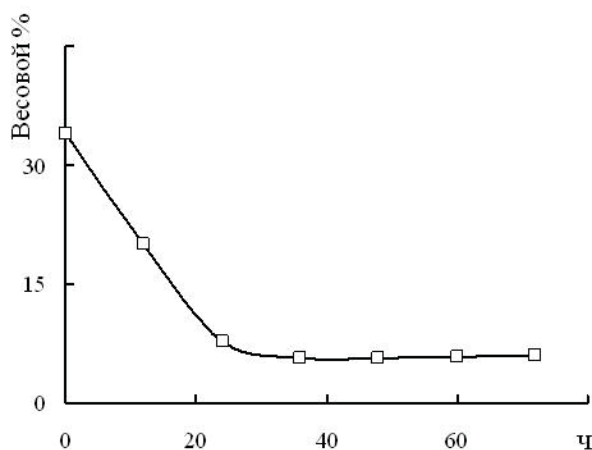


Рис. 3. Количество кремния в наночастицах от времени взаимодействия с БАС

витая поверхность ПК в исходном состоянии окислена, что соответствует отношению кремния к кислороду в весовых процентах  $\eta = 1$ . После пребывания в воде  $\eta$  падает до 0.81–0.82, а после воздействия БАС возрастает до 1–1.03. При этом содержание кремния растёт, а кислорода падает, что подтверждается полученными данными по  $X$ .

Структуры пористого кремния под воздействием воды и БАС изменяют свои свойства, что видно по изменению спектральных зависимостей эллипсометрических параметров –  $\Psi$  и  $\Delta$ . В качестве примера на рис. 4 приведены спектральные зависимости азимута восстановленной линейной поляризации  $\Psi$  пористого кремния

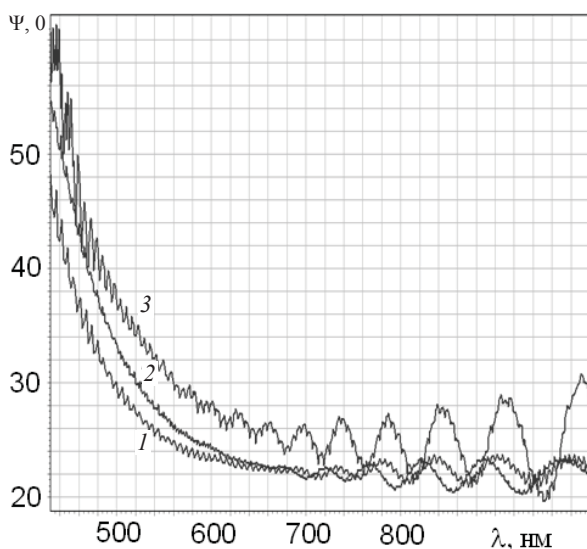


Рис. 4. Спектральные зависимости  $\Psi$  пористого кремния до и после воздействия дрожжей (в коротковолновой области нижняя кривая – исходный nanoPSi (1), выше – 24 ч (2) и 1 ч (3))

до и после воздействия дрожжей. После одночасового воздействия глубина модуляции резко увеличивается, начало интерференции смещается в коротковолновую область спектра (верхняя кривая на рис. 4). Это указывает на уменьшение поглощения, сглаживание границы раздела поверхность nanoPSi – внешняя среда и аморфизацию ПК. Воздействие БАС в течение более длительного времени (24 ч) приводит как бы к возвращению свойств слоя к исходному состоянию.

Результаты эллипсометрии находятся в соответствии с данными, полученными при моделировании структуры композитом, содержащим долю аморфизированной фазы.

Вычислительный эксперимент, в котором «из первых принципов» с использованием программы Quantum Wise [11] рассчитывались зонная структура и спектры диэлектрической проницаемости модельных структур нанослоев кремния с и без покрывающих их монослоев воды, демонстрирует существенные различия зонной структуры и оптических свойств моделируемых структур.

### Заключение

Обнаружено разное изменение морфологии и состава наночастиц кремния и пористого кремния под воздействием воды и биологически активной среды. Установлено, что пребывание в этих средах приводит к различному поведению состава сред и наноматериалов. Полученные результаты могут служить объяснению различного протекания процессов в живой среде при воздействиях разных наночастиц одного и того же материала.

### Список литературы

1. Salonen J., Lehto V. P., Laine E. // Appl. Surf. Science. 1997. Vol. 120. P. 191–193.
2. Anderson S. H., Elliott H., Wallis D. J., Canham L. T., Powell J. J. // Phys. Stat. Sol.(a). 2003. Vol. 197. P. 331–334.
3. Биленко Д. И., Кутузова Г. А., Назарова Л. С. // Вестн. Сарат. госагроун-та им. Н. И. Вавилова. 2009. № 10. С. 31–35.
4. Mossman B. T., Borm P. J., Castranova V., Costa D. L., Donaldson K., Kleeberger R. // Particle and Fiber Toxicology. 2007. Vol. 4. P. 1–10.
5. Физика тонких плёнок / под ред. Г. Хасса : в 2 т. М. : Мир, 1981. Т. 1. 303 с.
6. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М. : Мир, 1981. 583 с.



7. Голдстейн Дж., Ньюбери Д., Эчлин П., Джой Д., Фиори Ч., Лифшин Э. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ : в 2 кн. / пер. с англ. М. : Мир, 1984. Кн 1. 303 с.
8. РД 52.24.433-2005 «Массовая концентрация кремния в поверхностных водах суши. Методика выполнения измерений фотометрическим методом в виде жёлтой формы молибдодокремниевой кислоты» / Федеральная служба по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды. Ростов н/Д, 2005. 26 с.
9. Биленко Д. И., Белобровая О. Я., Галушка В. В., Мысенко И. Б. Исследования влияния воды на свойства нанослоев, образующихся на поверхности Si // Инновации и актуальные проблемы техники и технологии : материалы Всерос. науч.-практ. конф. молодых ученых : в 2 т. Саратов : Сарат. гос. техн. ун-т, 2010. Т. 2. С. 14–16.
10. David J. // Nature. 2007. Vol. 446, № 8. P. 146–147.
11. Quantum Wise (Simulation software for nanoscience) : сайт. URL: <http://quantumwise.com> (дата обращения: 15.02.2013).

УДК 620.3

## МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В QUANTUMWISE



Д. И. Биленко, Д. В. Терин, О. Ю. Кондратьева,  
Е. М. Ревзина, С. Б. Вениг

Саратовский государственный университет  
E-mail: bil@sgu.ru

Рассматриваются методологические аспекты использования QuantumWise при моделировании и прогнозировании поведения нанокomпозиционных материалов.

**Ключевые слова:** моделирование, нанокomпозиционные материалы, QuantumWise.

### Methodological Aspects and Structure Modelling and Predicting the Behaviour of Nanocomposite Materials in QuantumWise

D. I. Bilenko, D. V. Terin, O. Y. Kondratieva,  
E. M. Revzina, S. B. Venig

Methodological aspects and structure modelling and predicting the behaviour of nanocomposite materials in QuantumWise are discussed.  
**Key words:** modeling, nanocomposite materials, QuantumWise.

На сегодняшний день наиболее важные особенности поведения и изменения свойств наноструктурированных композиционных материалов вызваны не конкретными факторами уменьшения размера частиц, элементов или структур, а принципиально новыми качественными явлениями, присущими наномасштабу, в условиях, когда на макроскопические параметры получаемых композитов оказывают влияние закономерности квантовой механики и размерных поверхностных эффектов.

Особенность последнего времени заключается в расширении круга задач, при решении которых применяется компьютерное моделиро-

вание. Если ранее компьютерное моделирование применялось как количественное описание процессов в композиционных материалах, то сейчас особое внимание уделяется созданию новых перспективных наноструктурированных материалов и прогнозированию свойств.

Решение данных задач базируется на необходимости многомасштабного сквозного описания макрообъекта «сверху–вниз», поскольку строение и поведение конечного макрообъекта определяется строением и свойствами всей совокупности структурированной иерархии композиционного материала [1].

Вычислительная нанотехнология наряду с теоретическими разработками и экспериментальными исследованиями является в настоящее время самостоятельным, эффективным методом познания закономерностей наномира [1–3].

Квантово-химические «программные конструкторы» можно охарактеризовать уникальным набором собственных эксплуатационных особенностей: массивом квантово-химических методов обобщения корреляционной энергии, возможностями базисных наборов, средствами интерпретации результатов моделирования, совокупностью математических методов, реализующих основные вычислительные алгоритмы.

Большинство известных квантово-химических «конструкторов» используют обобщенный



подход при поиске волновой функции молекулы, так как при этом реализуются две вычислительные процедуры. Первая – нахождение оптимальной волновой функции для фиксированной геометрии молекулы с помощью вариационного метода Рунге, а именно поиск коэффициентов разложения молекулярных орбиталей путем решения уравнений Хартри–Фока–Рунге. В результате получают электронную волновую функцию и соответствующую ей электронную энергию.

Вторая процедура заключается в оптимизации строения молекулы. Решение этих задач составляет основу алгоритма любого квантово-химического «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.

При фатальных начальных условиях возможны тупиковые ситуации. Среди наиболее популярных коммерческих пакетов следует отметить пакет Gaussian [2], в котором реализованы неэмпирические квантово-химические методы расчета «из первых принципов».

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.

Поскольку указанный принцип является полупэмпирическим 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 [3]. Основной областью применения Atomistix Toolkit является электрохимия поверхности, нанополупроводники, углеродные нанотрубки, материалы на основе графена, композиционные наноструктурированные материалы для молекулярной электроники.

Atomistix Toolkit предназначен для моделирования различных атомных, молекулярных

структур и наносистем при использовании квантово-механических методов моделирования, включая методы неравновесной функции Грина и теории функционала плотности, которые дают возможность детального описания электронной структуры нанообъектов.

Программный пакет Virtual NanoLab разработан на базе инструментов Atomistix Toolkit. Virtual Nanolab – программный «конструктор» (среда), в котором объединены технологии моделирования с трехмерной визуализацией, что позволяет моделировать различные атомные, молекулярные структуры и наносистемы, определяя как их фундаментальные свойства – структуру электронных уровней, концентрацию носителей, так и важнейшие эксплуатационные свойства – электропроводность и оптические параметры. «Конструктор» полностью интегрирован со средой NanoLanguage, используемой для создания на языке Python рабочих сценариев.

Изучение топологических дефектов важно в аспекте поиска методов синтеза наноструктурированных композиционных материалов и электронных устройств на основе углеродных нанотрубок и фуллеренов. Значительное внимание в исследованиях уделяется дефекту Стоуна–Валеса (рис. 1) – благодаря которому возможна пластическая деформация углеродных нанотрубок. Примером оригинального методологического приема, позволяющего быстро оценить эффективность применения Atomistix Toolkit при изучении графеновых композитов и полностью погрузиться в прогнозирование их поведения, является моделирование в графеновой структуре дефекта Стоуна–Валеса и его влияние на спектр пропускания структуры (рис. 2) в целом.

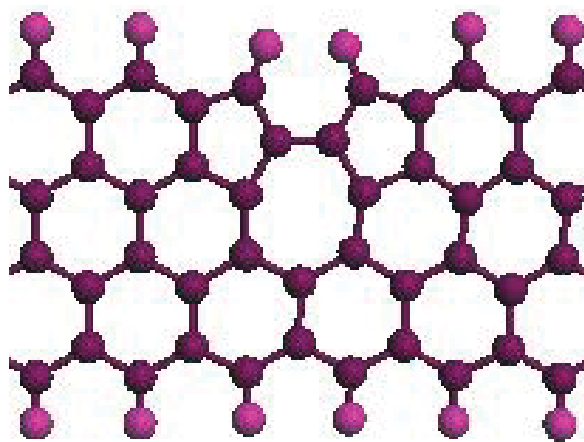


Рис. 1. Результат моделирования дефекта Стоуна–Валеса в графеновой ленте

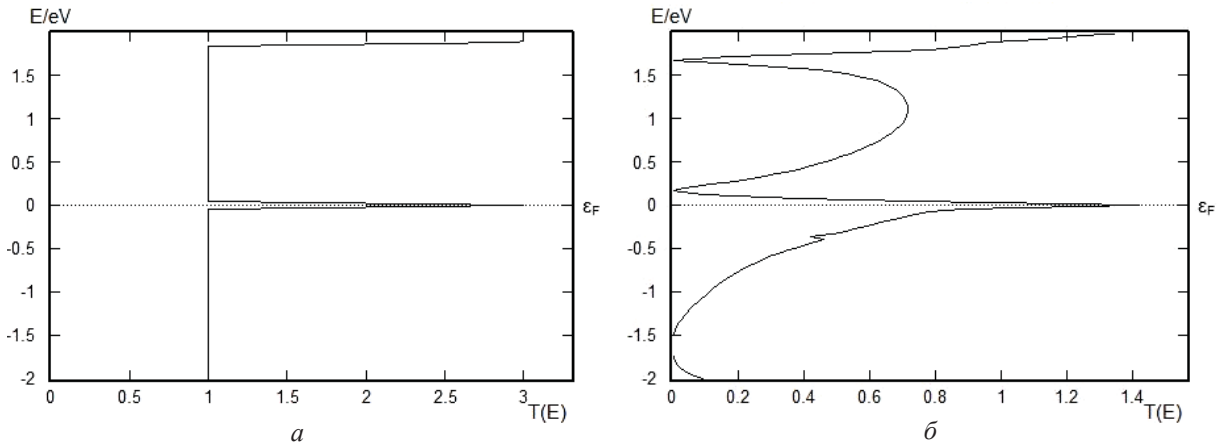


Рис. 2. Спектр пропускания графеновой ленты без (а) и с дефектом (б) Стоуна–Валеса

В развитии современной нанотехнологии прослеживаются две основные тенденции – уменьшение размеров нанобъектов и увеличение их сложности. Физически и химически модифицированные атомы внешних слоёв «исходного» зерна, присоединённые к ним ионы, атомы и молекулярные комплексы из среды, в которой синтезировались, находились и находятся частицы, создают оболочку. Совокупность свойств ядра и оболочки определяющим образом влияют на структуру, энергетический зонный спектр, химические и физические свойства образования. Фактически объектом является не однородная наночастица, а сложное образование, которое в первом приближении можно рассматривать

как систему, образованную однородным ядром и окружающей его оболочкой. Это порождает увеличение числа параметров, необходимых для описания откликов на всё растущее многообразие внешних воздействий, необходимость знания новых зависимостей связей откликов со строением объектов и внешней средой.

Результаты расчётов подобных структур, выполненных «из первых принципов» рядом авторов и авторами данной статьи с использованием пакета [3], а также рис. 3 иллюстрируют сказанное. Ряд работ [4–6] подтверждают существенное изменение свойств образований при вариации ядра и оболочек частиц на атомарном уровне.

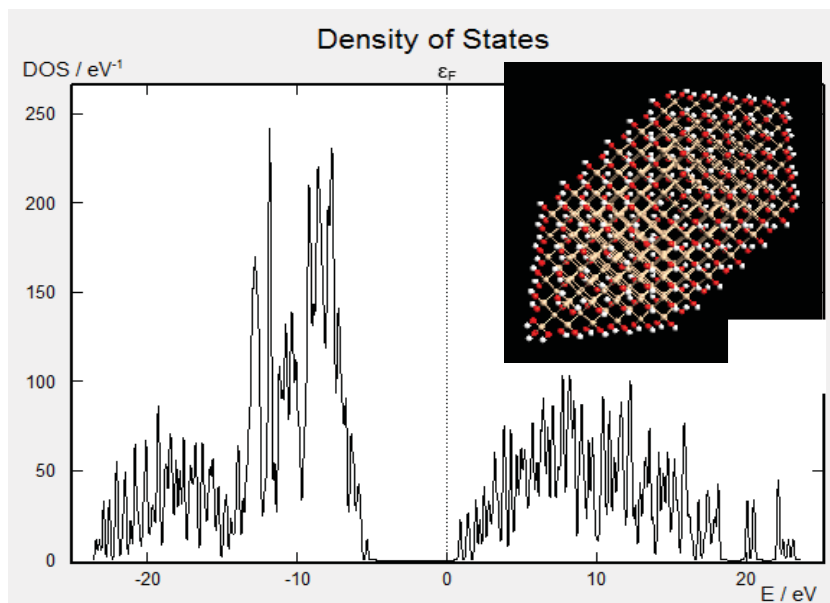


Рис. 3. Плотность состояний и модель наночастицы кремния с гидрогенизированной поверхностью





## Список литературы

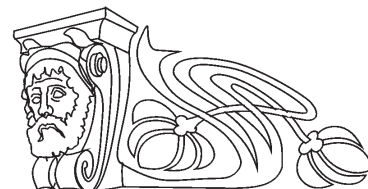
1. *Ибрагимов И. М., Ковшов А. Н., Назаров Ю. Ф.* Основы компьютерного моделирования наносистем. СПб.: Лань, 2010. 384 с.
2. The Gaussian Website (The Official Gaussian Website. Gaussian, Inc. develops, licenses, and supports the Gaussian and GaussView computational chemistry software); сайт. URL: <http://www.gaussian.com> (дата обращения: 15.02.2014).
3. Quantum Wise (Simulation software for nanoscience). URL: <http://quantumwise.com> (дата обращения: 15.02.2014).
4. *Thompson W. H., Yamani Z., AbuHassan L., Gurdal O., Nayfeh M.* The effect of ultrathin oxides on luminescent silicon nanocrystallites // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 73. P. 841.
5. *Belomoin G., Therrien J., Nayfeh M.* Oxide and hydrogen capped ultrasmall blue luminescent Si nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77. P. 779.
6. *Nayfeh M. H., Barry N., Therrien J., Akcakir O., Gratton E., Belomoin G.* Stimulated blue emission in reconstituted films of ultrasmall silicon nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 78. P. 1131.

УДК 620.3

## ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА КОНФОРМАЦИЮ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МОЛЕКУЛ ПРИ АДСОРБЦИИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВУЮ ПОДЛОЖКУ

И. В. Маляр, С. В. Стецюра

Саратовский государственный университет  
E-mail: [imalyar@yandex.ru](mailto:imalyar@yandex.ru)



Предложена аналитическая модель, объясняющая влияние освещения полупроводниковой подложки во время адсорбции на неё полиэлектролита, на результирующую толщину осажденного органического покрытия. Учет изменений концентрации неравновесных носителей заряда и плотности заряженных поверхностных состояний полупроводника при освещении позволил объяснить изменение толщины адсорбируемого слоя изменением конформации молекул полиэлектролита при их электростатическом взаимодействии с фоточувствительной подложкой. Использование в расчетах экспериментально полученных результатов изменения поверхностного потенциала при освещении позволило получить аналитические зависимости, имеющие хорошее качественное и количественное соответствие с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** адсорбция, высокомолекулярный полиэлектролит, полупроводниковая подложка, освещение, конформация молекул, электростатическое взаимодействие.

### The Effect of Illumination on Conformation of Polyelectrolyte Molecules During Adsorption onto Semiconductor Substrate

I. V. Malyar, S. V. Stetsyura

The analytical model describing the influence of illumination of semiconductor substrate during polyelectrolyte adsorption onto it, which results in different deposited organic layer thickness, was suggested. The both changes of non-equilibrium charge carriers concentrations and surface charge density under illumination of semiconductor were considered, which allows one to explain changing of adsorbed layer thickness due to molecule conformation changes because of their electrostatic interaction with photosensitive substrate. Based

on experimental results of surface potential changes under illumination the analytical dependences in good quantitative and qualitative agreement with empirical data were obtained.

**Key words:** adsorption, macromolecular polyelectrolyte, semiconductor substrate, illumination, molecules conformation, electrostatic interaction.

Полиионная сборка является современным методом создания нанометровых органических и неорганических покрытий [1, 2], которые используются в светообразующих и электронных приборах, а также сенсорах [3], в том числе биологических объектов, в частности, ДНК [4].

В работах [2, 5] было показано влияние рН, ионной силы раствора, концентрации и др. на адсорбцию полиэлектролитных молекул из раствора на различные подложки. При этом изменяется как максимальная толщина покрытия, так и кинетика адсорбции за счет изменения конформации полиэлектролитных молекул в растворе и на подложке. Однако эти способы управления толщиной органического слоя за счет изменения параметров раствора не позволяют получить покрытия с заданной топологией поверхности ввиду отсутствия локальности воздействия, чего можно достичь, управляя свойствами подложек. В частности, посредством освещения полупроводниковых подложек можно изменять потенциал их поверхности за счет изменения



ее заряда в результате генерации электронно-дырочных пар [6]. В работе [7] было показано влияние освещения с длиной волны из области собственного поглощения полупроводниковой подложки на толщину адсорбированного слоя полиэтиленimina (ПЭИ). Ввиду многообразия взаимодействий полиэлектролитов с заряженными поверхностями невозможно объяснить все наблюдаемые эффекты только на основании кулоновского взаимодействия. Например, нельзя корректно рассчитать толщину адсорбированного слоя, не учитывая два важных свойства – связность и гибкость фрагментов молекул полиэлектролитов. Поэтому для объяснения результатов в [7] была использована теоретическая модель, предложенная авторами [8], учитывающая влияние этих факторов на зависимость толщины адсорбированного слоя ПЭИ от плотности заряженных поверхностных состояний (ПЗПС)  $\sigma$ .

Целью данной работы является подтверждение доминирующего влияния механизма изменения конформации молекул при их электростатическом взаимодействии с фоточувствительной подложкой на толщину адсорбированного слоя. Цель достигается путем сопоставления экспериментальных результатов работы [7], расчетов, основанных на модельных представлениях в [8], и оценках изменения зарядового состояния поверхности полупроводника, основанных на классических представлениях о поверхностных

явлениях в полупроводниках при освещении [6].

Расчеты проводились для подложек из  $n$ -Si и  $p$ -Si с ориентацией (100). Концентрация примеси для  $n$ -Si и  $p$ -Si составляла примерно  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В работе [7] для нанесения покрытия использовался катионный полиэлектролит ПЭИ ( $-\text{C}_2\text{H}_5\text{N}-$ ) $_x$  с молекулярной массой 25 кДа, для управления осаждением которого было предложено освещать кремниевые подложки во время процесса осаждения лазером с длиной волны 442 нм и интенсивностью излучения  $8 \text{ мВт/см}^2$ .

Вычислительный эксперимент можно разбить на 3 шага: расчет концентрации неравновесных носителей заряда (ННЗ), изменение ПЗПС при освещении Si и изменение толщины адсорбируемого полиэлектролита.

**Для оценки изменения концентрации НЗ в кремниевых подложках при освещении** воспользуемся формулой (1), которая была выведена в [6] на основании решения уравнения непрерывности в предположении, что на полупроводниковую подложку толщиной  $d$ , с коэффициентом отражения  $R$ , временем жизни  $\tau$ , коэффициентом диффузии  $D$  и диффузионной длиной  $L$  неосновных НЗ, скоростями поверхностной рекомбинации на лицевой  $s_1$  и тыльной  $s_2$  границах, падает световой поток с плотностью  $\Phi$  и длиной волны  $\lambda$ , коэффициент поглощения которого  $\alpha$ , при этом каждый квант света рождает одну электронно-дырочную пару:

$$\Delta n = \Delta p(x) = \frac{(1-R)\Phi\alpha\tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \left\{ \left[ K_1 \sinh\left(\frac{d-x}{L}\right) + K_2 \cosh\left(\frac{d-x}{L}\right) + e^{-\alpha d} \left[ K_3 \sinh\left(\frac{x}{L}\right) + K_4 \cosh\left(\frac{x}{L}\right) \right] \right] \times \right. \\ \left. \left[ \left( \frac{s_1 s_2 L}{D} + \frac{D}{L} \right) \sinh\left(\frac{d}{L}\right) + (s_1 + s_2) \cosh\left(\frac{d}{L}\right) \right]^{-1} - e^{-\alpha x} \right\}, \quad (1)$$

где  $K_1 = \frac{s_1 s_2 L}{D} + s_2 \alpha L$ ,  $K_2 = s_1 + \alpha D$ ,  $K_3 = \frac{s_1 s_2 L}{D} - s_1 \alpha L$ ,  $K_4 = s_2 - \alpha D$ .

Для монокристаллического кремния согласно [6, 9] при 442 нм  $\alpha = 95200 \text{ см}^{-1}$  и  $R = 0.49$ ;  $D = 0.9 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\tau = 2.5 \text{ мс}$ . Тогда  $L$  составит около 470 мкм. Согласно [10] скорость поверхностной рекомбинации  $s_1$  электронов в Si после травления в CP-4A составляет  $2.5 \cdot 10^3 \text{ см/с}$ . Так как выполняются соотношения  $d \gg W$ ,  $L \gg W$ ,  $\alpha W \ll 1$ ,  $\alpha d \gg 1$ ,  $\alpha L \gg 1$ , то в предположении, что  $s_2 \rightarrow \infty$ , уравнение (1) можно упростить до вида

$$\Delta n(W) = \Delta p(W) = \frac{(1-R)\Phi}{s_1}. \quad (2)$$

Освещение рождает в объеме полупроводника ННЗ электроны и дырки. При адсорбции

катионных молекул на поверхности подложки увеличивается положительный заряд, поэтому к ней направляются электроны, которые для  $n$ -Si являются основными НЗ, а для  $p$ -Si – неосновными.

Для оценки изменения поверхностного потенциала при освещении  $\phi^{ill}$  воспользуемся формулой для поверхностного ОПЗ, позволяющей связать изменение потенциала с изменением концентрации НЗ [6]:

$$\Delta n(W) = n_0 \left( e^{\frac{q\phi^{ill}}{kT}} - 1 \right), \quad (3)$$

где  $n_0$  – равновесная концентрация электронов.



Для  $n$ -Si  $n_0 = n_d$ , т.е.  $n_0$  равна концентрации полностью ионизованных доноров. Для большинства реальных случаев  $\Delta n < n_d$ , что означает, что экспоненту можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись линейным членом. Тогда формулу (3) можно записать как

$$\Delta n(W) = n_d \frac{q \cdot \varphi^{ill}}{kT}. \quad (4)$$

Для  $p$ -Si  $n_0 = \frac{n_i^2}{n_a}$ , где  $n_i = 1.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  – концентрация собственных НЗ в Si, а  $n_a$  – концентрация полностью ионизованных акцепторов. Для большинства реальных случаев,  $\Delta n > n_0$ , тогда

$$\Delta n(W) = \frac{n_i^2}{n_a} e^{\frac{q \cdot \varphi^{ill}}{kT}}. \quad (5)$$

Для оценки изменения ПЗПС в Si при освещении предположим, что генерируемые светом электроны приводят к изменению ПЗПС на величину  $\sigma^{ill}$ . Это приводит к изменению заряда и размера ОПЗ. Если все примесные атомы в ОПЗ ионизованы, то можно записать

$$\sigma_{n-Si}^{ill} = W_{n-Si} \cdot n_d \text{ или } \sigma_{p-Si}^{ill} = W_{p-Si} \cdot n_a. \quad (6)$$

Решая совместно уравнения (2)–(6), запишем связь между плотностью светового потока  $\Phi$  и изменением ПЗПС  $\sigma^{ill}$  для Si с разными типами проводимости:

$$\left(\sigma_{n-Si}^{ill}\right)^2 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2} \frac{(1-R)}{s_1} \Phi, \quad (7)$$

$$\left(\sigma_{p-Si}^{ill}\right)^2 = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2} n_a \left( \ln \frac{n_a(1-R)}{n_i^2 s_1} + \ln \Phi \right).$$

Максимальное значение итоговой ПЗПС равно сумме исходной  $\sigma^0$  и световой прибавки  $\sigma^{ill}$ . Если для  $n$ -Si  $\sigma_{n-Si}^0$  прибавляется, то для  $p$ -Si значение  $\sigma_{p-Si}^0$  вычитается.

На рисунке 1, а для  $n$ -Si и  $p$ -Si представлены зависимости расчетных значений  $\sigma^{ill}$  и  $\sigma^0$  от интенсивности света с длиной волны  $\lambda = 442 \text{ нм}$  для экспериментальных данных [7, 11].

Для оценки изменения толщины слоя ПЭИ, осажденного на подложки  $n$ -Si и  $p$ -Si при освещении, авторы статьи воспользовались работой [8], где была предложена зависимость толщины полиэлектролитного слоя от ПЗПС, и были выделены участки, соответствующие разной конформации адсорбируемых молекул, разделенные точками  $\sigma_{def}$ ,  $\sigma_{De}$ ,  $\sigma_{ion}$ . Значения  $\sigma$  зависят от параметров молекул, таких как число

мономеров  $N$ , длина связи  $a$ , степень ионизации  $f$  и от параметров среды – диэлектрической проницаемости раствора  $\varepsilon$  и длины Бьеррума  $l_B = q^2 / \varepsilon_0 k_B T$  и  $u = l_B / a$ :

$$\sigma_{def} \approx a^{-2} u^{-1} f^{-1} N^{-3/2}, \quad \sigma_{De} \approx f \cdot a^{-2}, \quad (8)$$

$$\sigma_{ion} \approx f^{3/4} \cdot a^{-2} u^{-1/2}.$$

В работах [12, 13] приводятся следующие значения параметров для ПЭИ:  $a = 3.85 \text{ \AA}$ ,  $f = 0.46$ . Тогда  $\sigma_{def} = 6.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $\sigma_{De} = 3.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и  $\sigma_{ion} = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Без освещения ПЗПС  $\sigma^0 < \sigma_{def}$ , что будет соответствовать случаю, когда молекулы закрепляются на поверхности только хвостами. Освещение приводит к росту эффективной ПЗПС, что может в свою очередь привести к полной компенсации заряда полиэлектролитных молекул, и они в результате электростатического притяжения расположатся в плоскости слоя. Таким образом, происходит качественное изменение морфологии покрытия, что наблюдалось авторами статьи в [7].

Согласно [8] для расчета толщины полиэлектролитного покрытия для случая  $\sigma < \sigma_{def}$  необходимо использовать формулу

$$D \approx (l_B f \cdot N \cdot \sigma)^{-1}, \quad (9)$$

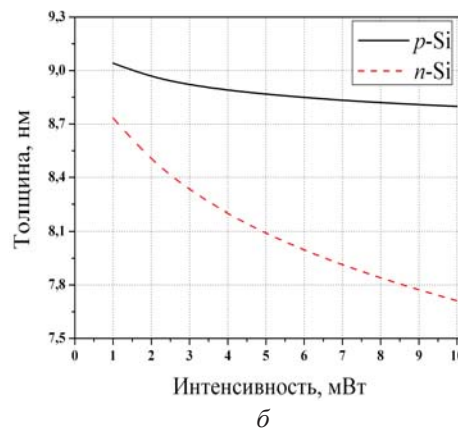
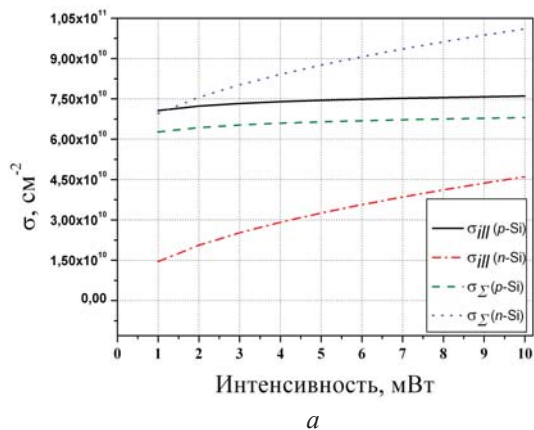
а для случая и  $\sigma > \sigma_{def}$  соответственно

$$D \approx a^{2/3} l_B^{-1/3} f^{-1/3} \sigma^{-1/3}. \quad (10)$$

Так как итоговые ПЗПС  $\sigma_{n-Si}^\Sigma$  и  $\sigma_{p-Si}^\Sigma$  больше  $\sigma_{def}$ , то использовали формулу (10). На рисунке 1, б представлены расчетные зависимости толщин покрытий ПЭИ от интенсивности освещения Si.

Так как  $\sigma_{n-Si}^0 < \sigma_{def}$ , то для оценки толщины полиэлектролитного покрытия, осаждаемого в темноте, для  $n$ -Si использовали формулу (9), которая дает значение 10 нм. Таким образом, максимальное значение эффекта изменения толщины для  $n$ -Si составит 21%, что наблюдалось экспериментально в [7]. Отличие на порядок измеренных и рассчитанных толщин слоев ПЭИ обусловлено уменьшением объема пленки и изменением параметров ПЭИ ( $\varepsilon_{p-pa} = 80$ ,  $\varepsilon_{PEI} = 9$  [2, 14]) за счет удаления воды при сушке в потоке сухого азота.

Использование в расчетах экспериментально полученных результатов изменения поверхностного потенциала при освещении [11] и характеристических параметров для используемых материалов позволило получить аналитические



Зависимости добавочной ПЗПС при освещении  $\sigma_{III}$  и итоговой ПЗПС при освещении  $\sigma_{\Sigma}$  (а), а также толщин полиэлектролитных покрытий (б) от интенсивности освещения с длиной волны 442 нм подложек *n*-Si и *p*-Si

зависимости, имеющие хорошее качественное и количественное соответствие с экспериментальными данными [7]. Использование представлений об изменении ОПЗ полупроводников при освещении дало возможность рассчитать изменение толщин полиэлектролитных слоёв, адсорбируемых на кремниевые подложки с разным типом проводимости, что также соответствует эксперименту. Проведенный количественный анализ с применением модельных представлений о влиянии зарядового состояния подложки на конформацию осаждаемых на неё полиэлектролитных молекул позволил утверждать о доминирующем влиянии рассматриваемого механизма на изменение толщины адсорбированного слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-08-00529-а).

#### Список литературы

1. The new frontiers of organic and composite nanotechnology / ed. V. Erokhin, M. K. Ram, O. Yavuz. Amsterdam, Netherlands : Elsevier Science, 2008. 504 p.
2. Tripathy S. K., Kumar J., Nalwa N. S. Handbook of Polyelectrolytes and Their Applications Vol. 1. Stevenson Ranch : American Scientific Publishers, 2002.
3. Lutkenhaus J. L., Hammond P. T. Electrochemically enabled polyelectrolyte multilayer devices: from fuel cells to sensors // *Soft Matter*. 2007. Vol. 3. P. 804–816.
4. Uslu F., Ingebrandt S., Mayera D., Böcker-Meffert S., Odenthal M., Offenhäusser A. Label-free fully electronic nucleic acid detection system based on a field-effect transistor device // *Biosensors and Bioelectronics*. 2004. Vol. 19. P. 1723–1731.
5. Dobrynin A. V., Rubinstein M. Theory of polyelectrolytes in solutions and at surfaces // *Prog. Polym. Sci.* 2005. Vol. 30. P. 1049–1118.
6. Schroder D.K. Surface voltage and surface photovoltage: history, theory and applications // *Meas. Sci. Technol.* 2001. Vol. 12. P. R16–R31.
7. Маляр И. В., Сантер С., Стецюра С. В. Влияние освещения на параметры полимерного покрытия, осаждаемого из раствора на полупроводниковую подложку // *ПЖТФ*. 2013. Т. 39, вып. 14. С. 69–76.
8. Dobrynin A. V., Deshkovski A., Rubinstein M. Adsorption of polyelectrolytes at an oppositely charged surface // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84, № 14. P. 3101–3104
9. Green M. A. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients // *Sol. Energ. Mat. Sol. Cells*. 2008. Vol. 92. P. 1305–1310.
10. Богатыренко В. В. Метод измерения скорости поверхностной рекомбинации в кремниевых пластинах по их тепловому излучению // *ФТП*. 2010. Т. 44, вып. 3. С. 409–412.
11. Стецюра С. В., Маляр И. В. Применение метода зонда Кельвина для исследования влияния полиэлектролитного покрытия и освещения на поверхностный потенциал кремния // *Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии* : сб. докл. X Междунар. конф. Минск : Беларус. навука, 2012. С. 59–64.
12. Ziebarth J. D., Wang Y. Understanding the protonation behavior of linear polyethylenimine in solutions through Monte Carlo simulations // *Biomacromolecules*. 2010. Vol. 11(1). P. 29–38
13. Sun C., Tang T., Uluda H., Cuervo J. E. Molecular Dynamics Simulations of DNA/PEI Complexes: Effect of PEI Branching and Protonation State // *Biophysical Journal*. 2011. Vol. 100. P. 2754–2763.
14. Pehlivan I. B., Marsal R., Georén P., Granqvist C. G., Niklasson G. A. Ionic relaxation in polyethylenimine-lithium bis(trifluoromethylsulfonyl) imide polymer electrolytes // *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 108. P. 074102-1–074102-6.

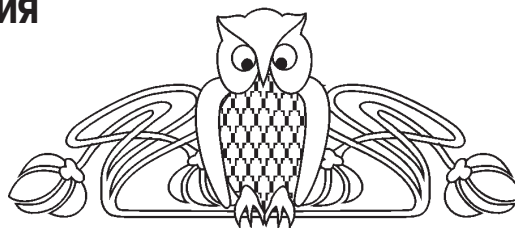


УДК 535-92, 535.015

## СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАТНОГО ДИФFUЗНОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ ТЕСТОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Е. М. Ревзина, **И. Л. Максимова**, А. А. Скапцов

Саратовский государственный университет  
E-mail: lesya16@bk.ru



В работе проведено сопоставление результатов измерения спектральных характеристик светорассеяния на тестовых объектах с помощью различных типов спектральных приборов. Рассмотрены спектры обратного диффузного рассеяния, полученные с помощью интегрирующей сферы и с помощью освещающего и приемного оптических волокон, расположенных на близком расстоянии. Выявлены особенности спектральных характеристик, определяемые параметрами объекта, и различия, обусловленные методом регистрации спектра.

**Ключевые слова:** обратное диффузное рассеяние, спектральные характеристики.

### Comparative Experimental Investigations of Backward Diffuse Light Scattering of Test Objects

Е. М. Revzina, **I. L. Maksimova**, A. A. Skaptsov

The results of measurements of the spectral characteristics of the light scattering on test objects with different types of spectroscopic instruments were compared, backward diffuse scattering spectra, which were obtained with an integrating sphere and with the help of the illuminating and receiving optical fibers located at a short distance, were considered, the features of the spectral characteristics, which were determined by the parameters of the object, and the differences, which were caused by a method of recording of the spectrum, were identified in the scientific work.

**Key words:** backward diffuse light scattering, spectral characteristics.

Волоконно-оптические спектрометры – весьма специфические приборы. Регистрируемый спектр определяется не только оптическими характеристиками исследуемого объекта, но и параметрами самого спектрометра – апертурным углом освещающего волокна (или волокон), апертурным углом приемных волокон, расстоянием от торца волокна до поверхности биоткани, спектром базового объекта, на который нормируем, углом наклона оси волокна относительно нормали к поверхности, расстоянием между освещающими и приемными волокнами и т.п. [1, 2]. Поэтому при сопоставлении результатов, полученных на различных волоконно-оптических приборах, возможны расхождения, обусловленные особенностями этих приборов.

В работе проведено сопоставление спектров диффузного отражения цветных мелкопористых объектов, измеренных с помощью волоконно-оптического спектроанализатора ЛЭСА-01-БИОСПЕК (лазерная электронно-спектральная установка), волоконно-оптического спектроанализатора Ocean Optics USB 4000 и спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 950 (двухлучевой сканирующий спектрофотометр с двойным монохроматором). Для исследования были выбраны мелкопористые объекты одинаковой структуры с выраженными различиями цветовых характеристик. Визуально тестовые объекты были желтого (образец № 1), зеленого (образец № 2), красного (образец № 3) и синего (образец № 4) цветов, результаты измерений для каждого образца, полученные на различных спектральных приборах, соответствующим образом отнормированы и представлены в одной координатной системе для удобства сопоставления (рис. 1).

Качественно результаты, полученные с помощью различных спектрометров, похожи, но имеются количественные различия, которые могут быть обусловлены различиями в геометрии эксперимента.

Был проведен сравнительный анализ спектральных характеристик тестовых объектов, полученных на стандартном спектрометре и на волоконно-оптическом.

Информация, получаемая с помощью волоконно-оптических спектрометров, аналогична информации, получаемой при измерении обратного светорассеяния на стандартных спектральных приборах с помощью интегрирующей сферы. Однако имеются количественные различия, степень выраженности которых зависит главным образом от фактора анизотропии рассеяния и преобладающей кратности рассеяния в исследуемой среде. Для количественной оценки этих эффектов для ряда модельных объектов в работе проведены измерения спектров диффузного рассеяния с помощью волоконно-

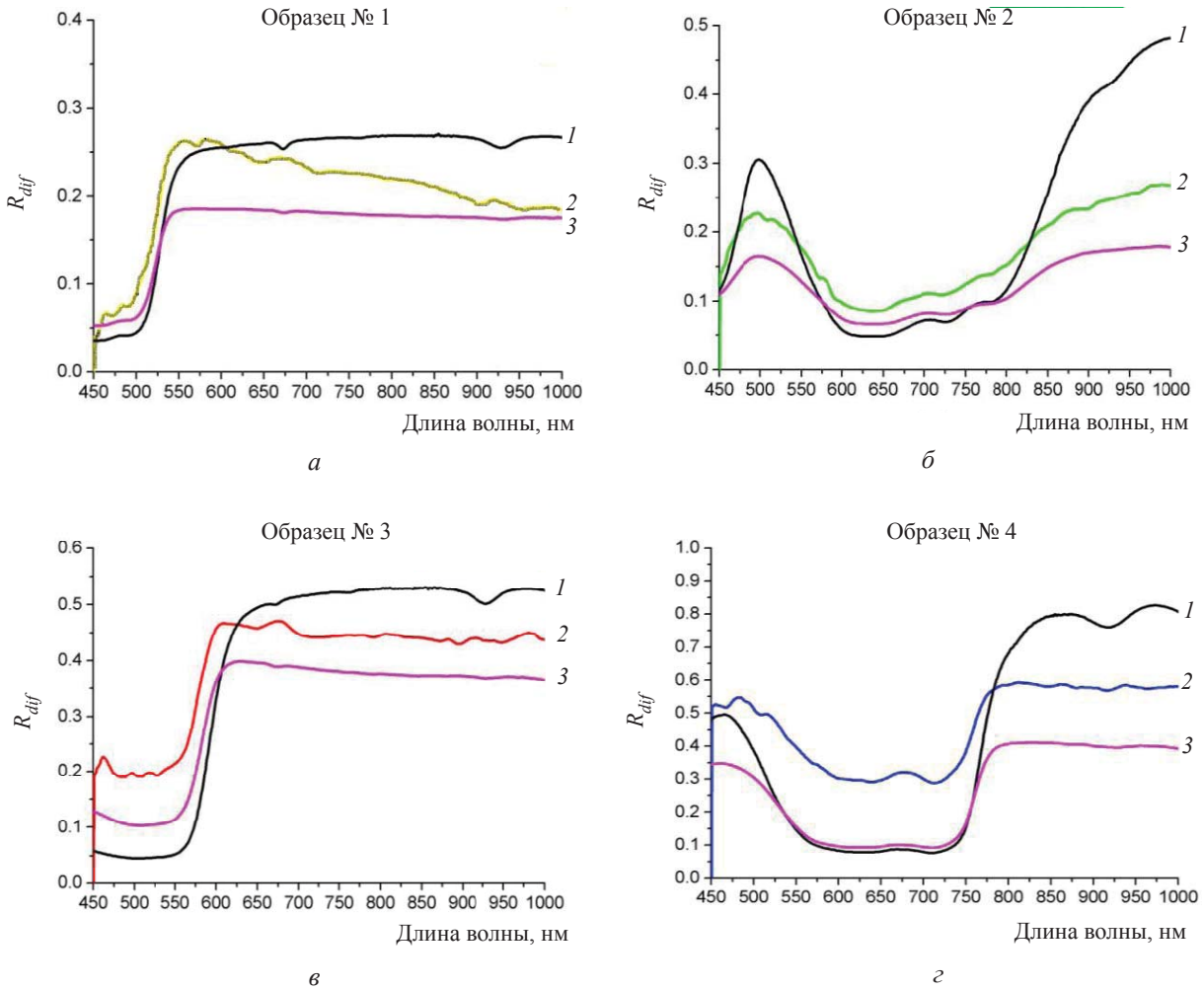


Рис. 1. Спектры диффузного отражения: 1 – измерение на Perkin Elmer Lambda 950; 2 – на ЛЭСА-01-БИОСПЕК; 3 – на Ocean Optics USB 4000

оптического спектроанализатора ЛЭСА-01-БИОСПЕК и спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 950 с интегрирующей сферой. Измерения спектров обратного диффузного отражения проведены для следующих фантомов с термофотосенсибилизаторами: растворы термофотосенсибилизаторов наносились на поверхность непоглощающей рассеивающей мелкопористой фильтровальной бумаги с помощью микропипетки в объеме 0.1 мл, препарат выдерживался для равномерного распределения поглощающих частиц в рассеивающем слое в течение 30 минут. Затем данный лист с поглотителями помещается сверху на систему из 20 листов фильтровальной бумаги без поглощающих частиц. Пропускание такой системы практически равно нулю и ее можно рассматривать как полубесконечную. В качестве селективных поглотителей использованы растворы фотосенса и плазмонно-резонансных

наночастиц. Фотосенс (Photosense) – фотосенсибилизатор второго поколения. Препарат разработан в Московском научно-производственном объединении «НИОПИК» под руководством профессора Г. Н. Ворожцова. Фотосенс представляет собой раствор смеси натриевых солей сульфированного фталоцианина алюминия от ди- до тетразамещенного в дистиллированной воде. Раствор прозрачный, интенсивного синевирюзового цвета, без запаха.

Фотосенс обладает интенсивной полосой поглощения в красной области спектра с максимумом в водном растворе при 675 нм. Вторая (значительно менее интенсивная) полоса поглощения расположена при 350 нм. На рис. 2 представлены экспериментальные спектры обратного рассеяния многослойного фантома, верхний слой которого содержит раствор фотосенса. Регистрируемый волоконно-оптическими



спектрометрами сигнал формируется фотонами, многократно рассеянными в слоях фильтровальной бумаги, из которой составлен фантом. Спектры рассеяния используемой бумаги характеризуются равномерным распределением интенсивности в видимой и ближней ИК-области. В той спектральной области, где наблюдается силь-

ное поглощение фотосенса, в регистрируемом гладком спектре обратного рассеяния фантома наблюдаются провалы. Из представленных на рис. 2, а и 2, б спектров четко виден провал на кривой обратного светорассеяния, соответствующий красной полосе поглощения фотосенса при 675 нм.

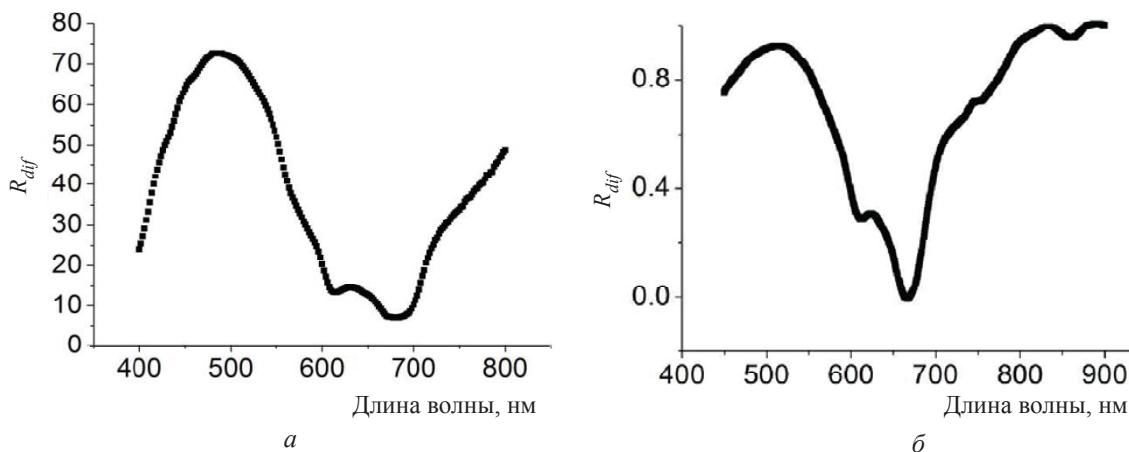


Рис. 2. Спектры отражения многослойного фантома с фотосенсом: а – измерение на Perkin Elmer Lambda 950; б – на ЛЭСА-01-БИОСПЕК

Полоса поглощения фотосенса при 350 нм совпадает с областью спада на спектральной кривой обратного светорассеяния фильтровальной бумаги, образующей фантом, поэтому в данной спектральной области сложно разделить влияние на спектральную кривую вкладов рассеивающей среды и самого фотосенса.

В работе использовались также золотые плазмонно-резонансные наночастицы, синтезированные в лаборатории наноразмерных структур ИБФРМ РАН. Золотые наноболочки с кремниевым ядром с внешним диаметром около 100 нм

и толщиной золотой оболочки около 4–8 нм демонстрируют относительно небольшое рассеяние и довольно сильное поглощение вблизи 800 нм [3–7]. А золотые наностержни с длиной главной оси 70 нм и форм-фактором от 2 до 4 обладают сильным поглощением вблизи 700 нм. Также в работе использовались сплошные золотые наночастицы диаметром 5 нм, которые имеют максимум сечений поглощения и рассеяния в области 530 нм. Результаты измерений спектров диффузного рассеяния фантомов с золотыми наночастицами представлены на рис. 3, 4.

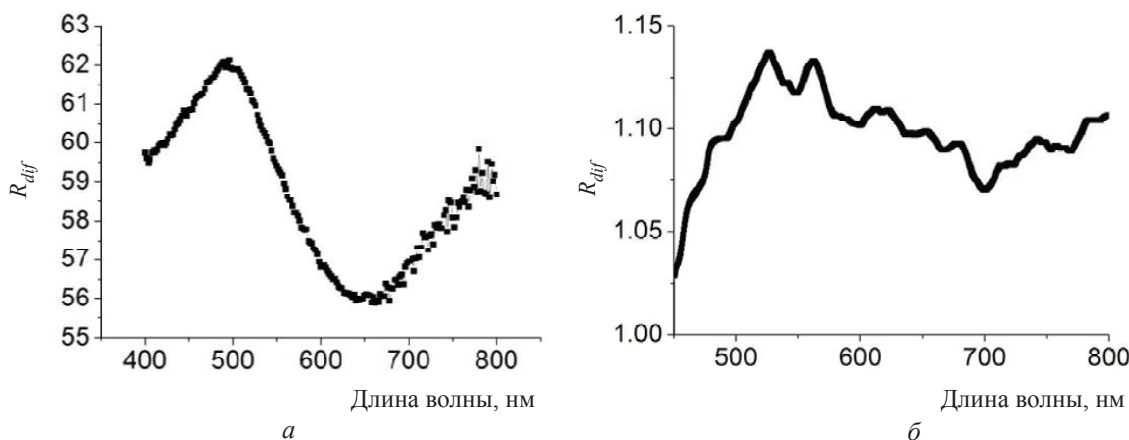


Рис. 3. Спектры отражения многослойного фантома с наноболочками: а – измерение на Perkin Elmer Lambda 950; б – на ЛЭСА-01-БИОСПЕК

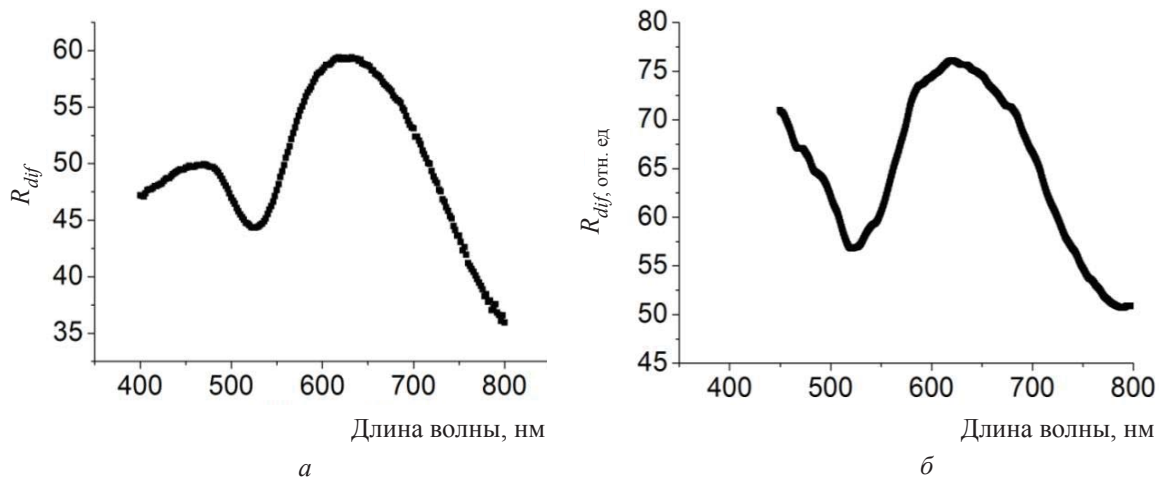


Рис. 4. Спектры отражения многослойного фантома с наночастицами диаметром 5 нм: а – измерение на Perkin Elmer Lambda 950; б – на ЛЭСА-01-БИОСПЕК

В спектрах диффузного рассеяния фантомов с наночастицами наблюдаются провалы, соответствующие полосам поглощения использованных наночастиц. Качественно результаты, полученные на волоконно-оптическом приборе и с помощью интегрирующей сферы, похожи и согласуются со спектральными характеристиками рассматриваемых фотосенсибилизаторов. Однако имеются количественные различия в спектрах, полученных на разных приборах, которые могут быть обусловлены кратностью рассеяния и различиями числовых апертур приемных систем спектральных приборов.

#### Список литературы

1. Оптическая биомедицинская диагностика : в 2 т. / под ред. В. В. Тучина. М. : Физматлит, 2007.
2. Синичкин Ю. П., Утц С. Р. *In vivo* отражательная и флуоресцентная спектроскопия кожи человека. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2001.
3. Хлебцов Б. Н., Богатырев В. А., Дыкман Л. А., Хлебцов Н. Г. Спектры резонансного светорассеяния золотых наноболочек : эффекты полидисперсности и ограничения длины свободного пробега электронов // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102, № 2. С. 273–281.
4. Хлебцов Б. Н., Ханадеев В. А., Хлебцов Н. Г. Коллективные плазмонные резонансы в монослое металлических наночастиц и наноболочек // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 2. С. 324–337.
5. Хлебцов Н. Г. Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 6. С. 504–529.
6. Хлебцов Н. Г. Ориентационное усреднение интегральных сечений в методе дискретных диполей // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 90, № 3. С. 468–475.
7. Хлебцов Н. Г. Ослабление и рассеяние света в дисперсных системах с неупорядоченными, ориентированными и фрактальными частицами (теория и эксперимент) : дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Саратов. гос. ун-т. Саратов, 1996. 559 с.



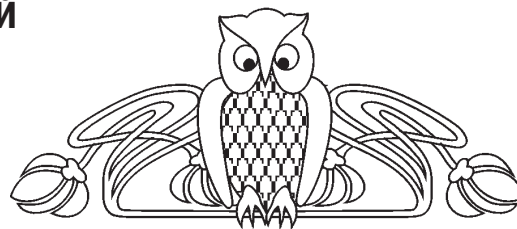


УДК 577.213.44; 577.31; 577.212.3

## КИНЕТИКА ДИФФУЗИОННО-ОГРАНИЧЕННОЙ ЭЛОНГАЦИИ ФРАГМЕНТА ДНК

А. В. Григорьев, А. О. Мантуров

Саратовский государственный технический университет  
E-mail: manturovao@gmail.com



Предложена и исследована численная модель кинетики процесса элонгации одноцепочечного фрагмента ДНК. Модель построена на принципах феноменологического моделирования и реализована в форме диффузионного клеточного автомата. Получены аналитические и численные оценки скорости реакции элонгации и показана возможность возникновения временных задержек присоединения нуклеотидов при снижении концентрации одного из нуклеотидов в растворе, что обуславливается конечным временем транспорта нуклеотидов.

**Ключевые слова:** дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК), элонгация, диффузия, кинетика полимеризации, нуклеотиды, ДНК-полимераза.

### Kinetics of Diffusion-limited Elongation of DNA Fragments

A. V. Grigoryev, A. O. Manturov

The numerical model of the elongation kinetics of the single-stranded DNA has been proposed and studied. The proposed model is based on the principles of the phenomenological modelling and implemented as diffusion cellular automata. The analytical and numerical estimates of the elongation reaction rate for different concentrations of nucleotides has been obtained. The possibility of nucleotide binding delays with reducing the concentration of one of the nucleotides in the solution is shown.

**Key words:** deoxyribonucleic acid (DNA), elongation, diffusion, kinetics of the polymerization, nucleotides, DNA polymerase.

Реакция элонгации молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК) представляет собой процесс синтеза из нуклеотидов (А, Т, G, С) дочерней молекулы на матрице родительской молекулы ДНК, катализируемого ДНК-полимеразой [1]. Молекулы нуклеотидов перемещаются за счет теплового движения, обеспечивающего их равновесный диффузионный транспорт к сайту элонгации. Традиционно предполагается [2], что если присоединение нуклеотидов есть процесс, ограниченный диффузией, и диффузионные коэффициенты для нуклеотидов в элонгационном комплексе сравнимы по величине с диффузионными коэффициентами в объеме раствора, то равновесие будет реализовано при достаточно больших количествах нуклеотидов.

В настоящей работе выполнено численное моделирование процесса элонгации на лидирующей цепи ДНК [1] с учетом ограничения диффузии нуклеотидов, реализуемого за счет понижения объемной концентрации одного из нуклеотидов. Численная модель представляла собой клеточный автомат с окрестностью Марголуса и дискретным временем, заданным в тактах [3] (рис. 1). При моделировании был использован матричный фрагмент ДНК длиной в 2000 нуклеотидов из ДНК *Yersinia pestis CO92 plasmid pCD1*, заданный над полем клеточного автомата размером  $100 \times 2200$  ячеек.



Рис. 1. Модель процесса элонгации ДНК. Над регулярной решеткой ячеек расположена собираемая ДНК-последовательность, состоящая из исходной цепи – матричной ДНК-последовательности и комплиментарной ей недостроенной ДНК-последовательности. Сборка ДНК-последовательности происходит слева направо. Сайт элонгации обозначен сплошным квадратом, представленный фрагмент поля клеточного автомата имеет размер  $6 \times 6$ . Ячейки содержат нуклеотиды А, Т, G, С

Оценки зависимости вероятности встраивания нуклеотида от номера такта приведены на рис. 2 а, б. Видно, что с увеличением количества прошедших тактов вероятность встраивания нуклеотида существенно снижается. Из этого следует, что интервалы времени перед встраиванием



следующего нуклеотида будут минимальными. Также из рис. 2, *а* видно, что, начиная с 20-го такта, значение вероятности возникновения интервалов (фактически – задержек движения ДНК-полимеразы) больших, чем 20 тактов, очень мала. На рис. 2, *б* представлены вероятности встраивания нуклеотида для случая, когда концентрация одного нуклеотида в растворе понижена (жирная кривая соответствует значениям для нуклеотида с пониженной концентрацией). Как видно из рис. 2, *б*, профиль для остальных нуклеотидов остался неизменным (обозначен тонкой кривой), для нуклеотида с пониженной концентрацией наблюдается резкое падение математического ожидания встраивания на тактах от 0 до 7. Это можно объяснить тем, что концентрация нуклеотидов понижается

за счет уменьшения количества их объемных долей в растворе, и, соответственно, доставка обедненных нуклеотидов будет занимать большее время.

На рис. 2, *в* и 2, *г* представлены зависимости вероятности встраивания, полученные в результате проведения численного эксперимента на вышеприведенной модели. Видно, что случаи для одинаковой концентрации нуклеотидов (рис. 2, *в*) и понижения концентрации одного из нуклеотидов (рис. 2, *г*) вполне согласуются с аналитическими оценками (рис. 2, *а* и рис. 2, *б* соответственно). Это означает, что интервалы времени перед встраиванием нуклеотида с пониженной концентрацией будут в среднем заметно больше, чем интервалы времени перед встраиванием нуклеотидов с нормальной концентрацией.

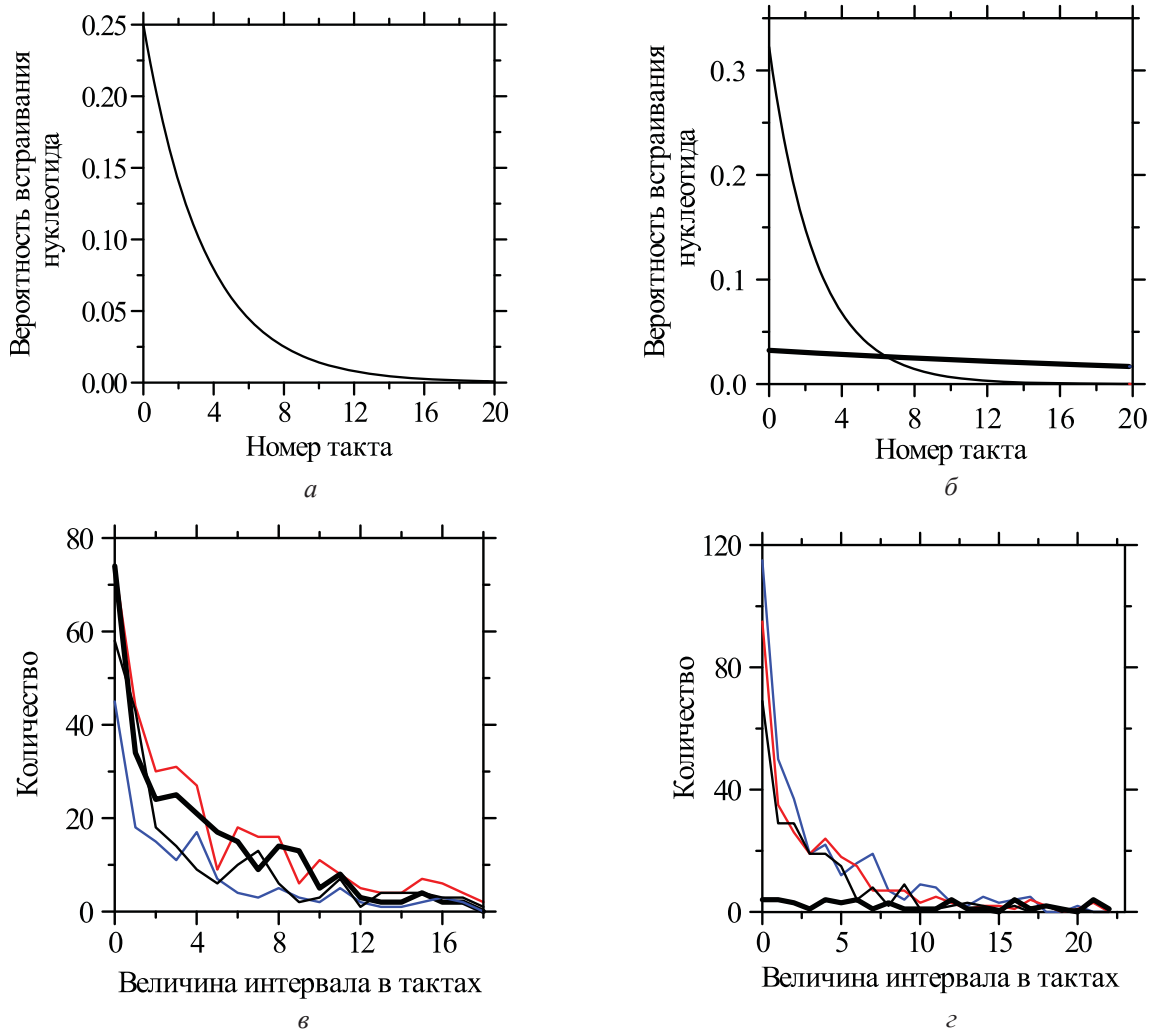


Рис. 2. Аналитическая оценка вероятности встраивания комплементарного нуклеотида на данном такте: *а* – при одинаковой концентрации нуклеотидов, *б* – при понижении концентрации одного из нуклеотидов в 10 раз (жирная кривая); *в*, *г* – зависимости числа интервалов задержек ДНК-полимеразы от их длительности в тактах (численный эксперимент)



Таким образом, можно сделать вывод, что при понижении объёмной доли концентрации одного из нуклеотидов до 0.1 от концентраций остальных видов нуклеотидов в растворе, возможно появление существенных (десятки тактов) временных задержек – пауз в движении ДНК-полимеразы, обусловленных ограничением диффузии свободных нуклеотидов из раствора. Во время этих пауз молекула ДНК-полимеразы неподвижно находится на 3'-конце растущей цепи ДНК, «ожидая» появления комплементарного нуклеотида.

## Список литературы

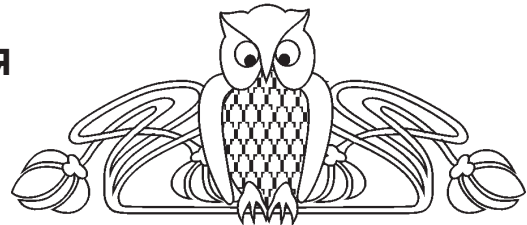
1. *Brooker R. J. Genetics : Analysis and Principles / 4th ed. McGraw-Hill, 2012. 868 p.*
2. *Bai L., Shundrovsky A., Wang M. D. Sequence-dependent Kinetic Model for Transcription Elongation by RNA Polymerase // J. of Molecular Biology. 2004. Vol. 344. P. 335–349.*
3. *Марголюс Н., Тоффоли Т. Машины клеточных автоматов / пер. с англ. М. : Мир, 1991. 280 с.*

УДК 530.182, 537.86

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОЙ БИФУРКАЦИИ АНДРОНОВА – ХОПФА В АВТОГЕНЕРАТОРЕ МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А. А. Купцова, В. В. Семенов, А. С. Листов

Саратовский государственный университет  
E-mail: a.a.kuptsova@rambler.ru



В работе исследуется мягкая бифуркация Андронова – Хопфа в генераторе Ван дер Поля, находящемся под действием аддитивного гауссова белого шума. Для определения бифуркации используется численное решение уравнения Фоккера – Планка – Колмогорова. Полученные результаты сравниваются с данными численного интегрирования стохастических уравнений. Показано существование бифуркационного интервала, рассчитанного теоретически в [6].

**Ключевые слова:** стохастические бифуркации, бифуркация Андронова – Хопфа, уравнение Фоккера – Планка – Колмогорова: схема метода дробных шагов (МДШ) и схема метода переменных направлений (МПН).

### Study of Stochastic Andronov – Hopf Bifurcation in the Oscillator by a Numerical Method

A. A. Kuptsova, V. V. Semenov, A. S. Listov

We investigate soft Andronov – Hopf bifurcation in the Van der Pol self – sustained oscillator, which is under the influence of additive Gaussian white noise. To determine the bifurcation used numerical solution of the Fokker – Planck – Kolmogorov equation. The results are compared with the data of numerical integration of stochastic equations. Demonstrated the existence of a bifurcation interval calculated theoretically in [6].

**Key words:** stochastic bifurcations, Andronov – Hopf bifurcation, Fokker – Planck – Kolmogorov equation, two finite – difference scheme: outline of the method of fractional steps scheme and variable directions method.

### Введение

Бифуркационный анализ в детерминированной нелинейной динамике играет очень важную

роль. Он позволяет выявить возможные сценарии перехода системы от простого поведения к сложному, проанализировать структуру возникающих предельных множеств и разработать методы управления этой структурой [1, 2]. Возникает вопрос: как повлияет шум на бифуркации, и что собой представляют бифуркации в присутствии шума? Этот вопрос является весьма важным в силу двух причин: во-первых, шум всегда присутствует в любой реальной системе, и, во-вторых, вблизи бифуркации система особенно чувствительна к действию шума, так как в бифуркационной точке нарушаются свойства структурной устойчивости [3]. Бифуркации в системах, содержащих источники шума, называются *стохастическими бифуркациями*. Имеется ряд работ, посвященных исследованию стохастических бифуркаций, среди которых, прежде всего, нужно назвать известную монографию В. Хорстнемке и Р. Лефевра [4], а также книгу Л. Арнольда [5], одна из глав которой посвящена стохастическим бифуркациям. Аддитивный гауссов шум приводит к объединению различных инвариантных множеств в фазовом пространстве динамической системы и установлению единой инвариантной вероятностной меры, характеризующейся стационарной плотностью вероятности, не зависящей от начального распределения. В этом случае стохастические бифуркации



представляют собой качественные перестройки плотности вероятности, происходящие при изменении параметров системы и интенсивности шума [4, 5]. Под качественной перестройкой, как правило, понимают возникновение или исчезновение локальных экстремумов распределения. В [5] бифуркации такого типа названы феноменологическими бифуркациями или Р-бифуркациями.

Исследование стохастических бифуркаций связано с рядом сложностей. Теоретические результаты удается получить только для наиболее простых моделей динамических систем и в большинстве случаев (за исключением простейших одномерных задач) они являются приближенными. В связи с этим важную роль приобретают методы численного моделирования. Однако численные методы при рассмотрении систем с шумом также могут привести к существенным ошибкам. По этим причинам в целях полного и надежного анализа стохастических бифуркаций желательно использовать все имеющиеся средства и делать выводы на основе сопоставления полученных результатов.

Одной из наиболее типичных и важных бифуркаций в динамических системах является бифуркация Андронова – Хопфа, с которой связан переход в режим генерации. Мягкая (суперкритическая) бифуркация Андронова–Хопфа в детерминированном случае приводит к рождению устойчивого предельного цикла из точки равновесия фокусного типа. Стохастическая бифуркация Андронова – Хопфа состоит в возникновении характерного для зашумленных автоколебаний вероятностного распределения, имеющего форму замкнутого кратера. Исследование влияния шума на переход к автоколебательному режиму представляет собой классическую задачу статистической радиофизики и описано в ряде работ [5–11]. Однако большая часть результатов получена в рамках квазигармонического анализа, который является приближенным и допустим только при сравнительно слабом шуме. Анализ мягкой бифуркации Андронова – Хопфа в системе Ван дер Поля – Дуффинга при аддитивном гауссовом шуме, проведенный с использованием более точного теоретического метода [6], показал, что при вариации управляющего параметра перестройка плотности вероятности, соответствующая завершённой стохастической бифуркации, происходит не сразу, а постепенно, в пределах некоторого интервала значений параметра, называемого бифуркационным интервалом. В работах [7, 8] делается вывод о существовании бифуркационно-

го интервала для суперкритической бифуркации Андронова – Хопфа в системах с мультипликативным цветным шумом.

Целью данной работы является исследование мягкой стохастической бифуркации Андронова – Хопфа с помощью численного решения уравнения Фоккера – Планка – Колмогорова (ФПК), с одной стороны, и уравнений Ланжевена, с другой стороны. Полученные результаты сопоставляются с данными приближенного квазигармонического анализа и теоретическими результатами, полученными в [6].

### 1. Исследуемые уравнения и квазигармонический анализ

В качестве базовой модели для исследования возникновения автоколебаний рассмотрим генератор Ван дер Поля под действием аддитивного гауссова белого шума:

$$\ddot{x} - (\varepsilon - x^2)\dot{x} + x = \sqrt{2D}n(t), \quad (1)$$

где  $x$ ,  $t$  – безразмерные переменные (координата и время),  $\varepsilon$  – управляющий параметр,  $n(t) = dW/dt$  – нормированный гауссов белый шум,  $D$  – константа, задающая интенсивность шума.

Используя метод усреднения в квазигармоническом случае, можно получить следующее приближенное выражение для стационарной плотности вероятности [12]:

$$p(x, y) = C \exp \left\{ -\frac{1}{16D} \left( (x^2 + y^2)^2 - 8\varepsilon(x^2 + y^2) \right) \right\}, \quad (2)$$

где  $C$  – нормировочная константа. Исследование экстремумы выражения (2), легко найти стохастическую бифуркацию при  $\varepsilon = 0$ , приводящую к возникновению кратерообразного распределения (рис. 1). При этом характер бифуркации и бифуркационное значение параметра  $\varepsilon$  не зависят от интенсивности шума  $D$ . Однако квазигармоническое приближение корректно при  $D \ll \varepsilon^2$  и вблизи значения  $\varepsilon = 0$  при конечной интенсивности шума может приводить к ошибочным результатам.

Выражение для вероятностного распределения в автогенераторе, справедливое при  $\varepsilon^2 \ll D$ , получено в [6] на основании аналитического решения уравнения Фоккера – Планка – Колмогорова. В принятых нами обозначениях оно имеет вид

$$p(x, y) = C \exp \left\{ -\frac{1}{32D} \left( (x^2 + y^2)^2 - 8\varepsilon(x^2 + y^2) \right) - \frac{3}{4}xy \right\}. \quad (3)$$

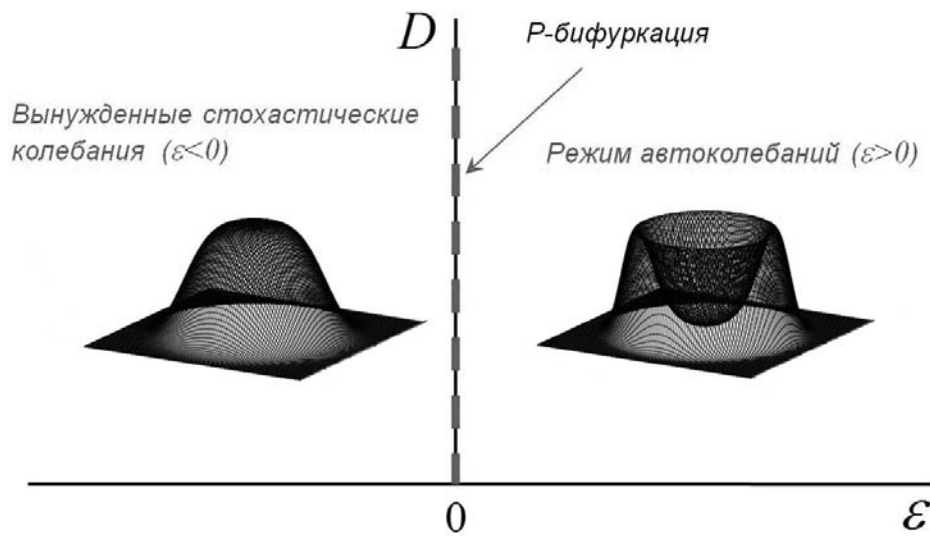


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма системы (1), полученная методом квазигармонического анализа

Анализ выражения (3) дает следующий бифуркационный сценарий: при  $\varepsilon < -\frac{3}{2}D$  распределение  $p(x, y)$  имеет единственный максимум в начале координат, что соответствует зашумленному состоянию устойчивого равновесия при  $x = 0, y = 0$ . Область  $-\frac{3}{2}D < \varepsilon < \frac{3}{2}D$  представляет собой бифуркационный интервал. В силу разрушения радиальной симметрии в этой области возникают два максимума:  $x_{1,2} = \pm\sqrt{(2\varepsilon + 3D)}$ ,  $y_{1,2} = \mp\sqrt{(2\varepsilon + 3D)}$ . Область  $\varepsilon > \frac{3}{2}D$  соответствует существованию кратерообразного распределения, т.е. в точках предельного цикла имеется локальный максимум плотности вероятности.

## 2. Методы численного моделирования

Система, находящаяся под воздействием независимых источников белого гауссова шума, может быть описана как стохастическими дифференциальными уравнениями (уравнениями Ланжевена), так и уравнением ФПК. Оба способа описания полностью эквивалентны [12,13].

Уравнение ФПК для исследуемого генератора (1) записывается в виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} [u(y)p] + \frac{\partial}{\partial y} [d(x, y)p] + D \frac{\partial^2}{\partial y^2} (p), \quad (4)$$

где

$$\begin{cases} a(y) = -y, \\ d(x, y) = (x^2 - \varepsilon)y + x. \end{cases}$$

Уравнение (4) является уравнением в частных производных параболического типа с двумя пространственными координатами. Для решения

уравнения ФПК (4) в данной работе были опробованы две конечно-разностные схемы: схема метода дробных шагов (МДШ) и схема метода переменных направлений (МПН). Общий смысл этих методов заключается в разбиении многомерной задачи на несколько частных задач [14, 15]. К достоинствам схемы МДШ можно отнести простоту в алгоритмизации и программировании и абсолютную устойчивость даже для задач, содержащих смешанные производные. Недостатком МДШ является то, что схема имеет первый порядок точности по времени. К достоинствам метода переменных направлений можно отнести высокую точность, поскольку метод имеет второй порядок точности по времени. К недостаткам можно отнести условную устойчивость при числе пространственных переменных больше двух и в задачах со смешанными производными уже в двумерном случае.

Стохастические дифференциальные уравнения генератора (1) (уравнения Ланжевена) численно интегрировались по схеме Гюна с учетом аддитивного гауссова шума. Стохастическая компонента включается в разностную схему в виде соответствующих приращений винеровского процесса, задаваемых с помощью генератора случайных чисел со стандартным гауссовым распределением [16]. В силу медленной сходимости разностной схемы при наличии шума шаг интегрирования выбирался малым (не более 0.001 единиц безразмерного времени). Путем статистической обработки данных интегрирования строились вероятностные распределения  $p(x, y)$ .



### 3. Результаты численных исследований

На рис. 2 сравниваются результаты, полученные с помощью интегрирования СДУ и численного решения уравнения ФПК методом дробных шагов и методом переменных направлений. Для наглядности сравнения рассматриваются кривые, соответствующие сечениям двумерных распределений при  $y = 0$ . Из графиков видно,

что две кривые из трех практически совпадают, а третья, соответствующая решению методом дробных шагов, довольно сильно отличается от них. Таким образом, МПН при решении данной задачи приводит к более надежному результату, и в дальнейшем для исследования стохастической бифуркации будем пользоваться этим методом решения уравнения ФПК.

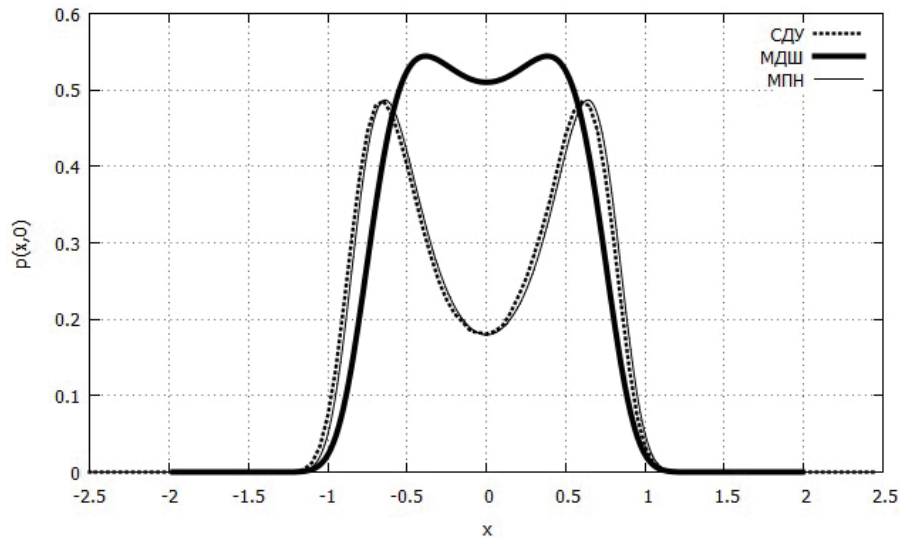


Рис. 2. Распределения плотности вероятности  $p(x,0)$ , рассчитанные разными методами при  $\varepsilon = 0.1, D = 0.01$

Распределения  $p(x,y)$ , получаемые при численном решении уравнения ФПК, а также с помощью уравнений Ланжевена, не обладают аксиальной симметрией, характерной для выражения (2), полученного в рамках квазигармонического приближения. Именно нарушение аксиальной симметрии ведет к возникновению бифуркационного интервала [6 – 8]. Для более

точной диагностики бифуркационных переходов строились сечения вероятностного распределения плоскостями  $x = y$  и  $x = -y$ . Данные сечения, характерный вид которых приведен на рис. 3, являются особыми для исследуемой системы (1), так как проходят через стенки кратера распределения в точках их наименьшей и наибольшей высоты соответственно.

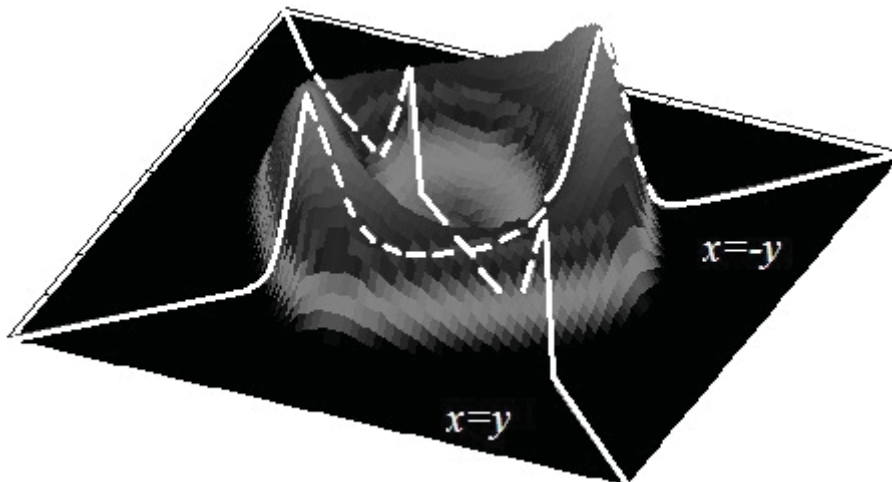


Рис. 3. Характерный вид поверхности  $p(x,y)$  с обозначенными сечениями  $x = 0$  и  $y = 0$



Перестройки плотности вероятности, соответствующие границам бифуркационного интервала, определялись по виду кривых, получаемых в указанных сечениях двумерной плотности вероятности. При переходе через границы

бифуркационного интервала с ростом параметра  $\varepsilon$  происходит рождение двух новых максимумов сперва в сечении  $x = -y$  (левая граница), а затем и в сечении  $x = y$  (правая граница). Характерные изменения вида кривых приведены на рис. 4.

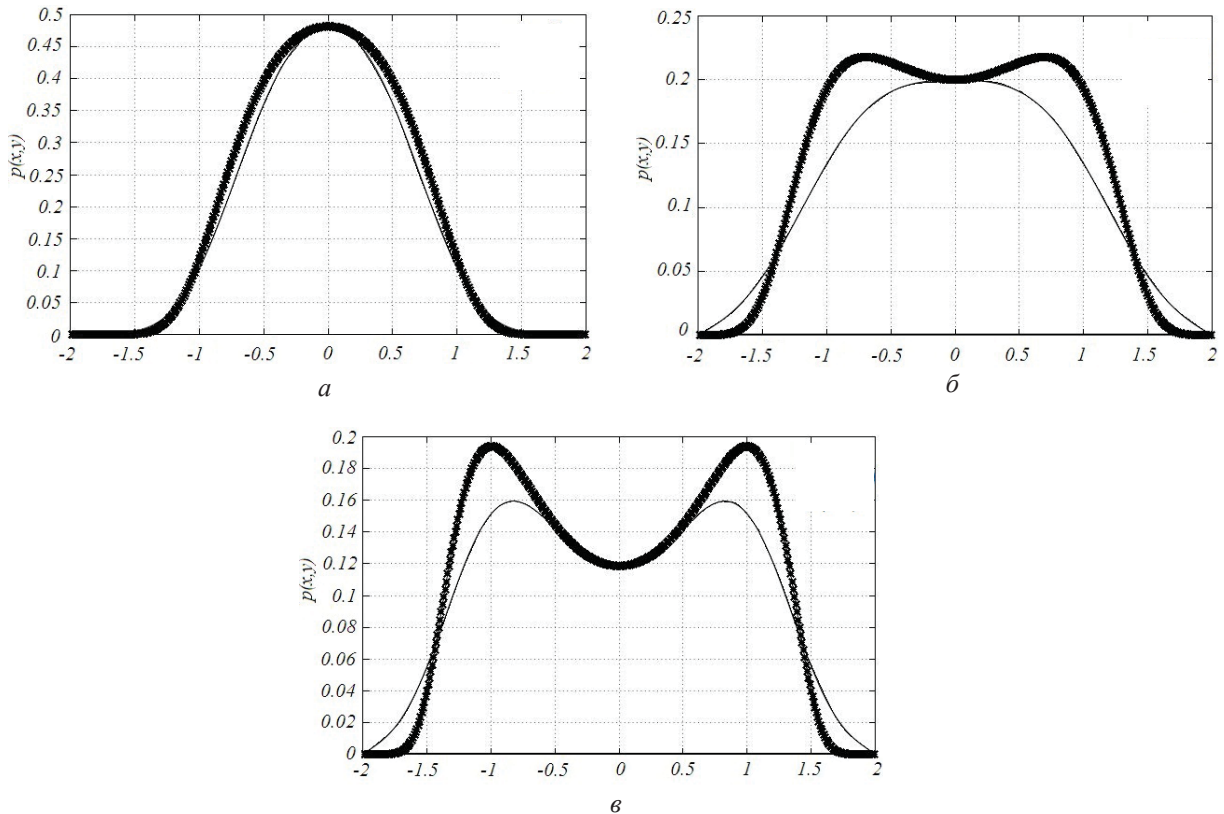


Рис. 4. Графики сечений плотности вероятности в двух плоскостях  $x = -y$  (линия со звездочками) и  $x = y$  (сплошная линия), полученные при пересечении бифуркационного интервала для фиксированного  $D = 0.1$  и различных значений  $\varepsilon$ :  $\varepsilon = -0.2$  (а);  $\varepsilon = -0.05$  (б);  $\varepsilon = 0.2$  (в). (Результаты получены при интегрировании уравнения ФПК методом переменных направлений)

Численное исследование эволюции распределения при вариации параметра  $\varepsilon$  и интенсивности шума, проведенное двумя методами, описанными выше, привело к качественно совпадающим результатам. Оба метода выявили существование бифуркационного интервала и однотипную эволюцию плотности вероятности при пересечении границ бифуркационного интервала. Данные результаты подтверждаются также натурными экспериментами, описанными в [17]. На рис. 5 представлена бифуркационная диаграмма автогенератора (1) на плоскости параметров  $D, \varepsilon$ .

### Выводы

В работе проведено численное моделирование автогенератора, описываемого уравнением Ван дер Поля с аддитивным источником гауссова белого шума. Исследовался вид стационарной

плотности вероятности динамических переменных  $p(x,y)$ . Сравнивались два метода исследования: численное интегрирование уравнения ФПК и стохастических дифференциальных уравнений. Был подобран алгоритм интегрирования уравнения ФПК и параметры разностной схемы, обеспечивающие хорошее совпадение результатов двух численных методов при контрольном выборе значений параметров системы.

Численные исследования стохастической бифуркации Андронова – Хопфа как с помощью интегрирования уравнения ФПК, так и на основании решения стохастических уравнений подтвердили теоретические выводы о существовании бифуркационного интервала. Численно были построены границы бифуркационного интервала для различных значений параметра генерации  $\varepsilon$  и интенсивности шума  $D$ .

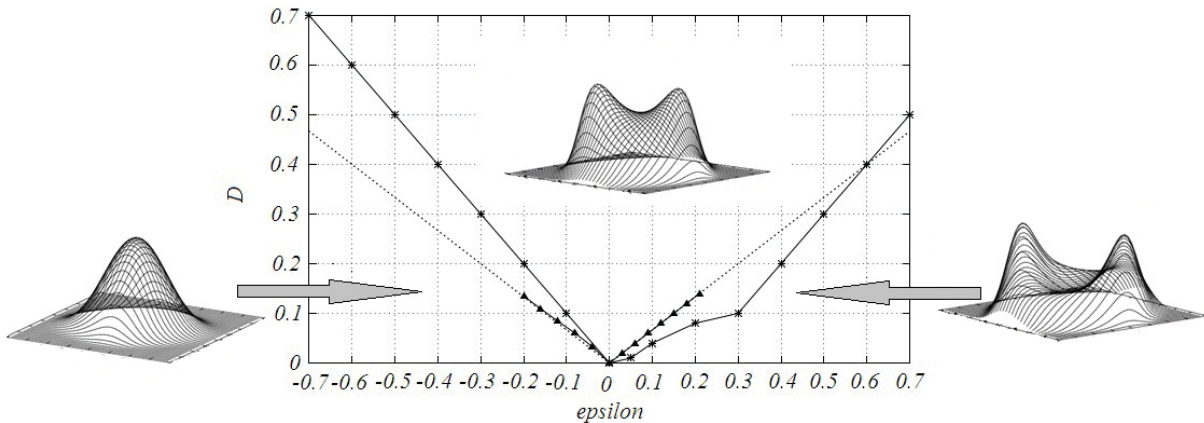


Рис. 5. Бифуркационная диаграмма системы (1): крестиками отмечены точки границ бифуркационного интервала, полученные в результате численного интегрирования уравнения ФПК методом переменных направлений; треугольники соответствуют расчетам, основанным на интегрировании стохастических уравнений (1); пунктирной линией отмечена теоретические границы бифуркационного интервала ( $D=2|\epsilon|/3$ ), согласно работе [13]

Однако, как можно видеть из приведенной на рис. 5 бифуркационной диаграммы, метод стохастических дифференциальных уравнений позволил получить границы бифуркационного интервала, которые в количественном отношении очень хорошо совпадают с результатами теории. В то же время метод уравнения ФПК при выбранных параметрах численной схемы оказался не достаточно точным и показал заметное количественное расхождение с теорией.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания (код проекта 1008).*

#### Список литературы

1. Арнольд А. В., Афраймович В. С., Ильяшенко Ю. С., Шильников Л. П. Теория бифуркаций. М.: ВИНТИ, 1986.
2. Анищенко В. С., Астахов В. В., Вадивасова Т. Е., Нейман А. Б., Стрелкова Г. И., Шиманский-Гагер Л. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. М.; Ижевск: Институт комп. иссл., 2003.
3. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М.: Наука, 1981.
4. Хорстнемке В., Лефевр Р. Индуцированные шумом переходы. М.: Мир, 1987.
5. Arnold L. Random dynamical systems. Berlin: Springer, 2003.
6. Ebeling W., Herzel H., Richert W., Schimansky-Geier L., Influence of noise on Duffing-van der Pol oscillators // Zeitschrift fr angewandte Mathematik und Mechanik (ZAMM), 1986. Vol. 66. P. 141–146.
7. Lefever R., Turner J. Sensitivity of a Hopf bifurcation to multiplicative colored noise // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 1631–1634.
8. Olarrea J., F. J. de la Rubia. Stochastic Hopf bifurcation: The effect of colored noise on the bifurcational interval // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53(1). P. 268–271.
9. Arnold L., Sri Namachshivaya N., Schenk-Yopp K. R., Toward an understanding of stochastic Hopf bifurcation: a base study // Intern. J. Bifurcation and Chaos. 1996. Vol. 6. P. 1947–1975.
10. Bashkirtseva I., Ryashko L., Schurz H. Analysis of noise-induced transitions for Hopf system with additive and multiplicative random disturbances // Chaos, Solitons, and Fractals. 2009. Vol. 39. P. 7–16.
11. Zakharova A., Vadivasova T., Anishchenko V., Koselka A., Kurths J. Stochastic bifurcations and coherence resonance in a self-sustained bistable noisy oscillator // Phys. Rev. E. 2010. Vol. 81(1). P. 011106(1–6).
12. Стратонович П. Л., Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1961.
13. Risken H. The Fokker-Planck Equation. Methods of Solution and Application // Berlin: Springer, 1989.
14. Федоренко П. П. Введение в вычислительную физику. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2008.
15. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 2004.
16. Никитин Н. Н., Разевиг В. Д., Методы цифрового моделирования стохастических дифференциальных уравнений и оценка их погрешностей // Журн. вычислительной математики и математической физики. 1978. Т. 18(1). С. 107–116.
17. Семенов В. В., Вадивасова Т. Е., Анищенко В. С. Экспериментальное исследование эволюции вероятностного распределения в автогенераторах с аддитивным шумом // Письма в Журнал технической физики. 2013. Т. 39(14). С. 16–24.





## К 100-летию Физического института и 70-летию физического факультета

УДК 53(091), 53(092), 378.4

### ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ В XXI ВЕКЕ К 70-летию физического факультета Саратовского университета

В. М. Аникин

Саратовский государственный университет  
E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

Приводятся памятные даты из истории физического образования и физической науки на физическом факультете Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского за период 2000–2014 гг.

**Ключевые слова:** Саратовский государственный университет, физический факультет.

**The Faculty of Physics in the XXI Century.  
To the 70<sup>th</sup> Anniversary of the Physical Faculty of Saratov State University**

V. M. Anikin

Some data on the history of physical education and science in Saratov University for the period 2000–2014 years are presented.

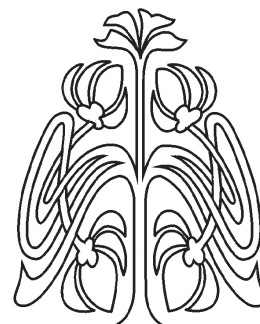
**Key words:** Saratov State University, Physical Faculty.

В 2014 году исполняется 100 лет со дня завершения строительства и начала занятий в здании Физического института (3-го корпуса) Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), а в 2015 г. – 70-лет со дня образования физического факультета как самостоятельного структурного подразделения университета. В [1] мы вспомнили о событиях 100-летней давности, связанных со строительством 3-го корпуса, начального периода становления физических образования и науки в Саратове и их развития в XX столетии.

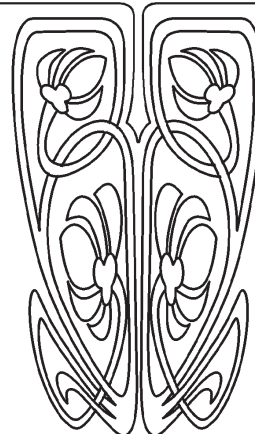
Физический факультет был образован 18 июля 1945 г. в соответствии с Постановлением Правительства (Совнаркома) СССР «в целях обеспечения подготовки специалистов в области физических наук для нужд народного хозяйства». Эта всеобъемлющая формулировка предусматривала подготовку специалистов-физиков для различных форм деятельности – и научно-исследовательской, и конструкторской, и инновационной, и эксплуатационной, и организационной в интересах укрепления оборонного и технического потенциала страны.

Приведем общие итоги работы физического факультета за 70 лет.

За все годы работы физического факультета (начиная с 1945 г.) подготовлено около 15000 специалистов. Многие из них достигли успехов на различных поприщах. Среди выпускников факультета – академики и члены-корреспонденты Академии наук СССР и Российской академии наук, Герои труда, лауреаты Государственной премии и премии Правительства России, доктора и кандидаты наук, крупные



УНИВЕРСИТЕТСКАЯ  
ЛЕТОПИСЬ





организаторы российской и саратовской промышленности и науки; космонавт-исследователь АН СССР, руководители и преподаватели всех саратовских вузов; депутаты законодательных органов страны и различных регионов, министры и сотрудники Правительства Саратовской области, профессора зарубежных университетов; генералы и офицеры, сотрудники органов государственной безопасности и дипломатической службы, руководители и сотрудники современных исследовательских, производственных, эксплуатационных и финансовых организаций, включая предприятия оборонно-промышленного комплекса, руководители и сотрудники предприятий различных сфер деятельности и форм собственности.

В составе факультета 9 кафедр, на которых работают 30 докторов и 50 кандидатов наук. Факультет полностью перешел на трехуровневую систему высшего образования (бакалавриат, магистратура, аспирантура). Ежегодно на различные ступени образования проводится зачисление до 180 человек. На факультете поддерживается богатый спектр образовательных программ по следующим направлениям бакалавриата:

физика (с профилями фундаментальная и экспериментальная физика, оптика и лазерная физика, физика живых систем, компьютерная физика),

радиофизика (с профилями информационные технологии и компьютерное моделирование в радиофизике, мета- и наноматериалы для радиофизики и радиоэлектроники),

биотехнические системы и технологии, инфокоммуникационные технологии и системы связи,

конструирование и технологии электронных средств,

педагогическое образование.

В магистратуре факультета ведется обучение в рамках магистерских программ «Теоретическая и экспериментальная физика», «Биофизика», «Медицинская фотоника», «Физика оптических явлений», «Магнитоэлектроника в системах защиты информации», «Радиофизические системы и комплексы», «Педагогическое образование».

Успешно ведется подготовка аспирантов, процент защит на факультете – один из лучших как в университетском, так и общероссийском масштабах. На базе факультета работает два диссертационных совета, которые охватывают достаточно широкий круг направлений и специальностей (радиофизика, оптика, лазерная физика, твердотельная электроника, физиче-

ская электроника, биофизика). Физический факультет является лидером среди факультетов университета по объему научных исследований, проводимых в рамках многочисленных научных отечественных и международных грантов, научным публикациям (монографии, учебники, научные статьи) в ведущих издательствах России. Активно развиваются широкие международные научные и образовательные связи.

Достижения факультета и свидетельства их признания частично отражены в приведенном перечне памятных дат, частично – в [2, 3].

### **Кафедры физического факультета**

Ведущими кафедрами факультета сегодня являются кафедра оптики и биофотоники (заведующий кафедрой – заслуженный деятель науки РФ доктор физико-математических наук, профессор Валерий Викторович Тучин) и кафедра радиофизики и нелинейной динамики (заведующий кафедрой – заслуженный деятель науки РФ доктор физико-математических наук, профессор Вадим Семенович Анищенко). Деятельность этих кафедр и их лидеров отмечена многочисленными наградами отечественных и зарубежных научных обществ.

На кафедре оптики и биофотоники сформировалась официально признанная научно-образовательная школа Российской Федерации в области биологической и медицинской физики, биофотоники, нелинейной динамики лазерных и оптических систем, физики оптических и лазерных измерений во главе с В. В. Тучиным. Научная, организационная и методическая работа школы ведется в рамках Научно-образовательного центра (НОЦ) Министерства образования и науки РФ и Американского фонда гражданских исследований «Нелинейная динамика и биофизика» (с 2000 г.), Научно-образовательного института по оптике и биофотонике СГУ (с 2003 г.), Международного научно-образовательного центра оптических технологий в промышленности и медицине «Фотоника» при СГУ (с 2007 г.). В числе сотрудников школы – доктора физико-математических наук, профессора В. И. Кочубей, Д. Э. Постнов, В. П. Рябухо, Г. В. Симоненко, Ю. П. Синичкин, кандидаты физико-математических наук, доценты Г. Г. Акчурин, А. Н. Башкатов, Э. А. Генина, В. В. Лычагов, О. А. Перепелицына, А. Б. Правдин, И. В. Федосов, С. П. Чернова. Они принимают активное участие в проведении научных исследований, написании монографий, научных публикаций, организации международных конференций, ре-



цензировании научных проектов, специальных выпусков научных журналов и отдельных статей, разработке новых образовательных программ, руководстве аспирантами. На кафедре создан первый в России образовательный стандарт бакалавриата по направлению «Физика живых систем», разработана магистерская программа по биофотонике. Монографии и учебники сотрудников кафедры оптики и биофотоники изданы в ведущих мировых издательствах.

На кафедре **радиофизики и нелинейной динамики** с начала 80-х годов прошлого столетия под руководством В. С. Анищенко действует научно-образовательная школа по нелинейной динамике, которая ведет свою работу в рамках НОЦ «Нелинейная динамика и биофизика». Современные научные направления кафедры: колебания и волны в нелинейных системах и активных средах в условиях регулярных и шумовых воздействий; анализ бифуркационных механизмов возникновения, структуры и свойств хаотических автоколебаний в детерминированных нелинейных динамических системах; исследование роли флуктуаций в динамике нелинейных систем со сложными типами движений (нелинейная динамика стохастических систем); приложение методов нелинейной динамики к вопросам диагностики сигналов, в частности, в биологии и медицине. В составе кафедры – доктора физико-математических наук, профессора Т. Е. Вадивасова, А. Н. Павлов, А. В. Хохлов, А. П. Четвериков, А. В. Шабунин, кандидаты наук, доценты С. В. Астахов, А. С. Листов, О. Н. Павлова, Г. И. Стрелкова, А. В. Феоктистов. Практически все дисциплины, которые ведутся на кафедре, обеспечены учебниками и учебными пособиями, написанными самими сотрудниками и изданными в центральных российских и престижных зарубежных издательствах. На кафедре проводится систематическая методическая работа по совершенствованию учебных рабочих планов, разработке программ новых дисциплин. Около 20 выпускников кафедры работают в зарубежных университетах.

**Кафедра общей физики** (заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор А. А. Игнатъев) обеспечивает учебный процесс по общефизическим дисциплинам для всех факультетов университета, в том числе в практикумах по общей физике. Научные направления: гетеромагнитная микро- и наноэлектроника с цифровыми технологиями (А. А. Игнатъев, профессор М. Н. Куликов, кандидаты наук, доценты С. В. Овчинников,

Л. Л. Страхова, С. П. Кудрявцева, Л. А. Романченко, А. Л. Хвалин), разработка информационных систем повышенной эффективности (доктор технических наук, профессор Л. С. Сотов), методические вопросы высшей школы (кандидат физико-математических наук, доцент Б. А. Медведев). Научно-образовательное направление по магнитоэлектронике поддерживается на **базовой кафедре физики критических и специальных технологий** (заведующий кафедрой – доктор технических наук профессор А. В. Ляшенко) в Институте критических технологий ОАО «Тантал» (г. Саратов).

**Кафедра теоретической физики** (заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор Л. М. Бабков) обеспечивает подготовку по дисциплинам блока «Теоретическая физика» и проводит исследования по направлениям: физика высоких энергий (доктор физико-математических наук профессор С. А. Смолянский, доктор физико-математических наук, профессор А. Г. Лазерсон, кандидат физико-математических наук, доцент В. В. Дмитриев), атомы и молекулы в сильных электромагнитных полях (доктор физико-математических наук, профессор В. Л. Дербов, кандидаты физико-математических наук доценты В. В. Серов, Н. А. Бойкова, С. В. Клещевская), квантовая физика атомно-молекулярных систем и конденсированного состояния (Л. М. Бабков, направление поддерживается сотрудниками других кафедр – докторами наук, профессорами В. И. Березиным, К. В. Березиным, Г. Н. Тен, Т. Г. Буровой).

**Базовая кафедра компьютерной физики и метаматериалов физического факультета СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН** (заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор В. М. Аникин). Образована в 1952 г. как кафедра физики вакуума и электровакуумных технологий. Первый заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор П. В. Голубков; руководили кафедрой также профессора Ю. Г. Альтшулер (1958–1974), А. Ф. Голубенцев (1986–2003). Свыше 20 лет, в 1986–2009 гг., кафедра имела свой филиал в Институте радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН. Статус базовой кафедра получила в 2012 г. На кафедре работают лауреат Государственной премии России в области науки и техники доктор физико-математических наук, профессор Н. И. Синицын, лауреат премии Правительства Российской



Федерации в области науки и техники кандидат физико-математических наук, доцент В. И. Наянов. Научные и технические направления: теоретические (иерархии нелинейных уравнений, несамосопряженные операторы) и прикладные (хаотическая криптография) аспекты нелинейной физики (доктор физико-математических наук профессор В. М. Аникин, кандидаты физико-математических наук доценты С. С. Аркадакский, А. С. Ремизов, В. И. Наянов); метаматериалы для фотоники и СВЧ радиоэлектроники (доктора физико-математических наук, профессора Н. И. Синицын, В. В. Попов, Е. А. Романова, кандидаты физико-математических наук, доценты А. И. Конюхов, В. И. Цой); компьютерный мониторинг производственных процессов (В. И. Наянов).

**Кафедра радиотехники и электродинамики** (до 2001 г. – кафедра электро- и радиотехники; ее первыми руководителями были В. И. Калинин и В. Я. Красильников) ведет научные исследования по моделированию физических процессов в наноструктурах и материалах (в том числе метаматериалах), биосистемах и функциональных наноустройствах. Заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор О. Е. Глухова. В составе кафедры доктора наук И. Н. Салий, М. Н. Давидович, Г. Н. Тен и кандидаты наук И. А. Накрап, В. А. Павлючук, К. А. Гребенюк, М. М. Слепченков, А. С. Колесникова. На кафедре организован НОЦ «Кластерная радиоэлектроника».

**Кафедра прикладной физики** (заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор А. С. Шаповалов) начала свою работу 1 сентября 1986 г., ведет общефизические дисциплины. Научные направления: флуктуационные и тепловые процессы в радиоэлектронных устройствах (доктор технических наук, профессор В. С. Кошелев, кандидаты наук В. В. Новоселов, В. В. Машников, И. А. Ермолаев); оптоэлектроника, акустоэлектроника (доктор физико-математических наук, профессор В. В. Петров).

**Кафедра физики и методико-информационных технологий** (заведующий кафедрой – доктор физико-математических наук, профессор Б. Е. Железовский). Образована в 1931–1932 гг. как кафедра физики Педагогического института, с 1999 г. входит в состав физического факультета СГУ. На кафедре ведутся работы по развитию новых методов образования в средних и высших учебных заведениях (доктор физико-математических наук, профессор Б. Е. Железовский, доктор физико-математических наук, профессор

Т. Г. Бурова, кандидаты педагогических наук, доценты Н. Г. Недогреева и Н. В. Романова, кандидат физико-математических наук, доцент В. П. Вешнев, кандидат технических наук, доцент В. Б. Гаманюк).

Важной особенностью образования на физическом факультете является его фундаментальность, обеспечиваемая глубоким изучением математических и физических дисциплин, информационных технологий, иностранных языков, включая китайский язык «для физиков». Все реализуемые направления подготовки отвечают утвержденным Правительством Российской Федерации приоритетным направлениям модернизации и технологического развития российской экономики, обеспечивающим научно-технический прогресс и национальную безопасность.

#### Памятные даты

**2000–2002.** Участие в президентской программе «Интеграция высшего образования и фундаментальной науки» [4].

**2000.** Присуждение проф. Н. И. Синицыну Государственной премии Российской Федерации в области науки и техники за разработку биомедицинской радиоаппаратуры.

**2000.** Создание факультета нелинейных процессов на базе кафедры электроники, колебаний и волн физического факультета. Присуждение проф. Д. И. Трубецкову премии Президента РФ в области образования.

**2000.** Присуждение профессору В. С. Анищенко стипендии президента РФ. Присуждение Д. А. Усанову научной стипендии РАН.

**2000.** Создание Научно-образовательного центра «Нелинейная динамика и биофизика» (директор – В. С. Анищенко).

**2000.** Создание Научно-учебного центра ядерной физики и ускорителей (научный руководитель – проф. В. П. Степанчук).

**2000–2014, май.** Традиционная научная студенческая конференция физического факультета.

**2000–2014, январь.** Организация (В. В. Тучин) научных конференций «Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine» и «Dynamics and Fluctuations in Biomedical Photonics» в рамках симпозиума SPIE «Photonic West Conference», San Jose Convention Center, San Jose, California, USA.

**2000–2014, сентябрь.** Проведение в СГУ ежегодных Международных школ для молодых ученых и студентов по оптике, лазерной физике и биофотонике (Saratov Fall Meeting).



**2000–2014.** Издание межвузовского научного сборника «Вопросы прикладной физики».

**2000.** Возобновление работы Физико-технической школы для старшеклассников.

**2001.** Возобновление издания журнала «Известия Саратовского университета. Новая серия».

**2001–2005.** Награждение проф. Д. А. Усанова и его сотрудников золотыми медалями всемирных и всероссийских инновационных выставок.

**2001.** Открытие мемориальной доски проф. П. В. Голубкову на здании 3-го корпуса.

**2002.** Присуждение доценту В. И. Няянову премии Правительства РФ в области науки и техники за разработку передовых технологий при строительстве мостовых сооружений.

**2002.** Организация и проведение в г. Саратове Всемирной научной конференции «International Vacuum Electron Source Conference-2002» [5], Международной конференции «Синхронизация хаотических и стохастических колебаний. Приложения в биологии и медицине» (SYNCHRO-2002), XI симпозиума по межмолекулярному взаимодействию и конформациям молекул.

**2002.** Создание студенческой организации Международного общества по оптической технике (SPIE).

**2002.** Студент физического факультета Илья Эльтерман в составе команды СГУ стал чемпионом Европы и призером чемпионата мира по программированию.

**2003.** Создание Международного научно-исследовательского института нелинейной динамики при кафедре радиофизики и нелинейной динамики СГУ (научный руководитель – проф. В. С. Анищенко).

**2003.** Включение научных школ профессоров В. С. Анищенко и В. В. Тучина в число ведущих научных школ РФ.

**2003.** Студент физического факультета Игорь Турчин завоевал звание чемпиона мира на шпалгах (командные соревнования).

**2004.** Создание Научно-образовательного института оптики и биофотоники (научный руководитель – проф. В.В. Тучин).

**2004.** Награждение профессоров В. С. Анищенко и Д. А. Усанова медалью ордена «За заслуги перед Отечеством 2-й степени».

**2004.** Создание кафедры физики катастроф и чрезвычайных ситуаций.

**2004.** Издан первый выпуск сборника научных трудов «Гетеромагнитная микроэлектроника».

**2005.** Издан специальный выпуск журнала Journal of Physics D – Applied Physics (Vol. 38,

p. 2497–2747), посвященный 60-летию со дня рождения В. В. Тучина. Журнал имеет подзаголовок: «Professor Valery V Tuchin's contribution to the field of biomedical optics» (редакторы R. K. Wang, A. V. Priezhev, S. Fantini).

**2005.** Награждение проф. В. В. Тучина орденом Дружбы.

**2005.** Создание факультета нано- и биомедицинских технологий с включением кафедры физики твердого тела и физики полупроводников физического факультета.

**2005–2014.** Проведение интернет-конференций по проблемам высшего образования сотрудниками кафедры физики и методико-информационных технологий (заведующий кафедрой – профессор Б. Е. Железковский).

**2006, июнь.** На конференции «Constructive Role of Noise in Complex Systems» (Дрезден, Германия) выступали с докладами 9 выпускников кафедры радиофизики и нелинейной динамики СГУ разных лет – сотрудники университетов Европы и Америки.

**2006.** Научная школа В. С. Анищенко признана ведущей научной школы РФ по радиофизике и нелинейной динамике.

**2007.** Проведение семинара «Избранные вопросы физики экстремальных состояний материи», посвященного 50-летию начала исследований по ядерной физике в СГУ.

**2007.** Награждение проф. В. В. Тучина Международной премией общества по оптической технике (SPIE) за вклад в развитие образования в области биомедицинской оптики.

**2007–2008.** Участие физического факультета в Программе инновационного развития СГУ.

**2008.** Заключен договор о содружестве между СГУ (кафедра вычислительной физики и автоматизации научных исследований) и ОАО «Волгомост» по проведению совместных научно-технических мероприятий.

**2008.** Международный научно-исследовательский институт нелинейной динамики утвержден в качестве структурного подразделения СГУ.

**2009.** Организация Научно-образовательного центра «Кластерная радиоэлектроника» при кафедре радиотехники и электродинамики.

**2009.** Проведение Международной школы-семинара «Статистическая физика и информационные технологии» (StatInfo-2009), посвященной 100-летию СГУ и научного семинара «Теоретическая и математическая физика», посвященная 100-летию СГУ и 50-летию сотрудничества СГУ и ОИЯИ (г. Дубна).



**2009.** Награждение проф. В. П. Степанчука медалью «К. Э. Циолковский» Федерации космонавтики России.

**2009.** Открытие мемориальных досок на стене 3-го корпуса профессорам В. Д. Зёрнову и В. Н. Шевчику.

**2009, декабрь.** Награждение сотрудников факультета грамотами Министерства образования и науки (2 чел.), памятными медалями (21 чел.) и знаками (46 чел.) СГУ в ознаменование 100-летия университета.

**2009–2010.** Реорганизация ряда кафедр факультета. Кафедра вычислительной физики и автоматизации научных исследований и кафедра компьютерной и лазерной физики объединены в кафедру компьютерной физики. Кафедра теоретической и ядерной физики и кафедра теоретической и математической физики образовали кафедру теоретической физики. Кафедра прикладной оптики и спектроскопии влилась в кафедру прикладной физики.

**2009–2014.** Участие физического факультета в программе «Национальный исследовательский университет».

**2010, 20 апреля.** СГУ присвоена категория «Национальный исследовательский университет».

**2010, 18 августа.** Молодые доценты физического факультета получили квартиры в Доме молодых учёных СГУ.

**2010, 1 ноября.** Сотрудники физического факультета вошли в число исполнителей мегагранта по программе «Радиоэлектроника» под руководством члена-корреспондента РАН С. А. Никитова.

**2010–2014.** Сотрудники физического факультета прошли стажировки в ведущих научно-образовательных центрах России и зарубежья в рамках программы «Национальный исследовательский университет».

**2010.** Журнал «Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика» и сборник научных трудов «Гетеромагнитная микроэлектроника» включены в список изданий, рекомендуемых ВАК для публикации результатов докторских и кандидатских диссертаций.

**2010.** Научная школа проф. В. С. Анищенко признана Российской академией естествознания ведущей научной школой РФ по радиофизике и нелинейной динамике.

**2011.** Воссоздан Институт механики и физики СГУ.

**2011, март.** Заведующий кафедрой оптики и биофотоники В. В. Тучин приглашен руково-

дителем мегапроекта в университете University of Oulu, Финляндия, рассчитанного на 2011–2014 гг.

**2010–2012.** 20 студентов, аспирантов и молодых сотрудников физического факультета получили гранты по программе У.М.Н.И.К.

**2010–2012.** Образовательные программы физического факультета по специальностям «Физика» и «Радиофизика» признаны Национальным центром общественно-профессиональной аккредитации, журналом «Аккредитация в образовании» и Гильдией экспертов в сфере профессионального образования лучшими в России.

**2011, май.** Встреча выпускников физического факультета 1976 г.

**2011, сентябрь.** Физический факультет полностью перешел на двухуровневую систему подготовки (бакалавриат и магистратура) по направлениям подготовки «Физика», «Радиофизика», «Педагогическое образование. Физика». Преподавателями кафедры оптики и биофотоники (заведующий кафедрой – профессор В. В. Тучин) разработана оригинальная основная образовательная программа по направлению «Физика живых систем».

**2011, ноябрь.** Студенты физического факультета приняли активное участие в концертах Студенческого клуба СГУ по случаю его 50-летия.

**2011.** Вышла в свет книга воспоминаний «Антарктика – Космонавтика. Экстремальная тональность жизни» выпускника физического факультета 1956 г., доктора физико-математических наук, профессора, ученого секретаря Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН, г. Троицк, Московская обл.), космонавта АН СССР Ординарда Пантелеймоновича Коломийцева (1933–2012). Страницы книги содержат воспоминания, посвященные годам учебы на радиофизическом (втором физическом) факультете СГУ [6].

**2012.** Профессор В. Л. Дербов перевел на русский язык современный фундаментальный учебник «Оптика и фотоника: принципы и применения» (авторы Б. Е. А. Салех и М. К. Тейх; издательство «Интеллект») общим объемом свыше 1500 страниц.

**2012, 18 февраля.** При подведении итогов работы журнала «The Journal of Biomedical Optics» за 2011 г. доцент кафедры оптики и биофотоники А. Н. Башкатов признан редакционной коллегией журнала одним из лучших рецензентов.

**2012, 9 мая.** Представители физического факультета встретились с ветераном Великой



Отечественной войны Еленой Михайловной Овчинниковой (Муромцевой), участницей подполья в белорусском г. Орше и партизанского движения в Белоруссии, бывшей сотрудницей НИИ механики и физики СГУ.

**2012, 23 мая.** На заседании Ученого совета физического факультета диплом и мантия почетного доктора Саратовского университета вручены профессору Юргену Куртсу (Jurgen Kurth, Германия).

**2012, июнь.** Встреча выпускников физического факультета 1962 г.

**2012, июль–август.** Коллективы кафедр оптики и биофотоники (дважды) и радиофизики и нелинейной динамики стали победителями очередного этапа конкурса Министерства образования и науки РФ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы».

**2012, сентябрь.** Встреча выпускников физического факультета 1997 г.

**2012.** Книга профессора В. В. Тучина «Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях» (М. : ФИЗМАТЛИТ, 2010) признана лучшей в конкурсе Международной научно-технической организации «Лазерная ассоциация» в номинации «Учебные пособия, справочные и научно-популярные издания лазерной тематики».

**2012, декабрь.** Заведующий кафедрой радиофизики и нелинейной динамики В. С. Анищенко награжден Европейской научно-промышленной палатой дипломом качества и золотой медалью за «фундаментальные исследования в области нелинейной теории колебаний и теории флуктуаций в нелинейных системах».

**2012, 2013.** Научная школа профессора В. В. Тучина признана ведущей научной школой России и удостоена грантов Президента Российской Федерации.

**2013, февраль.** 100-летие коллекции физических приборов и лекционных демонстраций физического факультета.

**2013, апрель.** В московском издательстве «ИНФРА-М» третьим изданием вышло методическое пособие В. М. Аникина и Д. А. Усанова «Диссертация в зеркале автореферата», рекомендованное аспирантам, соискателям ученой степени и членам диссертационных советов.

**2013, май-июнь.** Состоялись встречи выпускников физического факультета 1957–1977 гг.

**2013, июнь.** Профессора В. С. Анищенко и В. М. Аникин награждены Европейским научно-промышленным консорциумом орденом

«Labore et Scientia – Трудом и Знанием» «за признанный мировым сообществом вклад в науку и образование».

**2013, сентябрь.** На факультете началась подготовка в бакалавриате по направлению «Биотехнические системы и технологии».

**2013, 18 сентября.** На физическом факультете впервые в истории факультета и университета начались занятия по курсу «Китайский язык для физиков» (автор и ведущий курса – доцент К. А. Гребенюк).

**2013, октябрь.** 70-летие со дня рождения профессора В. С. Анищенко отмечено специальным выпуском международного научного журнала «European Physical Journal – Special Topics» (2013. № 10).

**2014, 10 января.** Сотрудники факультета вошли в число исполнителей мегагранта «Дистанционно управляемые наноструктурированные системы адресной доставки и диагностики» под руководством профессора Г. Б. Сухорукова.

**2014, 6 апреля.** День науки и образования, посвященный 100-летию 3-го учебного корпуса СГУ.

**2014, сентябрь.** На физическом факультете начинается подготовка в бакалавриате по новым направлениям «Инфокоммуникационные технологии и системы связи» и «Конструирование и технология электронных средств».

**2014, 18 сентября.** СГУ вошел в список лучших университетов мира по версии QS.

#### Библиографический список

1. Аникин В. М. «Приобретать умение делать физические измерения и исследования». К 100-летию физического образования и физической науки в Саратове // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2014. Т. 14, вып. 1. С. 3–10.
2. Салий И. Н. К 60-летию создания физического факультета Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского (фрагменты истории) // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2005. Т. 5, вып. 1. С. 5–38.
3. Аникин В. М. Физическому факультету – 65 лет // Гетеромагнитная микроэлектроника. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2011. Вып. 9. С. 4–10.
4. Трубецков Д.И., Аникин В.М. Образование плюс наука : первый коллективный грант СГУ // Высшее образование в России. 2007. № 6. С. 156–160.
5. Аникин В.М. IVESC в Саратове // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2007. Т. 7, вып. 1. С. 75–80.
6. Аникин В. М. Ординард Пантелеймонович Коломыйцев // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 2. С. 79–81.



УДК 53(091), 53(092)

## КАК СТРОИЛСЯ ГЛАВНЫЙ КОРПУС САРАТОВСКИХ ФИЗИКОВ

А. А. Игнатьев, О. Г. Данке

Саратовский государственный университет  
E-mail: kof@sgu.ru

Излагается история строительства 3-го учебного корпуса Саратовского государственного университета – Физического института, официально открытого 4 октября (по старому стилю) 1914 г.  
**Ключевые слова:** Саратовский университет, Физический институт.

### How Was Built the Main Building of the Saratov Physicists

A. A. Ignatiev, O. G. Danke

The construction history of the Third building of Saratov University (Institute of Physics) that has been officially opened on October 4, 1914 (old style) is described.

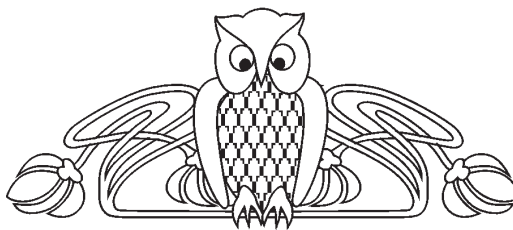
**Key words:** Saratov University, Institute of Physics.

В статье приводятся исторически бесценные воспоминания одного из семи основателей Саратовского университета, члена строительной комиссии Физического института профессора В. Д. Зёрнова [1]. Владимир Дмитриевич стоял у истоков формирования кафедры физики, Физического института, уникальной библиотеки по физике, учебных и научных лабораторий, физического практикума, их оснащения уникальными измерительными приборами как российского, так и зарубежного производства. Большая Физическая аудитория и Коллекция (ныне музей) до сих пор служат базой при чтении учебных и популярных лекций по физике, проведении лекционных демонстраций.

### Покупка научной библиотеки О. Д. Хвольсона

Основу первоначального библиотечного фонда университета и Физического института составили книги из библиотеки Ореста Даниловича Хвольсона, члена-корреспондента Петербургской Академии наук. В конце 1909 г. В. Д. Зёрнов специально ездил к нему в Петербург. Как вспоминал Владимир Дмитриевич, Хвольсон сам написал письмо ему в Саратов, предлагая купить библиотеку за небольшую цену.

«Я просидел у Ореста Даниловича целый день, просматривая книги, – пишет В. Д. Зёрнов. – Лучшие коллекции журналов он уже передал Русскому физико-химическому обществу, но всё



же оставалось множество книг и журналов, и я, естественно, взял у него всё, что имелось. За массу книг – были там и редкие издания – он назначил всего одну тысячу рублей. Таким образом, библиотека Саратовского университета сразу получила большую коллекцию книг и журналов по физике» [1, с. 177].

Зёрнов предлагал собранию книг, приобретенному у Хвольсона, дать его имя, но первый ректор Саратовского университета Василий Иванович Разумовский с этим не согласился, поскольку книги были не пожертвованы, а проданы, пусть и за небольшую сумму. А пожертвований в фонд библиотеки было много, и она быстро пополнялась. Так, одна из самых больших коллекций книг была пожертвована членом Государственного Совета России, бывшим Саратовским губернатором Михаилом Николаевичем Галкиным-Враским (Врасским). По этому случаю В. Д. Зёрнову «было поручено Советом написать для “Известий Саратовского университета” о нём биографический очерк» [1, с. 177].

### Проектирование Физического института

Предоставим слово Владимиру Дмитриевичу Зёрнову как человеку, находившемуся в самом центре событий столетней давности:

«Зима 1910–1911 годов для меня явилась особенно памятной: я был введён в число членов строительной комиссии, что делалось чуть ли не по «Высочайшему приказу». Начались хлопоты по проектированию Физического института. <...>

Корпус Физического института, по моей задумке, также должен был проектироваться с большим запасом площади. На это я чуть раньше получил «благословение» самого министра народного просвещения. Дело в том, что на предварительной беседе со мной Шварц сказал буквально следующее: “Стройте так, чтобы институт был рассчитан на сто лет вперёд!”

<...> Уже после моего отъезда из Саратова в здании Физического института разместили фундаментальную библиотеку (она занимает по





крайней мере треть всего здания – весь верхний этаж), чем надолго, а может и навсегда, испортили первоначально составленный план.

Главным архитектором был Карл Людвигович Мюфке (его В. И. Разумовский привёз с собой из Казани) – человек высокой культуры, хороший архитектор и художник. Строительство предстояло очень большое, а отсюда за проекты зданий и самоё строительство Мюфке должен был бы получить довольно большое вознаграждение. Но строительный отдел Министерства народного просвещения также претендовал на доходы с этого дела, поэтому и чинил всяческие препятствия и затруднения при утверждении проектов Мюфке.

И вот, чтобы удовлетворить аппетиты министерских архитекторов, наша строительная комиссия (или лучше сказать – В. И. Разумовский) решила оставить проект Анатомического театра за Мюфке, а проект Физического института заказать архитектору из министерства. Во главе строительного отдела министерства стоял тогда архитектор Шишко<sup>1</sup>. Ему-то я и заказывал проекты Физического института.

Размеры и первоначальный набросок плана мы обсуждали с П. Н. Лебедевым, который непременно требовал, чтобы заведующий институтом и его ближайшие сотрудники непосредственно жили в самом здании института. Так обычно проектировались все немецкие институты. Лебедев хорошо представлял себе, как это важно для сохранения времени, ведь работа в институте иногда требует очень длительного присутствия в лаборатории, что крайне затруднительно для заведующего, если отсутствует для него жилое помещение в здании самого института. Мне удалось, опираясь на авторитет Лебедева, во всём этом убедить Разумовского. Так и было сделано здание Физического института.

Разумовский, Мюфке и я отправились в Петербург для защиты проекта Анатомического театра и Физического института. Что касается проекта Физического института, то он оказался неплохим, и наше требование о жилом помещении было удовлетворено в виде пристройки к основному зданию. Но он не выдержал сметы и вышел за пределы отпускавшейся суммы (помнится, тысяч 250) на 10 процентов.

Строительный комитет потребовал, чтобы проект был сокращён и проектная сумма не превышала разрешённой. Я указал тогда наиболее

<sup>1</sup> Лев Петрович Шишко (1872–1943) – петербургский архитектор.

простой способ выполнения этого требования: предложил уменьшить линейные размеры пола института на 5 процентов, это как раз и дало бы уменьшение общей кубатуры на требуемые 10 процентов. Всё остальное, в том числе и жилая пристройка, сохранялось. Уменьшение размеров на 5 процентов линейных нисколько не портило дела, так как размеры, собственно, были преувеличены. Например, в третьем этаже были проектированы три зала для *practicum*'а на 10 саженей длины каждая да ещё две оптические комнаты.

При рассмотрении проекта Анатомического театра опять встретились затруднения. В перерыве к Мюфке подошёл один из министерских инженеров и откровенно сказал: “Послушайте, надо же “поделиться”». Карл Людвигович был крайне возмущён такой развязностью и не стал, конечно, дальше разговаривать. А Василий Иванович Разумовский прямо-таки готов был плакать. Когда я вышел из здания Министерства народного просвещения, то увидел Василия Ивановича стоящим под аркой, его форменная фуражка, как обычно, была сдвинута на затылок, а в глазах стояли слезы. Мне просто жалко стало старика. Я и говорю ему: “Позвольте мне посоветовать вам! Я Шварца хорошо знаю. Он, во всяком случае, человек порядочный и, конечно, не знает о том, что делается в строительном комитете министерства. Возьмите проекты, пойдите завтра на приём к самому министру и расскажите ему всё, как оно есть”».

Разумовский просидел с Мюфке всю ночь и, подправив в проекте всё, что казалось рациональным из указанных в комитете замечаний, отправился к министру. Василий Иванович показал в общих чертах проект и рассказал о тех затруднениях, которые делает комитет (не знаю, говорил ли он о предложении “поделиться”). А. Н. Шварц взял листы чертежей проекта и подписал: “Утверждаю. А. Шварц”. Так Саратовский университет получил роскошное здание Анатомического театра. Лучшее в то время во всей России.

Мы вернулись в Саратов, и я стал дожидаться проекта Физического института. Я был уверен, что скоро получу его: предложенная мной система для удешевления проекта была достаточно проста и требовала лишь выполнения общего чертежа. Все рабочие чертежи должны были быть изготовлены аппаратом саратовской университетской комиссии. Пересчёт финансового проекта также не представлял каких-то трудностей. Но не тут-то было.



Время шло. Строительный сезон приближался, а из Петербурга ни ответа, ни привета. Работы по постройке Анатомического театра сдавались уже подрядчикам, а проекта Физического института нет как нет. Пишем, телеграфируем в строительный комитет министерства – никакого ответа. Наконец посылаем телеграмму министру с просьбой разрешить сдавать работы до получения проекта, иначе время для заключения договоров с подрядчиками будет упущено и строительство придётся отложить на целый год. В скором времени такое разрешение мы получили, при этом сообщалось, что проект высылается следом. Через несколько дней он был получен. Но – какое огорчение! – это был тот же черновой экземпляр чертежей без всяких сокращений, а уменьшение проектной суммы было произведено за счёт того, что жилая постройка полностью выбрасывалась из проекта. Спорить было уже некогда. Тем более, что и В. И. Разумовский в глубине души был против жилых корпусов на территории Московской площади, где строился университет. Так мне и не удалось осуществить свою мечту и завет П. Н. Лебедева – жить при самом институте. Впоследствии мне часто вспоминались слова Петра Николаевича: «Постройте себе хоть конуру, но живите при самом институте»». [1, с. 177–180].

#### **Строительство Физического института**

В чудесный, по впечатлениям В. Д. Зёрнова, весенний день 1911 г. состоялась, наконец, закладка корпуса Физического института. Первые лопаты земли выкопали Владимир Дмитриевич Зёрнов и декан медицинского факультета, единственного в то время, Иван Афанасьевич Чуевский. Вот как протекало строительство:

«Волнений с постройкой было много – то одно задерживается, то другое не ладится. Помню, осенью 1911 года стены корпуса не были ещё выведены под крышу. По плану же мы должны были не только их закончить, но и покрыть здание до наступления зимних холодов. Другая напасть: в сентябре, когда строительный сезон далеко ещё не завершился, поднялся вдруг ураган, который свирепствовал три дня. Такая погода для Саратова не была, конечно, редкостью, но нам от этого не было легче. Все деревянные леса были разбросаны, а рабочие разбежались. Тогда же подрядчик нам заявил, что в создавшихся условиях он строить дальше не может, объяснив это тем, что его рабочие уехали по домам, а на Пешем рынке рабочих нет, а если и есть, то они ломают

такую несуразную цену, что он скорее согласен уплатить неустойку, чем набирать их – так-де он потерпит меньше убытку.

Мы с К. И. Мюфке всячески убеждали подрядчика, доказывая ему: университет – это всё равно что церковь и отказываться от постройки университета всё равно что отказываться от постройки храма. По счастью, подрядчик нашими доводами вполне был убеждён. Работа, прерванная ураганом, снова возобновилась, и к зиме карниз был покрыт крышей.

Строительство и общее оборудование здания института заняло три строительных сезона, и только в конце 1913 года, перед самым Рождеством, нам наконец-то удалось перебраться из временного помещения у Царских ворот в роскошные здания на Московской площади» [1, с. 177–180].

#### **Итоги строительной эпопеи**

До переселения в новое здание физическая лаборатория помещалась в выделенном для университета здании Фельдшерской школы. Когда закончилась постройка, вся аппаратура и коллекция были перенесены в новый корпус. В. Д. Зёрнов так подводит итоги эпопеи строительства Физического института:

«В бывшей Фельдшерской школе мы неплохо просуществовали четыре с половиной года, провели, пожалуй, самые лучшие годы. Там и собирались, и получали всё оборудование, там удалось и научные работы поставить – времени хватало на всё: и учить, и учиться самому, и музыкой заниматься, и в театр, и в концерты ходить.

Теперь мы перешли в роскошные помещения. Чудесная аудитория, просторные лаборатории, прекрасная аккумуляторная батарея и машины с переменным и постоянным током. К этому времени мы построили специальный университетский газовый завод, который давал нам прекрасный чрезвычайно теплотворный нефтяной газ. Одним словом, все сведения, которые я получил от П. Н. Лебедева и от заграничных командировок при знакомстве с устройством и функционированием заграничных институтов, и всю мою любовь к новому моему детищу я вложил в устройство Физического института. Один недостаток, впрочем, так навсегда и остался – это отсутствие при институте жилого помещения для директора. Однако для “хозяйственного лаборанта”, которым был Н. П. Неклепаев, механика Ф. Ф. Троицкого и препаратора



И. М. Серебрякова я всё-таки сумел выкроить вполне приличные жилые помещения.

Весенний семестр я начал читать уже в Большой физической аудитории» [1, с. 198–199].

Перевод кафедры физики в новое здание Физического института на Московской площади, начавшийся в конце 1913 года, продолжался всё весеннее полугодие 1914 года. Официально же институт вступил в строй 4 октября 1914 года после того, как членами строительной комиссии и Правления Саратовского университета был произведён детальный осмотр всего здания и составлен акт его приёмки.

#### **Коллекция физических приборов. Физический практикум**

Коллекция физических приборов начала комплектоваться В. Д. Зёрновым с 1912 года, что подтверждает инвентарная книга, хранящаяся в настоящее время в музее лекционных демонстраций и физических приборов СГУ.

Приборы выписывались из Германии, Франции и России через всемирно известную с XIX века фирму Трындиных [2] по каталогам [3–5], а затем размещались в лабораториях и специальных трехъярусных застекленных шкафах, находящихся в Коллекции и поныне. Интересно отметить тот факт, что Коллекция физических приборов создавалась в университете, в котором первоначально образовательный процесс был направлен на подготовку медиков для юго-восточных районов России.

Уже при проектировании здания Физического института практически весь третий этаж отводился под размещение практикума. Как отмечается в [6], к 1926 г. физический практикум по количеству и серьезности задач мог считаться одной из лучших университетских лабораторий.

#### **Механические мастерские**

Механический участок, который изначально предусматривался профессором В. Д. Зёрновым при проектировании и строительстве здания Физического института, играл важную роль при организации и оснащении учебных лабораторий оборудованием. Здесь всегда работали высококвалифицированные мастера своего дела, внесшие неоценимый вклад в реставрацию

уникальных приборов, создание лабораторных установок и новых лекционных демонстраций. Для мастерских были выделены помещения на первом этаже правого крыла института. Численность мастеровых, включая учеников, доходила до 15 человек.

#### **Вместо заключения**

Как с определенным сожалением вспоминал В. Д. Зёрнов, ему не удалось надлежащим образом «использовать» построенный чудесный институт. Наступили тяжёлые времена: война, революции, а также и необходимость нести административные обязанности – деканство (с 1917 г.) и ректорство (1918–1921). Пришлось пережить ему и арест, после чего он вернулся в Москву.

Но, думается, причастность к созданию университета и профессионального физического образования в Саратове – это главное счастливое и благодарное жизненное достижение Владимира Дмитриевича Зёрнова, и об этом напоминает памятная доска с его именем на физическом корпусе СГУ.

#### **Библиографический список**

1. *Зёрнов В. Д.* Записки русского интеллигента / публ., вступ. статья, коммент. и указ. имён В. А. Соломонова; под общ. ред. А. Е. Иванова. М.: Индрик, 2005. 400 с.
2. *Трындин Е. Н., Морозова С. Г.* Фирма Трындиных: «...прилагать все старания к успеху и процветанию...». М.: Политехн. музей, 2011. 256 с.
3. *Catalogue J. Carpentier: Ingenieur Constructeur.* Paris, 1912.
4. Нормальный списокъ приборовъ и инструментовъ для физических кабинетовъ, изготовляемый согласно предложению г. министра народнаго просвещенія отъ 13-го мая 1898 г. Прейсъ-курантъ № 69. Акціонерное о-во Мах Kohl A. G., Chemnitz (Deutschland), 1898. 68 с.
5. Каталогъ микроскоповъ, микротомовъ, бактериологическихъ аппаратовъ, лабораторныхъ принадлежностей: Магазин и фабрика медицинскихъ инструментовъ и бактериологическихъ аппаратовъ Е. С. Трындина. М., 1913. 94 с.
6. *Голубков П. В.* Константин Александрович Леонтьев // Успехи физических наук. 1932. Т. XII, вып. 4. С. 501–505.



УДК 378.4

## КАФЕДРА ОПТИКИ И БИОФОТОНИКИ: ЛЮДИ И СВЕТ

Ю. П. Синичкин

Саратовский государственный университет  
E-mail: yusin49@gmail.com

Освещаются страницы истории развития кафедры оптики и биофотоники физического факультета Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского.

**Ключевые слова:** Саратовский университет, физический факультет, кафедра оптики и биофотоники.

**Department of Optics and Biophotonics:  
People and Light**

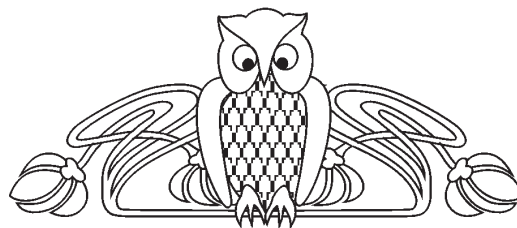
Yu. P. Sinichkin

Some pages of history of Optics and Biophotonics Department of Saratov State University are illuminated.

**Key words:** Saratov State University, Physical Faculty, Department of Optics and Biophotonics.

Кафедра оптики (с 2005 г. – оптики и биомедицинской физики, с 2009 г. – оптики и биофотоники) со дня своего открытия 5 мая 1946 года по настоящее время располагается в 3-м учебном корпусе СГУ. Основателем и бессменным руководителем кафедры в течение 33 лет, с 1946 по 1979 год, был Марк Львович Кац, хорошо известный в СССР специалист по люминесценции. В первые годы становления под руководством М. Л. Каца первыми сотрудниками кафедры Л. М. Свердловым, Н. К. Сидоровым, А. С. Андриановым, А. Г. Финкелем и В. А. Кирилловым были созданы практикум по атомной физике и спецпрактикум кафедры, а в 1952 году было получено уникальное оптическое оборудование из МГУ, что значительно расширило экспериментальные возможности и учебную базу кафедры. С 1979 по 1984 год кафедрой заведовал Николай Константинович Сидоров, а с 1984 г. по настоящее время кафедрой заведует ученик М. Л. Каца профессор В. В. Тучин.

Я стал студентом кафедры оптики в 1966 году. В то время кафедра располагалась на первом и третьем этажах 3-го корпуса в комнатах 7–11 и комнатах 54, 55, 57. Комната 11 была отведена под спецпрактикумы по спектроскопии, по квантовой электронике и впоследствии голографии, душой которых многие годы был старший преподаватель Б. З. Семенов и инженеры В. К. Щукин и М. М. Еськин. Основным помещением кафедры



была комната 10 (сейчас в ней располагается практикум по атомной физике). В 70-х годах эта комната напоминала улей. Комната была поделена на «соты», отгороженные друг от друга черной плотной материей от потолка до пола. Это не только обеспечивало некую автономность обитателей «сот», но главным образом позволяло проводить экспериментальные работы. Так как объектом исследований на кафедре, в конечном итоге, был спектральный состав света от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона, то для успешной работы была необходима полная изоляция экспериментальных установок от посторонних засветок. Спектральные измерения в те времена были довольно трудоемкими длительными процессами, поэтому комната постоянно была, по крайней мере, в сумеречном состоянии. В одной «соте» трудился А. Г. Финкель с сотрудниками (Л. В. Прониной, С. И. Татариновым, В. М. Булановым), в другой – Н. К. Сидоров и Л. С. Стальмахова с аспирантом В. А. Еськиным и т.д. «Труднее» всего приходилось Л. И. Видро и Ю. И. Недранцу, чья «сота» располагалась возле входной двери.

В соседней комнате 9 трудились ученики М. Л. Каца В. К. Никольский, Г. И. Асеев, занимаясь вопросами люминесценции щелочно-галоидных кристаллов. Здесь же проводились исследования по взаимодействию лазерного излучения с веществом. В 1967 году был запущен первый в Саратове твердотельный лазер на рубине (А. Г. Асеев, Ю. П. Турбин, М. А. Старшов, П. А. Булушев). Нужно отметить, что при участии кафедры был создан и один из первых в стране газоразрядных лазеров, который использовали в учебных целях и в лабораториях (Л. И. Видро).

Сразу после изобретения лазера М. Л. Кац вместе с М. А. Ковнером и Н. К. Сидоровым быстро оценили его огромную значимость для науки и практики и написали монографию «Оптические квантовые генераторы», которая была первой в СССР монографией, посвященной совершенно новой в то время проблеме – лазерной физике.



Святая святых кафедры была комната 8 – рабочий кабинет Марка Львовича Каца. Вспоминается массивный стол с зеленым сукном, на котором располагались сделанные из мрамора письменные принадлежности и массивный кожаный диван. Посещение кабинета вызывало неподдельный трепет. Для Марка Львовича с его широкими научными интересами было характерным поддерживать и интересы сотрудников, способствовать их работе, даже если они были в стороне от тематики самого заведующего кафедрой. В настоящее время комната продолжает быть кабинетом заведующего кафедрой. Даже сохранилась знаменитая бронзовая табличка «ПРОФЕССОР». Однако комната из тихого пристанища ученого превратилась в центр кафедрального общения, где проходят встречи, обсуждения, совещания, заседания кафедры, студенческие конференции, научные семинары и даже читаются лекции.

Комната 7 была отдана на растерзание кафедральным химикам Г. Л. Новиковой и Л. А. Кулешовой, которые искусно выращивали щелочно-галоидные кристаллы. Здесь же находились К. Е. Гюнсбург, Л. И. Голубенцева, Н. П. Звездова. Консуэлла Евгеньевна и Нина Петровна обслуживали рентгеновскую установку, размещенную в комнате 1, которая использовалась для облучения щелочно-галлоидных кристаллов и объектов биологического происхождения (находится в рабочем состоянии до настоящего времени).

На третьем этаже корпуса в комнате 54 располагался практикум по атомной физике во главе с инженером Алексеем Тимофеевичем Златоустовым. Многие выпускники физического факультета наверняка помнят этого замечательного человека, дядю Лешу.

Особый интерес представляла комната 56, в которой располагалась проблемная студенческая лаборатория по квантовой электронике (СПЛ), известная также как лаборатория квантовой электроники (ЛКЭ). Непосредственное руководство студентами и аспирантами в этой лаборатории осуществляли молодые преподаватели, впоследствии ставшие ведущими профессорами и доцентами СГУ, такие как Д. И. Трубецков, Ю. А. Складов, Л. И. Кац, Б. Г. Цыкин, В. И. Березин, В. А. Седельников, Г. И. Асеев, А. Г. Величко. Многие ведущие преподаватели СГУ и других вузов прошли школу ЛКЭ – это Л. А. Мельников, Ю. П. Синичкин, Г. Г. Акчурин, В. В. Тучин, С. С. Аркадакский, А. А. Князев, Н. Б. Лернер, В. А. Дубровский, А. П. Соловьев, Г. А. Козлов и многие другие.

Я пришел в замечательный коллектив ЛКЭ осенью 1969 года в качестве курсовика В. В. Тучина, бывшего в то время аспирантом кафедры. Тематика научной работы – физика аргонового ионного лазера – определилась на долгие годы моей работы на кафедре. В конце 60-х – начале 70-х годов в лаборатории сформировались две сильные научные группы: В. А. Седельникова (Л. А. Мельников, Ю. П. Синичкин, Г. Г. Акчурин, В. В. Тучин, Э. М. Рабинович, В. И. Четвериков, А. Р. Кристаллов), занимавшаяся лазерной тематикой, и Б. Г. Цикина (С. С. Аркадакский, А. А. Князев, Н. Б. Лернер, В. А. Дубровский, А. П. Соловьев, О. В. Зюрюкина, Г. А. Козлов, Г. М. Карнаухов, Г. К. Войтюк), изучавшая нелинейные эффекты при взаимодействии лазерного излучения с электронными пучками.

В 1971 году после окончания учебы я был принят на работу инженером кафедры оптики и несколько лет работал в комнате 57, где под руководством Н. К. Сидорова проводились исследования по вынужденному комбинационному рассеянию лазерного излучения в молекулярных средах. Мы вместе с П. А. Булушевым и А. К. Зинченко занимались эффектом обращенного ВКР. Сердцем эксперимента был рубиновый лазер – прототип первого в Саратове лазера на кристалле рубина, разработанного на кафедре оптики. Вместе с нами в комнате располагалась экспериментальная установка А. Г. Величко по исследованию спектрального состава излучения газоразрядного лазера.

Расширение тематики научных исследований на кафедре, значительный рост научного и педагогического потенциала кафедры потребовали реорганизации кафедральных помещений. В 1979 году такая реорганизация произошла, сохранившись практически до наших дней.

Практикум по атомной физике «спустился» на первый этаж (комната 10), где он находится в настоящее время. Кафедральный «улей» из этой комнаты разъехался по разным помещениям. В комнате 54 обосновались экспериментаторы, продолжавшие работу в области люминесценции щелочно-галоидных кристаллов, а также группы экспериментаторов (В. И. Кочубей, А. Г. Асеев, Г. Б. Горин) и теоретиков (Б. А. Медведев, Т. А. Козлова, Е. И. Красникова, Л. А. Дмитриева, О. Н. Паршков), занимавшиеся исследованиями по нелинейному взаимодействию лазерного излучения с веществом. Группа Н. К. Сидорова (Л. С. Стальмахова, Ю. П. Синичкин, М. И. Лобачев, М. Ю. Ромакина) обосновалась в комнате 9. Здесь же нашлось место и для



А. Г. Величко с его суперустановкой по спектральной диагностике активной среды газовых лазеров. Группа А. Г. Финкеля (В. И. Цой, Ю. П. Турбин, С. И. Татаринев, В. М. Буланов, Г. В. Симоненко, Д. А. Яковлев, Г. И. Мельникова), в которой помимо экспериментальных исследований по инфракрасным спектрам органических соединений стали интенсивно проводиться работы по исследованию структуры и оптических свойств жидких кристаллов, переехала в комнату 7.

ЛКЭ вошла в качестве лаборатории 41 в отдел оптики и спектроскопии НИИМФ (отдел 4). Круг научных и педагогических интересов учеников В. В. Тучина лежал в области физики лазеров, нелинейной динамики лазерных систем, физики оптических измерений и биомедицинской оптики, и это было востребовано в стране и мире. Дальнейшее развитие кафедры шло в основном по этим направлениям. Часть сотрудников ЛКЭ переехала в комнату 57, где были развернуты экспериментальные установки Г. Г. Акчурина, Э. М. Рабиновича, В. И. Четверикова, Ю. П. Синичкина, внесших значительный вклад в теоретическое и экспериментальное изучение динамических и флуктуационных процессов в лазерах различных типов. В комнате 56 были созданы установки по измерению скорости сверхзвуковых потоков ракетных двигателей (группа Б. Г. Цыкина) и по исследованию ИК лазерного излучения CO<sub>2</sub> лазеров (Д. Н. Гаврилов). В комнате 55 были развернуты исследования в области нелинейной динамики и динамического хаоса в лазерных и волоконно-оптических системах (Л. А. Мельников, В. Ю. Торонов, Г. Н. Татарков, С. А. Татаркова и др.), здесь же располагалась одна из первых на факультете мини-ЭВМ с выходом на несколько терминалов (комнаты 54–57). ЭВМ обслуживали А. Р. Кристаллов и Л. Е. Долотов. В этой же комнате располагалось руководство отделом 4 (зав. отделом К. Е. Гюнсбург, зав. лабораторией 41 Н. П. Звездова, зав. лабораторией 42 В. В. Ганин). В состав лаборатории 42 входила научная группа А. Г. Финкеля (комната 7). Группы Г. И. Асеева (В. И. Кочубей, Г. Б. Горин) и Б. А. Медведева перешли в комнату 54.

Начиная с 1982 года на кафедре оптики проводятся широкие фундаментальные и прикладные исследования, направленные на создание физических основ лазерной диагностики физических и биологических объектов, разработку методов и соответствующих диагностических приборов для нужд промышленности и медицины. Значительное место в этих работах занимает развитие методов лазерной интерфе-

рометрии, спекл-оптики, флоуметрии, спектрофотометрии, флуориметрии и поляризационной нефелометрии. Эти направления успешно разрабатываются профессорами, докторами наук – В. П. Рябухо, Ю. П. Синичкиным, В. И. Кочубеем, В. В. Тучиным, Г. В. Симоненко и К. В. Березиным, а также доцентами, кандидатами наук – Г. Г. Акчуриным, А. Н. Башкатовым, Э. А. Гениной, О. А. Перепелицыной, А. Б. Правдиным, И. В. Федосовым, В. В. Лычаговым и С. П. Черновой, старшими научными сотрудниками Д. А. Яковлевым, аспирантами и докторантами кафедры. Большой вклад в развитие этих направлений, связанных с фундаментальными проблемами рассеяния света, был сделан профессором Ириной Леонидовной Максимовой, недавно скончавшейся от тяжелой болезни.

Проходя по кафедральным помещениям, можно видеть те колоссальные изменения в ее научно-техническом оснащении, которые происходят в последние годы. В комнате 7 имеется целый ряд современных микроскопов и томографов (профессор Г. В. Симоненко, доцент Э. А. Генина), в комнате 9 – спектральное оборудование последнего поколения (профессор Ю. П. Синичкин, доцент А. Н. Башкатов), комната 11 – настоящий научно-исследовательский центр мирового уровня в области интерферометрии и голографии (профессор В. П. Рябухо, доценты О. А. Перепелицына, В. В. Лычагов, зав. учеб. лаб. А. Л. Кальянов), комната 54 – центр спектральных измерений регионального статуса (профессор В. И. Кочубей), комната 56 – общий биофизический практикум, оснащенный самым современным оборудованием (зав. учеб. лаб. Л. Е. Долотов, доцент А. Б. Правдин), комната 57 – компьютерный класс и научная группа по лазерным измерениям (доцент И. В. Федосов), в комнате 80 проводятся исследования микроциркуляции кровотока с использованием спекл-корреляционного анализа (доцент И. В. Федосов).

Научная школа кафедры оптики и биофотоники является одной из лидирующих в мире в области разработки физических основ оптической медицинской томографии и диагностики. Эти результаты являются определяющими в оптике живых систем и устанавливают приоритет отечественной науки в данном научном направлении, о чем свидетельствуют гранты Президента РФ по поддержке ведущих научных школ, которые коллектив кафедры регулярно получает с 1996 г., многочисленные отечественные и международные гранты и проекты, а также признанные во всем мире монографии и учебники.



## ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 537.874

### ОБ АНАЛИТИЧЕСКОМ СИГНАЛЕ И СТАТЬЕ Ю. Н. ЗАЙКО «ИСТОРИЯ ОДНОГО АРТЕФАКТА»

М. В. Давидович

Саратовский государственный университет  
E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru

Обсуждены ошибочные утверждения, допущенные в статье Ю. Н. Зайко [1] («Известия Саратовского университета. Нов. сер. Сер. Физика». 2012. Т. 12, вып. 1. С. 3–11).  
**Ключевые слова:** аналитический сигнал, амплитуда, фаза, частота, распространение импульсов.

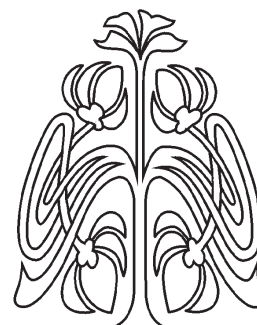
**On the Analytical Signal and Yu. N. Zajko Article  
«A History of One "Artefact"»**

M. V. Davidovich

The erroneous claims, made in the paper [1] (article of Yu. N. Zajko in «Izvestia of Saratov University. New Ser. Ser. Physics». 2012. Vol. 12, iss. 1. P. 3–11) have been discussed.  
**Key words:** analytical signal, amplitude, phase, frequency, pulse propagation.

В журнале «Известия Саратовского университета» вышла статья [1] в основном обзорного характера по распространению импульсов, но в ней имеется ряд неверных и предвзятых утверждений автора (и даже передергиваний фактов), с которыми нельзя согласиться. Указанные ошибочные утверждения касаются критики теории аналитического сигнала (АС), который автор не приемлет, и конкретно – критике работ Л. А. Вайнштейна и Д. Е. Вакмана. Немного «досталось» и А. Ф. Голубенцеву.

Основные тезисы автора [1] сводятся к следующим ошибочным утверждениям. 1) АС отрицает быстрые (высокочастотные) осцилляции основных параметров сигнала – мгновенных (т.е. зависящих от текущего времени) амплитуды (огibaющей), фазы и частоты, тогда как реально такие колебания имеются (соответствующая цитата: «С точки зрения аналитического сигнала никаких высокочастотных осцилляций волновых параметров сигнала (импульса) нет в принципе»). 2) Аналитический сигнал неоднозначен, так как «если добавить постоянную к действительной (мнимой) АС, то, поскольку результатом преобразования Гильберта постоянной является нуль, мы получим ту же мнимую (вещественную) часть, что и раньше, без добавления постоянной. Налицо неоднозначность». 3) АС в некотором роде эквивалентен методу усреднения (это утверждение фактически (неявно) содержится в п. 2 [1]). 4) АС ведет к нарушению принципа причинности (согласно п. 3, 4 в [1]).



ПИСЬМА  
В РЕДАКЦИЮ





При изложении автор противопоставляет АС комплексному сигналу (КС), считая, что он (КС) и есть правильное описание процессов: «В результате многие факты, полученные в рамках применения методов комплексного анализа, называемых Л. А. Вайнштейном и Д. Е. Вакманом теорией “комплексного сигнала”, объявлялись артефактами и приписывались “недостаткам” последнего». Создается впечатление, что автор [1] либо не понял теорию АС и не прочитал внимательно работы [2–4], на которые он ссылается, либо занимается сознательным передергиванием результатов и вводит в заблуждение читателей журнала. Сразу надо отметить, что КС вводится лишь в [2, 3] как сигнал вида  $f(t) = A(t)\exp(i\omega_0 t)$ , соответствующий реальному сигналу (например, напряжению)  $u(t) = A(t)\cos(\omega_0 t)$  (что, собственно, и отмечает автор [1]). В этом смысле КС есть приближенное обобщение метода комплексных амплитуд (символического метода), применяемого для гармонических процессов (которые, как известно, сигналами не являются), для которых  $A(t) = \text{const}$  (т.е. спектр есть  $\delta(\omega)$ ). АС также есть обобщение метода (символического) комплексных амплитуд на произвольные нестационарные процессы (но уже точное [2, 3]). При этом требования на КС следующие: спектр  $A(t)$  низкочастотный и лежит в полосе  $(0, \Delta\omega)$ , спектр же КС естественно переносится на частоту  $\omega_0$ . Низкочастотность (медленность)  $A(t)$  означает согласно [3], что  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ , т.е. сигнал квази-монохроматический. Известно, что сигнал, длящийся конечное время, имеет бесконечно большие частоты в спектре (реально они ограничены конечностью энергии сигнала  $E$  и квантовым условием  $E < \hbar\omega$ ). Поэтому в [3] дается определение полосы частот  $\Delta\omega$  так, чтобы в ней содержалась большая часть энергии сигнала (например, 99%). Определение указанной полосы можно сделать на основе временного и спектрального представлений энергии сигнала (теоремы Винера–Хинчина или равенства Парсеваля) [3]. Отсюда сразу имеем, что при  $\Delta\omega \rightarrow 0$  АС переходит в КС монохроматического процесса, т.е. в КС. При  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$  КС отличается от АС быстрыми колебаниями с малой амплитудой (это совсем не означает, что в АС нет быстрых колебаний, а только то, что появившиеся в КС дополнительные колебания суть нефизические). На самом деле КС неоднозначен, и определить  $A(t)$  можно несколькими путями [2, 3]. Несколько

таких КС также отличаются на подобные быстрые колебания [2, 3]. Неоднозначность КС уже, помимо всего прочего, следует из произвольности выбора «несущей  $\omega_0$ » для сигнала с полосой  $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$  при  $\omega_2 - \omega_1 < \omega_2 + \omega_1$  (указанная неоднозначность в АС отсутствует). Спектр подобных КС сигналов слабо затекает в область отрицательных частот (энергия на отрицательных частотах мала), чем и обусловлено здесь слабое отличие КС от АС (проявляющееся в дополнительных осцилляциях с малой энергией). Как известно, АС есть сигнал с колебаниями на положительных частотах, спектральная амплитуда которых удваивается [1]. Таким образом, «нефизические» отрицательные частоты отбрасываются. Это совсем не значит, что спектральный интеграл со всеми частотами есть КС (как, по-видимому, трактует его автор [1], судя по смыслу его высказываний). Это обычный реальный сигнал, которому АС никак не противопоставляется [3]. Он реален в силу условия на его спектр:  $U(\omega) = U^*(-\omega)$  (для АС  $W(\omega) = 2U(\omega)$ ,  $\omega \geq 0$ ). Как известно, отрицательные частоты имеют определенный физический смысл, например, в квантовой электродинамике. Аналитический же сигнал  $w(t) = u(t) + iv(t)$  имеет тот смысл, что  $|w(t)| = a(t)$  есть амплитуда (оггибающая) сигнала  $u(t)$  (и соответственно  $v(t)$ ), а  $\arg(w(t)) = \varphi(t)$  – его фаза (фаза сигнала  $v(t)$  есть  $\varphi(t) - \pi/2$  согласно преобразованию Гильберта). Величина же  $A(t)$  не есть амплитуда, так же как и  $\omega_0 t$  не есть мгновенная фаза. Правильно называть  $A(t)$  формфактором. Он может быть прямоугольным (функция  $\Pi(t)$  в [3]), гауссовым, треугольным, трапецеидальным, в виде полукосинусоиды или нескольких полукосинусоид (скажем, квазигармоническая модуляция несущей) и т.п., но неправильно называть такие сигналы (импульсы) как сигналы с прямоугольной, гауссовой и т.п. оггибающими или, например, гауссовым импульсом (что, кстати, делает автор [1]). Такие названия используются в литературе, но это жаргон. Указанные формфакторы никак оггибающими не являются [2–4]. Обычно рассматривают конечные во времени формфакторы  $A(t)$ , за исключением гауссова. Огибающая прямоугольного видеоимпульса (без несущей или высокочастотного множителя) рассмотрена в [3]. Она имеет логарифмические сингулярности на фронтах, а также плавно спадающий фронт и «хвост». Собственно по поводу первого и идет





дискуссия: фронт мол (сверхсветовой предвестник) опережает импульс и движется со сверхсветовой скоростью, нарушая принцип причинности! По этому поводу можно посмотреть разъяснения в [3]. Кстати, подобные эффекты (численное логарифмическое обострение фронтов «прямоугольного» радиоимпульса и сглаживание его бесконечно резких фронтов) получено и в работах Г. М. Стрелкова [5–7], на которые ссылается автор [1]. Сам Г. М. Стрелков также отрицает АС (это удалось установить в личной беседе с ним). Как ни странно, и он, и Ю. Н. Зайко при этом фактически используют АС при расчетах (вообще, весьма многие не принимали теорию АС в основном, как отмечено в [3], из-за заблуждений). В работе [8] Ю. Н. Зайко численно получил известные до этого (см. [1]) осцилляции мгновенной частоты и амплитуды на фронтах радиоимпульса в идеальном волноводе. При этом он использовал пространственно-временную функцию Грина (ФГ), вывод которой дан в работе Вайнштейна [4] и который основан на аналитических свойствах спектрального интеграла, т.е. фактически на тех же принципах, что и АС. Г. М. Стрелков использовал другой подход, позволивший ему учесть потери в плазме, но также сводящийся к АС (о подходах к моделированию распространения импульсов будет сказано далее). Заметим, что соотношения Крамерса–Кронига (т.е. квинтэссенция принципа причинности в электродинамике) есть следствие теории АС. Так в чем же причина «нарушения» принципа причинности? На самом деле объяснение весьма простое: АС есть сигнал комплексный (в том смысле, что описывается комплексными числами как и КС). То есть сигналом (который движется, переносит информацию и энергию) он, по сути, не является. Тем более он относится к двум взаимно сопряженным по Гильберту реальным сигналам  $u(t)$  и  $v(t) = H(u(t))$  (которые и переносят информацию, не испытывая никаких нарушений причинности). АС есть математическая абстракция, описывающая амплитуду, фазу и частоту. Для разрывного формфактора (например, прямоугольного) он дает сглаженную амплитуду, которая обязана выходить за пределы его значений. Этот выход экспоненциально мал и не может быть обнаружен амплитудным детектором [3], который реагирует на реальный сигнал  $u(t)$ , но так, что  $a(t) = |w(t)|$  (поэтому и можно говорить, что на вход «поступает сигнал»  $w(t)$ ,

а на выходе имеем  $|w(t)|$ ). Реально на детектор поступают колебания, которые даже от предвестника приходят с запаздыванием, а в результате детектор «срабатывает» даже с некоторой задержкой, поэтому для коррекции времени прихода резкой части фронта импульса необходимо даже делать упреждение [3]. Видеоимпульсы, проходящие через реальную аппаратуру, всегда имеют сглаженные фронты (даже бесконечно дифференцируемые). Для таких формфакторов (пример – гауссов формфактор, но он нефизический) АС не дает опережения [9]. В любом случае видеоимпульс будет продетектирован не раньше, чем он поступит на вход. Как показано в [3], все приборы (функциональные устройства), выполняющие некоторые операторные преобразования над сигналами, воспринимают их так, как будто на их вход поступает АС. В частности, детектор (линейный) определяет  $a(t) = |w(t)|$ , а квадратичный –  $|w(t)|^2$  (с той или иной степенью точности). Так, можно определять амплитуду с помощью двухполупериодного идеального линейного детектора (моста), поставив на выходе НЧ фильтр. Для компьютерного моделирования для этого можно взять модуль сигнала и выполнить усреднение методом скользящего среднего (что есть НЧ цифровой фильтр). Чем больше отсчетов (в том числе и на средний период осцилляций), тем более будет запаздывание, но амплитуда будет определяться тем точнее, и в пределе будет соответствовать сдвинутой (запаздывающей) амплитуде  $|w(t)|$ . Естественно реальный детектор осуществляет компромисс между временем срабатывания и точностью детектирования. АС абсолютно точно пригоден и в случаях  $\Delta\omega \sim \omega_0$ ,  $\Delta\omega > \omega_0$  (тогда определение  $\omega_0$  теряет смысл, и лучше писать так:  $2(\omega_2 - \omega_1) \geq \omega_2 + \omega_1$ ), тогда как КС здесь теряет всякий смысл. В [2–3] АС определен для сигналов, заданных на всей временной оси. Такие сигналы соответствуют фильтрации 1-го рода [3, 10]. Можно определить сигналы, заданные на текущий момент времени  $t$ . Им соответствует фильтрация 2-го рода (физически реализуемая) [3, 10]. Если сигнал существует с конечного момента в прошлом – это фильтрация 3-го рода. Таким сигналам соответствуют мгновенные спектры:

$$U(\omega, t) = \int_{t-T}^t u(t') \exp(-i\omega t') dt', \quad (1)$$

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega, t) \exp(i\omega t) d\omega.$$



Здесь  $T$  – временное окно периодограммы сигнала на момент  $t$ . Мы как бы полагаем неизвестный нам в будущем сигнал равным нулю. Мгновенный спектр зависит от текущего времени как от параметра. Теория АС, построенная на соотношениях (1), имеет тот же вид с теми же свойствами АС.

Теперь ответим на основные пункты.

1) Теория АС утверждает, что амплитуда, фаза и частота связаны посредством АС. Это означает, что там, где сильно меняется амплитуда (например, на фронтах импульсов), сильно изменяется и мгновенная частота. Если на плоской вершине квазимонохроматического импульса мгновенная частота  $\omega(t)$  приблизительно равна  $\omega_0$  и совершает небольшие осцилляции, то на фронте ее перепад изменяется от 0 до  $2\omega_0$  и более. Тем более это справедливо для импульсов с широким спектром. Загвоздка заключается только в том, что строго АС для распространения импульсов почти никто не использовал (в отличие от сигналов) в силу сложности вычисления несобственных интегралов, поэтому применяют приближенные подходы. Если эти подходы (как в [5–7]) есть хорошее приближение к теории АС, результаты правильные. По этой же причине имеют место различные определения фазы в нелинейной динамике (поскольку использование АС и преобразования Гильберта приводит к большим вычислительным трудностям).

2) Действительно, АС не «воспринимает» постоянный (на всей временной оси) «сигнал», и это говорит в его пользу (было бы весьма плохо, если бы это было не так). Такой «сигнал», как известно, сигналом не является, как не является сигналом и монохроматический процесс (в частности,  $\sin(\omega_0 t)$ ). Сигнал определяется как функция времени с конечной энергией, т.е. функция, интегрируемая с квадратом (в пространстве Гильберта  $L_2$ ):

$$\int_{-\infty}^{\infty} [u(t)]^2 dt < \infty. \quad (2)$$

Либо такая функция должна иметь конечные временные пределы и не более чем счетное число скачков первого рода, либо если временные границы бесконечные, она должна еще и убывать на бесконечностях так, чтобы интеграл (3) сходился. Условие (2) есть необходимое условие существования спектра (интеграла Фурье), т.е. и определения АС. Постоянный «сигнал» этому

не удовлетворяет, поэтому возражение 2) не выдерживает критики. Заметим, что АС применяется во многих областях, в том числе и в теории случайных процессов (шумов). Там условие (2) может не выполняться, и стационарный случайный сигнал может иметь среднее значение, отличное от нуля. В таком случае образуют новый стационарный сигнал, вычитая это значение:  $u'(t) = u(t) - \bar{u}(t)$ , и такие сигналы считаются одинаковыми [3, 10]. Не важно, относительно какого среднего значения осуществляется колебание.

3) АС не есть некий метод усреднения. Наоборот, в [3] он противопоставлен методам усреднения, поскольку позволяет в любом приближении решать задачи, особенно если спектры разделяются. Нигде в теории АС нет усреднений (т.е. интегрирований по времени). Преобразование Гильберта – это фильтр, сдвигающий фазы на  $-\pi/2$  (его можно написать в виде спектрального интеграла, который не есть усреднение).

4) По поводу нарушения принципа причинности все уже было разъяснено выше. Поэтому все претензии Ю. Н. Зайко к АС несостоятельны. Работа также изобилует рядом неточных или некорректных высказываний, большая часть из которых содержится в несоразмерном обилии сносок. В начале работы пространно обсуждаются не имеющие к ее дальнейшему содержанию вопросы гонки вооружений при холодной войне. Далее автор везде путает понятия спектральный интеграл (представление действительного сигнала или импульса в комплексной форме в виде спектрального интеграла) и КС, подменяя последний первым. Никто не называл такие интегралы КС (см. [2–4]). Автор утверждает, что в работах по распространению импульсов неопределенность в разбиении сигнала  $u(t) = a(t)\cos(\varphi(t))$  на амплитудный и фазовый множители всегда снята уже из-за явного их задания. Но в спектральном интеграле (одномерный импульс вдоль оси  $z$ ) задается величина  $U(\omega)\exp(i\omega t - k_z(\omega)z)$ , а в исходном сигнале –  $u(t) = A(t)\cos(\omega_0 t)$ . Мы уже выяснили, что  $A(t) \neq a(t)$ ,  $\varphi(t) \neq \omega_0 t$ . И где тут это разделение? Тем более, если импульс задается не сигналом в точке  $z = 0$ , а некими источниками (током) в этой точке или в ее окрестности (точнее, плотностью тока). Не понятен смысл сноски 14: «Это равносильно не суммировать в ряду  $\sin x + \sin 3x/3 + \sin 5x/5 + \dots$ , который сходится к ступенчатой функции, слишком много членов».



Во-первых, ряд  $\sin x + \sin 3x/3 + \sin 5x/5 + \dots = \sin x + \sin x + \dots$  расходится. Наверное, имелся в виду ряд  $\sin(x) + \sin(x)/3 + \sin(x)/5 + \dots$ , но и в этом случае предложение безграмотно написано. В работах [3, 4] говорится, что колебания с удвоенной несущей частотой возникают для КС на всем протяжении его определения во времени. Причем введенный сигнал ([3, с. 8])  $u(t) = (1 + m \cos(\Omega t)) \cos(\omega_0 t)$  не имеет амплитуду  $1 + m \cos(\Omega t)$  – это некая усредненная амплитуда, которую определяет детектор. Формально  $\Omega < \omega_0$ , и согласно АС  $v(t) = (1 + m \cos(\Omega t)) \sin(\omega_0 t)$ . На самом же деле следует записать  $u(t) = \Pi(t)(1 + m \cos(\Omega t)) \cos(\omega_0 t)$ , где  $\Pi(t)$  – прямоугольное окно, в котором действует сигнал. Поэтому в центре и основной области этого окна действительно  $a(t) \approx 1 + m \cos(\Omega t)$ ,  $\omega(t) \approx \omega_0$ . На его краях (фронтах) это уже не так: амплитуда и частота меняются резко. Для этого надо строго вычислять  $v(t)$  с помощью преобразования Гильберта, что никто никогда обычно не делает. Отсюда, наверное, и возникают недоразумения у тех, кто получил подобные осцилляции. КС же дает нефизические осцилляции на всем временном интервале, что и отмечали авторы [2, 3]. Обычно такие осцилляции при вычислениях усредняют (естественно, они детектором не определяются).

Рассмотрим теперь вопрос о том, как осуществляется моделирование процесса распространения импульсов. Будем рассматривать только одномерные (плоские) импульсы. Возможна постановка задачи в виде задания «источника» импульса – сигнала  $u(t, 0)$  в точке  $z = 0$  с дальнейшим анализом, как он распространяется вправо:

$$u(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \exp(i\omega t - ik_z(\omega)z) d\omega. \quad (3)$$

Здесь  $k_z(\omega)$  определяет закон дисперсии и есть аналитическая функция в нижней полуплоскости комплексной частоты. Очевидно, АС для (2) есть

$$w(t, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} U(\omega) \exp(i\omega t - ik_z(\omega)z) d\omega, \quad (4)$$

а  $|w(t, z)|$  есть искомая огибающая [3]. Этот же подход соответствует и постановке задачи, когда импульс заданной формы (например, с прямоугольным формфактором) и заданным спектром подошел слева к границе раздела вакуум-диспергирующая среда. Реальный источник в точке  $z$

создает два импульса, движущиеся в противоположных направлениях. Можно непосредственно вычислять интегралы (3), (4), выделяя полюса, явно вычисляя асимптотические интегралы и вычитая асимптотические члены. Этот процесс весьма сложен, поскольку  $k_z(\omega)$  – функция комплексная, а экспонента не осциллирует периодически. Другой способ – введение пространственно-временной ФГ [3, 4] (мы назовем ее пропагаторной ФГ, поскольку она по смыслу аналогична пропагаторной ФГ в квантовой механике для волнового пакета, определяющего вероятность положения и скорости частицы [11]). Третий способ – решение дифференциальных и интегродифференциальных уравнений (ИДУ) электродинамики. ИДУ возникают, когда индукция связана с полями интегральным соотношением:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \varepsilon(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt'. \quad (5)$$

Здесь для простоты не учтены ни анизотропия (тензорный характер  $\varepsilon$ ), ни бианизотропия (зависимость от поля  $\mathbf{H}(t')$ ), ни пространственная дисперсия (интегрирование по координатам), ни неоднородность (зависимость  $\varepsilon$  от координаты). Можно решать непосредственно уравнения Максвелла (что обычно делают при использовании метода FDTD), либо перенося ток поляризации в их правую часть и решая их совместно с уравнением для тока поляризации. Часто при этом переходят от волнового уравнения к параболическому уравнению, пренебрегая второй производной по времени (именно так и моделировал Г. М. Стрелков). Оно тогда определяет «медленно меняющуюся амплитуду» по сравнению с быстрыми осцилляциями поля. Естественно это приближение, но оправданное упрощением вычислений. Другой строгий подход может быть основан на методе объемных интегральных уравнений (ОИУ). В этом подходе используются причинные пространственно-временные тензорные ФГ [12] и токи поляризации как вторичные источники поля. При этом естественно учитываются и первичные источники, т.е. сторонние токи, создавшие импульс. Естественно источники излучают во всех направлениях. Подобный подход удобен и при наличии в рассматриваемой среде структур (например, пластин с другими проницаемостями). Поскольку такие ОИУ, удовлетворяющие,



кстати, явно принципу причинности, весьма громоздки, особенно если имеются зависимости типа (5) и среда неоднородна, мы не приводим их явного вида.

#### Список литературы

1. *Зайко Ю. Н.* История одного артефакта // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2012. Т. 12, вып. 1. С. 3–11.
2. *Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е.* Амплитуда, фаза, частота – основные понятия теории колебаний // УФН. 1977. Т. 123, вып. 4. С. 657–682.
3. *Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е.* Разделение частот в теории колебаний и волн. М. : Наука, 1983. 288 с.
4. *Вайнштейн Л. А.* Распространение импульсов // УФН. 1976. Т. 118, вып. 2. С. 339–367.
5. *Стрелков Г. М.* Распространение радиоимпульса в изотропной плазме // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. С. 672–682.
6. *Стрелков Г. М.* Сложный радиосигнал в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53, № 1. С. 1094–1103.
7. *Стрелков Г. М., Нарышкин В. И.* Распространение радиоимпульса с линейной частотной модуляцией в изотропной плазме // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53, № 1. С. 49–57.
8. *Зайко Ю. Н.* Частотная модуляция заполнения радиоимпульса, распространяющегося в диспергирующей среде // Изв. вузов. Радиопизика. 1989. Т. 32, № 12. С. 1558–1560.
9. *Давидович М. В.* Прохождение сигналов через фильтр с поглощением и отрицательное время задержки // ЖТФ. 2012. Т. 82, вып. 3. С. 15–22.
10. *Вайнштейн Л. А., Зубаков В. Д.* Выделение сигналов на фоне случайных помех. М. : Сов. радио, 1960. 447 с.
11. *Грибов В. Н.* Квантовая электродинамика. М. ; Ижевск, 2001. 288 с.
12. *Фелсен Л., Маркувиц Н.* Излучение и рассеяние волн : в 2 т. М. : Мир, 1978. Т. 1. 550 с.

## PERSONALIA

УДК 53(091), 53(092)

### ВЛАДИМИР АЛЕКСЕЕВИЧ ГРИБКОВ (К 70-летию со дня рождения)

**В. М. Аникин**

Саратовский государственный университет  
E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

Приводится краткая биография ведущего специалиста России в области физики плазмы и радиационной физики, лауреата Государственной премии СССР В. А. Грибкова.

**Ключевые слова:** лазерная плазма, плазменный фокус.

**Vladimir A. Gribkov (to the 70<sup>th</sup> Anniversary from Birthday)**

**V. M. Anikin**

A brief biography by V. A. Gribkov, the leading Russian specialist in plasma and radiation physics, is given.

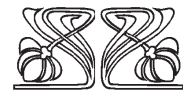
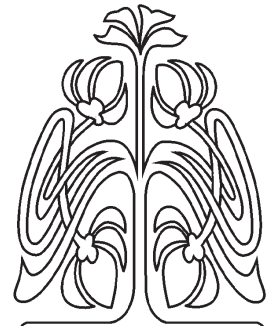
**Key words:** laser produced plasma, dense plasma focus.



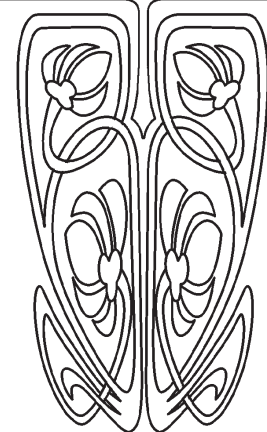
Лауреат Государственной премии СССР, доктор физико-математических наук, профессор Владимир Алексеевич Грибков входит в когорту выпускников физического факультета Саратовского государственного университета, которые составляют его особые славу и гордость. 30 июня 2014 года ему исполнилось 70 лет.

Начинал он свое профессиональное образование в 1958 г. в Саратовском авиационном техникуме, находившемся под эгидой Министерства авиационной промышленности СССР, на отделении «Радиоаппаратостроение». В 1961 г. поступил на физический факультет Саратовского государственного университета, где на кафедре радиофизики занимался научной работой под руководством В. М. Дашенкова.

Как одному из лучших студентов факультета, Владимиру Грибкову в 1963 г. было предложено продолжить учебу в Московском физико-техническом институте (МФТИ, г. Долгопрудный Московской обл.), на факультете общей и прикладной физики. Институт он окончил в 1967 г. в группе «Физическая и квантовая электроника» и сразу же оказался в гуще научных исследований в области квантовой радиофизики и электроники, поскольку получил распределение в Физический институт имени П. Н. Лебедева АН СССР (ФИАН), в лабораторию академика Н. Г. Басова, нобелевского лауреата по физике 1964 г. В 1974 г. В. А. Грибков защитил диссертацию «Экс-



**ПРИЛОЖЕНИЯ**





периментальные исследования кумулятивных явлений в лазерной плазме и плазменном фокусе» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «Физика и химия плазмы». В 1981 г. он перешёл в нейтронно-физическую лабораторию ФИАН, которой руководил профессор А. И. Исаков, последовательно занимая должности старшего, ведущего и главного научного сотрудника.

В 1990 г. Владимир Алексеевич защитил диссертацию «Физические процессы в сильно-точных разрядах типа «плазменный фокус»» на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.08 «Физика и химия плазмы». За 4 года до этого, в 1986 г., он в составе коллектива сотрудников ФИАН, Института атомной энергии им. И. В. Курчатова, Института общей физики АН СССР, Института Сибирского отделения Института ядерной физики АН СССР, Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Института высоких температур АН СССР и Харьковского физико-технического института АН УССР был удостоен Государственной премии СССР за цикл работ «Создание методов лазерной диагностики и исследование высокотемпературной плазмы в физическом эксперименте».

По роду деятельности, достижениям и, видимо, по призванию В. А. Грибков – физик-экспериментатор, признанный в мире специалист в областях мощной лазерной техники, сильно-точных разрядов и пучков заряженных частиц, диагностики плазмы, рентгенотехники, мощных импульсных источников проникающих излучений и их применений в радиационной физике, химии, биологии и медицине.

Он является одним из пионеров по созданию ряда мощных лазерных и плазменных систем, к числу которых принадлежат: «ФЛОРА» (1975) с 20-канальным лазером, который в течение 1977–1978 гг. был самым мощным лазером в мире; установка типа «Плазменный фокус» (ПФ) «ПЛАМЯ», обладавшая наивысшим нейтронным выходом среди всех плазменных установок СССР (1980, ФИАН), самая крупная по нынешний день установка на дейтерии «PF-1000», на которой достигнут наивысший для ПФ в мире нейтронный выход (1989, Варшава). За работы в этой области В. А. Грибков вместе с сотрудниками ФИАН (СССР) и Института физики плазмы и лазерного микросинтеза (Польша) был награждён премией Министерства науки и образования Польши 1-й степени (1987 г.).

В. А. Грибков создал также более десятка лазерных и плазмо-фокусных установок среднего уровня мощности, которые эксплуатируются до сего времени в разных странах. На лазерных установках впервые были измерены основные параметры плазмы, создаваемой при воздействии мощного лазерного излучения на твердое тело (плотность, электронная и ионная температуры, давление, время удержания и скорость разлёта) и исследованы механизмы поглощения такого излучения, уровень турбулентности и пр. (1965–1972 гг.). Принципиально отметить, что в результате этих работ была, в частности, экспериментально обоснована возможность получения плазмы с термоядерными параметрами с помощью мощного лазерного излучения – лазерный термоядерный синтез (ЛТС). Первый законченный опыт в области ЛТС осуществлен в 2013 г., когда впервые энергия, выделенная в ходе ядерной реакции, превысила энергию, поглощенную мишенью. В. А. Грибков так прокомментировал на сайте физического факультета СГУ соответствующее сообщение в журнале «Nature»: «В ливерморских экспериментах лазер NIF (от National Ignition Facility) выдавал почти 2 МДж, а в мишень они вложили только около 1% от этого (~10 кДж). КПД лазера на неодимовом стекле – 0,1%, т.е. для реального лазерного термоядерного синтеза не хватает 5 порядков. При этом стоимость использованной мишени – 1 млн долларов, тогда как для коммерчески выгодного реактора ЛТС она не должна превышать 20 центов. Но всё же это великое достижение!»

В 70–90-х гг. прошлого века В. А. Грибковым были исследованы динамика плотной замагниченной плазмы и пучков быстрых частиц, основные параметры и механизмы генерации проникающих излучений в установках ПФ. В 90-х гг. являлся лауреатом Президентской премии выдающимся учёным РФ. В 1991 г. стал профессором факультета «Высшая школа физики» Московского инженерно-физического института. Под его руководством успешно защищено 10 кандидатских диссертаций.

Итогами теоретической и экспериментальной научной деятельности В. А. Грибкова на сегодня являются:

создание серии высоковольтных импульсных установок типа «Плазменный фокус» с энергетикой в диапазоне от 200 Дж до 1 МДж;

разработка высокоскоростных лазерных диагностических методов и изучение параметров и динамики нестационарной плазмы на круп-



номасштабных установках с горячей плазмой (лазерная плазма, «Плазменный фокус», токамак с турбулентным нагревом, сильноточный диод, кумулятивная лазерная плазма);

создание концепции мощного источника нейтронов нового поколения – на основе воздействия потоков заряженных частиц на горячую плазменную мишень;

создание на базе установок ПФ-0.2 (совместно с *Всероссийским научно-исследовательским институтом автоматики* им. Н. Л. Духова, ВНИИА), NX1 (совместно с Няньянским университетом, Сингапур), PF-150 и ПФ-1000 (совместно с Институтом физики плазмы, Польша) и построенной по заказу Минрадиопрома установки «ПЛАМЯ» мощных источников мягкого и жесткого рентгеновского излучения, что дало возможность в первом случае изучать воздействие на биообъекты мощного импульсного излучения и разработать схемы рентгеновской нанолитографии, микромашинерии и фазовой рентгеновской микроскопии, а во втором случае в течение 1980-х гг. провести испытания на радиационную стойкость элементов и узлов радиоэлектронной аппаратуры специального назначения;

проведение на установках ПФ-6, ПФ-1000 (Польша) и ПФ-5М (Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, ИМЕТ РАН) циклов исследований в области радиационного материаловедения, выполняемых в рамках международных проектов «Коперникус» (ЕС) и «Плотная замагниченная плазма» (МАГАТЭ).

В процессе исследований В. А. Грибковым обнаружены, изучены и систематизированы ранее неизвестные физические эффекты и свойства изучаемых объектов:

возможность электрической изоляции тока турбулентной плазмой (в дополнение к классическим диэлектрической (вакуумной) и магнитной изоляции);

автостабилизация неустойчивости Рэлея–Тейлора в токонесящей плазме;

механизм ускорения частиц в плазменном диоде (виртуальный диод);

активация и подавление активности ферментов при сверхмалых дозах рентгеновского излучения сверхвысокой мощности;

нестационарные явления при импульсном радиационном воздействии на перспективные материалы термоядерных реакторов будущего (подавление эффекта «детачмента», нестационарная диффузия, перераспределение фракций

в сплавах, упрочнение материалов, изменение фазового состава и пр.).

В настоящее время профессиональные интересы В. А. Грибкова состоят в инновационном использовании установок плотной замагниченной плазмы для импульсного радиационного воздействия на металлы, сплавы, керамику, органические и биоматериалы с различными целями. Им проводятся радиационные испытания материалов, перспективных для атомной и термоядерной энергетики, модификация материалов, включая их упрочнение (в том числе в труднодоступных полостях), неразрушающая динамическая дефектоскопия деталей машин и механизмов в процессе их работы (например, автопокрышек или лопаток реактивных авиадвигателей), рентгеновская нанолитография и микромашинерия, фазово-контрастная микро-рентгенография, наносекундная одноимпульсная техника обнаружения скрытых взрывчатых и делящихся материалов в багаже, радиационная биология и медицина и др. Он ввел в оборот понятие «импульсная радиационная физика/химия/биология в собственном смысле слова».

У него очень много обязанностей и интересов: ведущий научный сотрудник лаборатории № 9 Института металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, ведущий научный сотрудник Института теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, заведующий офисом (pełnomocnik direktora) по новым технологиям Института физики плазмы и лазерного микросинтеза (Варшава, Польша), член (staff associate) Международного центра по теоретической физике им. Абдуса Салама, ЮНЕСКО (ИСТР, Триест, Италия), член редакционной коллегии и активный автор журнала «Перспективные материалы» (главный редактор – академик К. А. Солнцев) и «Энциклопедии низкотемпературной плазмы», издающейся под редакцией академика В. Е. Фортова, президент Межрегиональной общественной организации «Московское физическое общество» (основано в 1989 г.) и член Правления Объединенного физического общества РФ (с 1999 г.).

Владимир Алексеевич несколько раз был приглашенным профессором и экспертом МАГАТЭ в Канаде, Польше, США, Сингапуре, Малайзии и Аргентине. В качестве делегата от России и Исполнительного секретаря Международного комитета принимал участие в создании III Международного центра по физике под эгидой ЮНЕСКО (после CERN и



ICTR) – Международного центра по плотной замагниченной плазме (ICDMP, Польша). Этот Центр был открыт в Варшаве в 1998 г. Генеральным директором ЮНЕСКО Федериком Майором, и он активно функционирует по настоящее время. В. А. Грибков является членом Академии стран третьего мира (The Third World Academy of Sciences – TWAS), а также членом британского Института физики (Fellow of the Institute of Physics, U.K.).

Свои обширные познания в областях диагностики плазмы, физики и техники мощных лазерных систем и генераторов потоков проникающих излучений, физики рентгеновских лазеров, разработки перспективных ядерных энергетических систем и их приложений в физике, химии, биологии и медицине В. А. Грибков отразил в 6 монографиях, учебнике для высших учеб-

ных заведений (Грибков В. А., Григорьев Ф. И., Калин Б. А., Якушин В. Л. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов : учеб. пособие для студентов вузов, обучающихся по специальности «Физика металлов», «Физика твердого тела», «Электронное машиностроение» / под ред. Б. А. Калина. М. : Круглый год, 2001. 528 с.), в более чем 400 научных статьях, опубликованных в российских и зарубежных журналах, и докладах на международных конференциях.

... Вот так интересно сложилась биография 19-летнего студента физического факультета Саратовского государственного университета Володи Грибкова: сознательно изменив свою жизненную траекторию, он не только не затерялся в столичном окружении, но и приобрел на поприще науки международную известность.





## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**Аникин Валерий Михайлович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра компьютерной физики и метаматериалов, зав. кафедрой. E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

**Белобровая Ольга Яковлевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, отдел биомеханики, инженер. E-mail: lab32@mail.ru

**Биленко Давил Исакович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, профессор. E-mail: dibilenko@gmail.com

**Бу Матар Оливье** – Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICs/LEMAs, профессор. E-mail: olivier.boumatar@iemn.univ-lille1.fr

**Вениг Сергей Борисович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, профессор. E-mail: sergey.venig@gmail.com

**Галушка Виктор Владимирович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, лаборатория «Материалы специального назначения», научный сотрудник. E-mail: gwiktor@mail.ru

**Гербедеен Жан-Клод** – Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICs/LEMAs, стажёр. E-mail: jean-claude.gerbedeen@iemn.univ-lille1.fr

**Германчук Валерий Геннадиевич** – Федеральное казенное учреждение здравоохранения Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб», Саратов, ведущий научный сотрудник. E-mail: rusrap1@microbe.ru

**Глазков Андрей Николаевич** – Федеральное казенное учреждение здравоохранения Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб», Саратов, начальник сектора. E-mail: rusrap1@microbe.ru

**Глухова Ольга Евгеньевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и электродинамики, зав. кафедрой. E-mail: graphene@yandex.ru

**Гребенюк Константин Александрович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и электродинамики, доцент. E-mail: konstantinag@yandex.ru

**Григорьев Антон Владимирович** – Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., кафедра информационной безопасности автоматизированных систем, аспирант. E-mail: strannik.anton@gmail.com

**Давидович Михаил Владимирович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и электродинамики, профессор. E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru

**Данке Ольга Геннадьевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, заведующая музеем физических приборов и лекционных демонстраций. E-mail: odanke@mail.ru

**Ермишин Владимир Владимирович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра физики твердого тела, аспирант. E-mail: goodson@ya.ru

**Ерохин Павел Сергеевич** – Федеральное казенное учреждение здравоохранения Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб», Саратов, младший научный сотрудник. E-mail: rusrap1@microbe.ru

**Зайко Юрий Николаевич** – Российская академия народного хозяйства и государственной службы при Президенте РФ, Поволжский институт управления им. П. А. Столыпина, кафедра прикладной информатики и информационных технологий в управлении, доцент. E-mail: zyrnick@rambler.ru

**Игнатъев Александр Анатольевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра общей физики, зав. кафедрой. E-mail: kbkt@renet.ru

**Карсакова Яна Дмитриевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, лаборатория диагностики наноматериалов и структур, инженер. E-mail: lab32@mail.ru

**Кириллова Ирина Васильевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, директор Образовательно-научного института наноструктур и биосистем. E-mail: nano-bio@sgu.ru

**Колесникова Анна Сергеевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и электродинамики, ассистент. E-mail: kolesnikova.88@mail.ru

**Кондратьева Ольга Юрьевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, ассистент. E-mail: olgakondrat.7@gmail.com

**Конюхов Андрей Иванович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра компьютерной физики и метаматериалов, доцент. E-mail: KonukhovAI@info.sgu.ru

**Купцова Анастасия Алексеевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и нелинейной динамики, студентка. E-mail: a.a.kuptsova@rambler.ru

**Листов Александр Серафимович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и нелинейной динамики, доцент. E-mail: alexandr\_listov@rambler.ru

**Максимова Ирина Леонидовна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, профессор кафедры оптики и биофотоники. E-mail: irina\_mksmv@yahoo.com

**Маляр Иван Владиславович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра материаловедения



ведения, технологии и управления качеством, старший преподаватель. E-mail: imalyar@yandex.ru

**Мантуров Алексей Олегович** – Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., кафедра информационной безопасности автоматизированных систем, доцент. E-mail: manturovao@gmail.com

**Мельникова Татьяна Евгеньевна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, учебно-научная лаборатория анализа материалов, ведущий инженер. E-mail: lab32@mail.ru

**Мысенко Инна Борисовна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского; Учебно-научная лаборатория анализа материалов, ведущий инженер. E-mail: lab32@mail.ru

**Николаевцев Виктор Андреевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра инноватики, ассистент. E-mail: nikolaevcev@ya.ru

**Перно Филипп** – Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICS/LEMAC, профессор. E-mail: philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr

**Пластун Александр Сергеевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра компьютерной физики и метаматериалов, аспирант. E-mail: plastun\_alex@mail.ru

**Полянская Валентина Петровна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, учебно-научная лаборатория анализа материалов, ведущий инженер. E-mail: polvalpet@rambler.ru

**Преображенский Владимир Леонидович** – Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICS/LEMAC, Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН, профессор. E-mail: preobr@newmail.ru

**Пулин Виктор Федотович** – Саратовский государственный аграрный университет им. Н. И. Вавилова, кафедра физики, доцент. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

**Ревзина Елена Мстиславовна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра физики полупроводников, ассистент. E-mail: lesya16@bk.ru

**Россошанский Андрей Владимирович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Объединённый институт микро- и нанoeлектроники, директор. E-mail: nova@sgu.ru

**Савин Александр Николаевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра дискретной математики и информационных технологий, доцент. E-mail: savinan@info.sgu.ru;

**Семенов Владимир Викторович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиофизики и нелинейной динамики, инженер. E-mail: semenov\_v\_v@list.ru

**Синичкин Юрий Петрович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра оптики и биофотоники, профессор. E-mail: yusin49@gmail.com

**Скапцов Александр Александрович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ка-

федра оптики и биофотоники, инженер. E-mail: skaptsov@yandex.ru

**Слепченков Михаил Михайлович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и электродинамики, ассистент. E-mail: slepchenkovm@mail.ru

**Спицын Алексей Николаевич** – Федеральное казенное учреждение здравоохранения Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб», Саратов, младший научный сотрудник. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Стецюра Светлана Викторовна** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, доцент. E-mail: stetsyurasv@mail.ru

**Сучков Дмитрий Сергеевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, базовая кафедра инноватики, доцент. E-mail: suchkovds@ya.ru

**Сучков Сергей Германович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, научно-технологический центр «Микро- и нанoeлектроника», руководитель. E-mail: suchkov.s.g@mail.ru

**Талби Абделkrim** – Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICS/LEMAC, доцент. E-mail: abdelkrim.talbi@iemn.univ-lille1.fr

**Терин Денис Владимирович** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, доцент. E-mail: terinden@mail.ru

**Уткин Денис Валерьевич** – Федеральное казенное учреждение здравоохранения Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб», Саратов, ведущий научный сотрудник. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Фадеев Александр Андреевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедры радиотехники и электродинамики, студент. E-mail: fadeeff.sanya@yandex.ru

**Шагаутдинова Ильмира Тауфиковна** – Астраханский государственный университет, кафедра общей физики, аспирант. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

**Шмыгин Дмитрий Сергеевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра радиотехники и электродинамики, студент. E-mail: shmygin.dmitriy@gmail.com.

**Щербакова Светлана Анатольевна** – Федеральное казенное учреждение здравоохранения Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб», Саратов, заведующий отделом диагностики. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Элькин Павел Михайлович** – Энгельский технологический институт (филиал) Саратовского государственного технического университета, кафедра технической физики и информационных технологий, доцент. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

**Янкин Сергей Сергеевич** – Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, кафедра физики твердого тела; Центральная школа Лилля, Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, совместная международная лаборатория LICS/LEMAC, аспирант. E-mail: YankinSS@info.sgu.ru



## INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

**Anikin Valery Mikhailovich** – Saratov State University, department of computer physics and metamaterials, head of department. E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

**Belobrovaya Olga Yakovlaevna** – Saratov State University, department of Biomechanics, engineer. E-mail: lab32@mail.ru

**Bilenko David Isakovich** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management, professor. E-mail: dibilenko@gmail.com

**Bou Matar Olivier** – Ecole Centrale de Lille, Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology Joint international laboratory LICs/LEMAC, professor. E-mail: olivier.boumatar@iemn.univ-lille1.fr

**Danke Olga Gennadievna** – Saratov State University, head of the museum of physical devices and lecture demonstrations. E-mail: odanke@mail.ru

**Davidovich Mikhael Vladimirovich** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, professor. E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru

**El'kin Pavel Mikhailovich** – Engels Technological Institute (branch) of Saratov State Technical University, department of applied physics and information Technology, associate professor. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

**Ermishin Vladimir Vladimirovich** – Saratov State University, department of solid state physics, post-graduate student. E-mail: goodson@ya.ru

**Erokhin Pavel Sergeevich** – Russian Research Anti-Plague Institute «Microbe», Saratov, junior researcher. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Fadeev Alexander Andreevich** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, student. E-mail: fadeeff.sanya@yandex.ru

**Galushka Viktor Vladimirovich** – Saratov State University, Laboratory «Materials for special purposes», researcher. E-mail: gwiktor@mail.ru

**Gerbedoen Jean-Claude** – Ecole Centrale de Lille, Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology Joint international laboratory LICs/LEMAC, post-doc. E-mail: jean-claude.gerbedoen@iemn.univ-lille1.fr

**Germanchuk Valery Gennadievich** – Russian Research Anti-Plague Institute «Microbe», Saratov, leading researcher. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Glazkov Andrey Nicolaevich** – Russian Research Anti-Plague Institute «Microbe», Saratov, head of sector. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Glukhova Olga Evgenevna** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, head of department. E-mail: graphene@yandex.ru

**Grebnyuk Konstantin Aleksandrovich** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, associate professor. E-mail: konstantinag@yandex.ru

**Grigoryev Anton Vladimirovich** – Saratov State Technical University, post-graduate student. E-mail: strannik.anton@gmail.com

**Ignatiev Aleksandr Anatolievich** – Saratov State University, department of general physics, head of department. E-mail: kbkt@renet.ru

**Karsakova Yana Dmitrievna** – Saratov State University, Laboratory diagnosis of nanomaterials and structures, engineer. E-mail: lab32@mail.ru

**Kirillova Irina Vasilevna** – Saratov State University, director of the educational scientific institute of nanostructures and biosystems. E-mail: nano-bio@sgu.ru

**Kolesnikova Anna Sergeevna** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, assistant. E-mail: kolesnikova.88@mail.ru

**Kondrateva Olga Yurevna** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management, assistant. E-mail: olgakondrat.7@gmail.com

**Konyukhov Andrey Ivanovich** – Saratov State University, department of computer physics and metamaterials, lecturer. E-mail: konukhovAI@info.sgu.ru

**Kuptsova Anastasia Alekseevna** – Saratov State University, department of radiophysics and nonlinear dynamics, student. E-mail: a.a.kuptsova@rambler.ru

**Listov Aleksandr Serafimovich** – Saratov State University, department of radiophysics and nonlinear dynamics, associate professor. E-mail: aleksandr\_listov@rambler.ru

**Maksimova Irina Leonidovna** – Saratov State University, department of optics and biophotonics, professor. E-mail: irina\_mksmv@yahoo.com

**Malyar Ivan Vladislavovich** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management, senior lecturer. E-mail: imalyar@yandex.ru

**Manturov Alexey Olegovich** – Saratov State Technical University, automatic systems security department, associated professor. E-mail: manturovao@gmail.com

**Melnikova Tatiana Evgenevna** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management. E-mail: lab32@mail.ru

**Mysenko Inna Borisovna** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management. E-mail: lab32@mail.ru

**Nikolaevtsev Victor Andreevich** – Saratov State University, department of innovatics. E-mail: nikolaevcev@ya.ru

**Pernod Philippe** – Ecole Centrale de Lille, Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology Joint international laboratory LICs/LEMAC, professor. E-mail: philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr

**Plastun Aleksander Sergeevich** – Saratov State University, department of computer physics and metamaterials, post-graduate student. E-mail: plastun\_alex@mail.ru



**Polyanskaya Valentina Petrovna** – Saratov State University, educational and scientific laboratory analysis of materials, leading engineer. E-mail: polvalpet@rambler.ru

**Preobrazhensky Vladimir Leonidovich** – Ecole Centrale de Lille, Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology Joint international laboratory LICs/LEMAC, Wave Research center of A. M. Prokhorov General Physics Institute RAS, professor. E-mail: preobr@newmail.ru

**Pulin Viktor Fedotovitch** – Saratov State Agrarian University, department of physics, associate professor. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

**Revzina Elena Mstislavovna** – Saratov State University, department of semiconductor physics, assistant. E-mail: lesya16@bk.ru

**Rossoshansky Andrey Vladimirovich** – Saratov State University, Joint Institute of Micro- and Nanoelectronics, director. E-mail: nova@sgu.ru

**Savin Alexander Nikolaevich** – Saratov State University, department of mathematical cybernetics and computer sciences, associate professor. E-mail: savinan@info.sgu.ru;

**Shagautdinova Ilmira Taufikovna** – Astrakhan State University, department of general physics, post-graduate student. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

**Shmygin Dmitry Sergeevich** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, student. E-mail: shmygin.dmitriy@gmail.com.

**Scherbakova Svetlana Anatol'evna** – Russian Research Anti-Plague Institute «Microbe», Saratov, chief of department of diagnostics infection diseases. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Semenov Vladimir Viktorovich** – Saratov State University, chair of radiophysics and nonlinear dynamics, engineer. E-mail: semenov\_v\_v@list.ru

**Sinichkin Yury Petrovich** – Saratov State University, department of optics and biophotonics, professor. E-mail: yusin49@gmail.com

**Skaptsov Alexander Alexandrovich** – Saratov State University, department of optics and biophotonics, engineer. E-mail: skaptsov@yandex.ru

**Slepchenkov Michael Mihailovich** – Saratov State University, department of radiotechnology and electrodynamics, assistant. E-mail: slepchenkovm@mail.ru

**Spitsyn Alexey Nikolaevich** – Russian Research Anti-Plague Institute «Microbe», Saratov, junior researcher. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Stetsyura Svetlana Viktorovna** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management, associate professor. E-mail: stetsyurasv@mail.ru

**Suchkov Dmitry Sergeevich** – Saratov State University, department of innovatics, associate professor. E-mail: suchkovds@ya.ru

**Suchkov Sergey Germanovich** – Saratov State University, Science and Technology Center of Micro- and Nanoelectronics, head. E-mail: suchkov.s.g@mail.ru

**Talbi Abdelkrim** – Ecole Centrale de Lille, Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology Joint international laboratory LICs/LEMAC, lecturer. E-mail: abdelkrim.talbi@iemn.univ-lille1.fr

**Terin Denis Vladimirovich** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management, associate professor. E-mail: terinden@mail.ru

**Utkin Denis Valer'evich** – Russian Research Anti-Plague Institute «Microbe», Saratov, leading researcher. E-mail: rusrapi@microbe.ru

**Venig Sergey Borisovich** – Saratov State University, department of material science, technology and quality management, professor. E-mail: sergey.venig@gmail.com

**Yankin Sergey Sergeevich** – Saratov State University, department of solid state physics; Ecole Centrale de Lille, Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology Joint international laboratory LICs/LEMAC, post-graduate student. E-mail: sergey.farsenal@gmail.com

**Zayko Yuryi Nikolaevich** – Russian Academy of National Economy and Public Administration under the President of the Russian Federation, P. A. Stolypin Volga Management Institute, department of applied informatics and information technologies in management, associate professor. E-mail: zyrnick@rambler.ru



**Подписка на II полугодие 2015 года (3 выпуска)**

Индекс издания по каталогу ОАО Агентства «Роспечать» 36015,  
раздел 39 «Физико-математические науки. Химические науки».  
Журнал выходит 4 раза в год.

**Подписка оформляется** по заявочным письмам  
непосредственно в редакции журнала.

Заявки направлять по адресу:

410012, Саратов, Астраханская, 83.

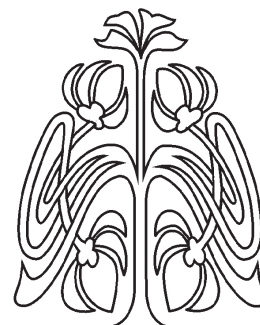
Редакция журнала «Известия Саратовского университета».

Новая серия».

Тел. (845-2) 52-26-85, 52-50-04; факс (845-2) 27-85-29;

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

Каталожная цена одного выпуска 250 руб.



**ПОДПИСКА**

