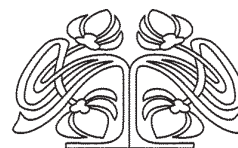




Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

ИЗВЕСТИЯ

САРАТОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
Новая серия



Научный журнал
2016 Том 16
ISSN 1814-733X
ISSN 1817-3020
Издается с 2001 года

Серия Физика, выпуск 1

Продолжение «Известий Императорского Николаевского Университета» 1910–1918 и «Ученых записок СГУ» 1923–1962

СОДЕРЖАНИЕ

Научный отдел

Физика

**Дмитриев В. В., Маханьков А. В., Панферов А. Д.,
Смолянский С. А., Яхиббаев Р. М.**

Приближение низкой плотности в теории
вакуумного рождения электрон-позитронной плазмы
в сильных лазерных полях

5

Элькин П. М., Элькин М. Д., Пулин В. Ф., Бабков Л. М.

Влияние моногалоидозамещения на структуру и динамику
шестичленных циклических соединений

10

**Караваяев А. С., Ишбулатов Ю. М., Боровкова Е. И.,
Кульминский Д. Д., Хорев В. С., Киселев А. Р.,
Пономаренко В. И., Прохоров М. Д.**

Реконструкции модельных уравнений систем
с запаздыванием по коротким экспериментальным
реализациям

17

**Митин Д. М., Волкова Н. В., Герман С. В.,
Маркин А. В., Вениг С. Б., Сердобинцев А. А.**

Применение тонкопленочных структур на основе
аморфного кремния для измерения рН растворов

24

Косицын Н. В., Петров В. В., Петров А. В.

Расчёт распределения амплитуды поля ультразвукового
волнового пучка в движущейся среде

27

**Давидович М. В., Тимофеев А. И., Корнев И. А.,
Явчуновский В. Я.** Определение нелинейной индуктивности
в статическом и динамическом режимах

33

Приложения

Хроника

Из истории физики.

К 120-летию со дня рождения академика Н. Н. Семёнова

Аникин В. М. Физик-инноватор, земляк, учитель
и друг Н. Н. Семёнова Владимир Иванович Кармилов

44

Усанов Д. А., Скрипаль Ал. В., Скрипаль Ан. В.

Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие
сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения
с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами
и биообъектами»

54

Сведения об авторах

57

Журнал включен в Перечень
рецензируемых научных изданий,
в которых должны быть
опубликованы основные научные
результаты диссертаций
на соискание ученой степени
кандидата наук, на соискание
ученой степени доктора 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.
Зарегистрировано в Федеральной
службе по надзору в сфере связи,
информационных технологий и мас-
совых коммуникаций. Свидетельство о
регистрации СМИ ПИ № ФС77-56150
от 15 ноября 2013 года

Индекс издания по каталогу
ОАО Агентства «Роспечать» 36015,
раздел 39 «Физико-математические
науки. Химические науки».
Журнал выходит 4 раза в год

Заведующий редакцией
Бучко Ирина Юрьевна

Художник
Соколов Дмитрий Валерьевич

Редактор-стилист
Степанова Наталья Ивановна

Верстка
Ковалева Наталья Владимировна

Технический редактор
Ковалева Наталья Владимировна

Корректор
Юдина Инна Геннадиевна

Адрес учредителя и редакции:
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83
Тел.: (845-2) 51-45-49, 52-26-89
E-mail: izvestiya@sgu.ru

Подписано в печать 17.03.2016.
Формат 60×84 1/8.
Усл. печ. л. 7,2 (7,75).
Тираж 500 экз. Заказ 35-Т.

Отпечатано в типографии
Саратовского университета.
Адрес типографии:
410012, Саратов, Б. Казачья, 112А

© Саратовский университет, 2016

**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.

Редколлегия 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 заголовков, 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.

Почтовый адрес редакции: 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83, физический факультет, журнал «Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика», главному редактору.

Электронный адрес: fizika.sgu@bk.ru

Сайт журнала: fizika.sgu.ru

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

Dmitriev V. V., Makhankov A. V., Panferov A. D., Smolyansky S. A., Yahibbaev R. M.

Low-density Approximation in the Theory of Creation the Electron-positron Plasma from Vacuum in Strong Laser Fields 5

El'kin P. M., El'kin M. D., Pulin V. F., Babkov L. M.

The Influence of Monogaloidosubstitution on the Structure and Dynamics of Sixmember Cyclic Compounds 10

Karavaev A. S., Ishbulatov Yu. M., Borovkova E. I.,

Kulminskiy D. D., Khorev V. S., Kiselev A. R.,

Ponomarenko V. I., Prokhorov M. D.

Recovery of Models of Time-delay Systems from Short Experimental Time Series 17

Mitin D. M., Volkova N. V., German S. V.,

Markin A. V., Venig S. B., Serdobintsev A. A.

Application of Thin Film Structures Based on Amorphous Silicon for pH Measurements in Solutions 24

Kositcyn N. V., Petrov V. V., Petrov A. V.

Calculation of Field Amplitude Distribution of Ultrasonic Wave Beam in Moving Media 27

Davidovich M. V., Timofeev A. I.,

Korneev I. A., Yavchunovsky V. Ya.

About the Definition of a Nonlinear Inductance in Static and Dynamic Regimes 33

Appendices**Chronicle****From the History of Physics.**

On the 120th Anniversary of the Birthday of Academician N. N. Semenov

Anikin V. M.

Vladimir I. Karmilov, Physicist, Innovator and Nikolai N. Semenov's Countryman, Teacher, Friend 44

Usanov D. A., Skripal Al. V., Skripal An.V.

National Scientific School-seminar «Interaction of Microwave, Terahertz and Optical Radiation with Semiconductor Micro- and Nanostructures, Metamaterials and Biological Objects» 54

Information about the Authors

57



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

Главный редактор

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

Заместитель главного редактора

Короновский Алексей Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Ответственный секретарь

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

Члены редакционной коллегии:

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)

Усанов Дмитрий Александрович, доктор физ.-мат. 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 – Koronovskii A. A. (Saratov, Russia)

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

Members of the Editorial Board:

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)

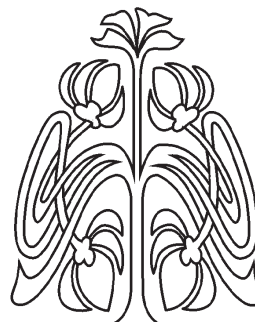
Prozorov V. V. (Saratov, Russia)

Usanov D. A. (Saratov, Russia)

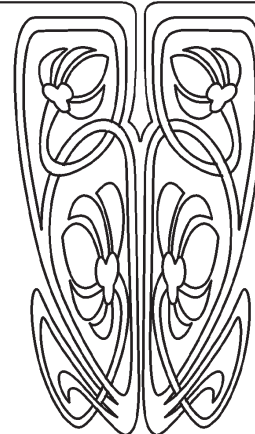
Ustiantsev V. B. (Saratov, Russia)

Shamionov R. M. (Saratov, Russia)

Shlyakhtin G. V. (Saratov, Russia)



**РЕДАКЦИОННАЯ
КОЛЛЕГИЯ**





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

Главный редактор

Усанов Дмитрий Александрович, 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

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

Члены редакционной коллегии:

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

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

Вадивасова Татьяна Евгеньевна, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Вениг Сергей Борисович, 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)

Кузнецов Сергей Петрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Лёвин Юрий Иванович, кандидат физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

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

Нефёдов Игорь Сергеевич, доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник университета Аалто (Хельсинки, Финляндия)

Никитов Сергей Аполлонович, доктор физ.-мат. наук, профессор, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)

Резчиков Александр Фёдорович, доктор техн. наук, профессор, чл.-корр. РАН (Саратов, Россия)

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

Сухоруков Глеб Борисович, профессор Университета Королевы Марии (Лондон, Великобритания)

Трубецков Дмитрий Иванович, доктор физ.-мат. наук, профессор, чл.-корр. РАН (Саратов, Россия)

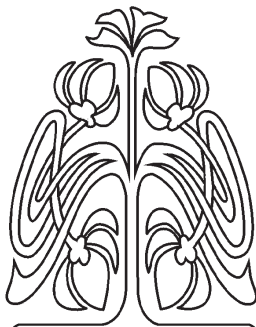
(Саратов, Россия)

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

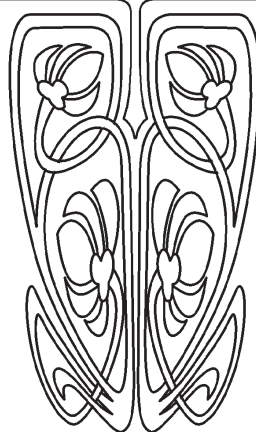
Хлебцов Николай Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

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

Шиманский-Гайер Лутц, Ph.D, профессор Гумбольдтского университета (Берлин, Германия)



**РЕДАКЦИОННАЯ
КОЛЛЕГИЯ**



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

Editor-in-Chief – Usanov D. A. (Saratov, Russia)

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

Tuchin V. V. (Saratov, Russia)

Executive Secretary – Skripal An. V. (Saratov, Russia)

Members of the Editorial Board:

Anikin V. M. (Saratov, Russia)

Babkov L. M. (Saratov, Russia)

Gorokhov A. V. (Samara, Russia)

Gribov L. A. (Moscow, Russia)

Davidovich M. V. (Saratov, Russia)

Filimonov Yu. A. (Saratov, Russia)

Khlebtsov N. G. (Saratov, Russia)

Kudryashov V. P. (Saratov, Russia)

Kuznetsov S. P. (Saratov, Russia)

Levin Yu. I. (Saratov, Russia)

Nefedov I. S. (Helsinki, Finland)

Nikitov S. A. (Moscow, Russia)

Melnikov L. A. (Saratov, Russia)

Rezchikov A. F. ((Saratov, Russia)

Schimanski-Geier L. (Berlin, Germany)

Sharaevsky Yu. P. (Saratov, Russia)

Skripal A. V. (Saratov, Russia)

Sukhorukov G. B. (London, UK)

Trubetskov D. I. ((Saratov, Russia)

Vadivasova T. E. (Saratov, Russia)

Vinitsky S. I. (Dubna, Russia)

Wenig S. B. (Saratov, Russia)



ФИЗИКА

УДК 539.12.01

ПРИБЛИЖЕНИЕ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В ТЕОРИИ ВАКУУМНОГО РОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

В. В. Дмитриев, А. В. Маханьков, А. Д. Панферов,
С. А. Смолянский, Р. М. Яхиббаев

Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: dmitrievv@gmail.com

Кинетическое описание вакуумного рождения электрон-позитронной плазмы под действием сильных электрических полей рассматривается в простейших приближениях. Результаты сравниваются с численными решениями релятивистского кинетического уравнения. Выявлены области эффективности предложенных методов и проанализированы особенности полученных аналитических решений.

Ключевые слова: динамический эффект Швингера, электрон-позитронные пары, релятивистское кинетическое уравнение, приближение низкой плотности.

Low-density Approximation in the Theory of Creation the Electron-positron Plasma from Vacuum in Strong Laser Fields

V. V. Dmitriev, A. V. Makhankov, A. D. Panferov,
S. A. Smolyansky, R. M. Yahibbaev

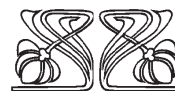
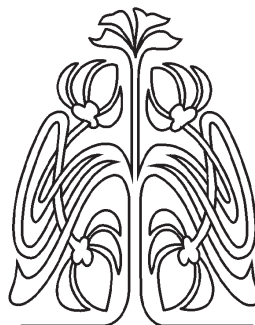
Kinetic description of the vacuum creation of the electron-positron plasma under action of the strong electromagnetic fields is considered in two simplest approximations. The results are compared with the numerical solution of the relevant kinetic equation. It allows to select the regions of effectiveness of the introduced methods and to analyse some features of the obtained analytical solutions.

Key words: dynamic Schwinger effect, electron-positron pairs, relativistic kinetic equation, low-density approximation.

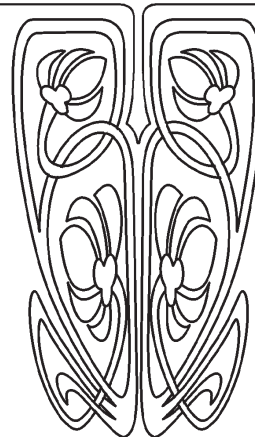
DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-5-9

Введение

Динамический эффект Швингера является объектом пристального внимания в связи со стремительным развитием лазерных технологий и приближением их возможностей к критической интенсивности $I_c \cong 2.3 \cdot 10^{29}$ Вт/см², когда наблюдение эффекта становится потенциально возможным (напр., [1]). Для оценки интенсивности вакуумного рождения электрон-позитронной плазмы (ЭПП) применяются различные подходы. Традиционным является использование приближений типа ВКБ [2–4], перенесенных в область динамических («лазерных») полей после первоначального успеха в предсказании статического эффекта Зутера–Гейзенберга–Эйлера–Швингера. Однако обоснованность экстраполяции ВКБ



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





методов на случай быстропеременных полей неоднократно подвергалась сомнению [5].

С другой стороны, было получено на строгой непertурбативной основе кинетическое уравнение (КУ), описывающее вакуумное рождение ЭПП под действием электрического поля линейной поляризации с произвольной зависимостью от времени [6]. Это КУ и различные его модификации широко используются в настоящее время не только в КЭД сильных полей, но и в теории генерации кварк-глюонной плазмы при соударении тяжелых ионов и в космологии (см. обзор [7]). Однако даже в простейшей реализации, соответствующей линейной поляризации внешнего поля, КУ может представлять значительные трудности для численного анализа. Это обусловлено наличием в КУ двух масштабов, обычно несоизмеримых: характерной длины волны внешнего поля λ (ей соответствует период колебаний T) и комптоновской длины волны λ_c , характерной для вакуумных осцилляций. Эти трудности стимулировали поиск приближенных методов решения КУ [8, 9], которые приводят к квадратурным формулам. Простейшим является приближение низкой плотности (ПНП) [8].

В настоящей работе будет проведено сравнение результатов, полученных в двух различных вариантах приближенных методов [2–4], с результатами вычислений на основе КУ, которые можно рассматривать как эталонные.

Приближение низкой плотности

В случае линейной поляризации внешнего поля функция распределения порожденных из вакуума пар в ПНП $f \ll 1$ может быть записана в виде [8]

$$f(\vec{p}, t) = |\mathcal{J}(\vec{p}, t)|^2, \quad (1)$$

$$\mathcal{J}(\vec{p}, t) = \frac{1}{2} \int_{t_0}^t dt' \lambda(\vec{p}, t') \exp[i\theta(\vec{p}, t')], \quad (2)$$

где амплитуда вакуумного перехода

$$\lambda(\vec{p}, t) = \frac{eE(t)\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon^2(\vec{p}, t)}, \quad (3)$$

а высокочастотная фаза вакуумных осцилляций в присутствии поля определяется соотношением

$$\theta(\vec{p}, t) = 2 \int_{t_0}^t dt' \varepsilon(\vec{p}, t'), \quad (4)$$

где $\varepsilon(\vec{p}, t) = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^2 + P^2}$ – квазиэнергия во

внешнем поле с векторным потенциалом $A^n(t) = (0, 0, 0, A^3(t)) = A(t)$ в гамильтоновой калибровке, $\varepsilon_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$ – поперечная энергия, p_{\perp} – перпендикулярная направлению поля составляющая вектора импульса, $P = p^3 - eA(t)$ – продольный квазиимпульс.

Исследуем реакцию физического вакуума на внешнее периодическое поле, включаемое и выключаемое неадиабатически,

$$A(t) = \frac{E_0}{\omega} \cos \xi(t), \quad E(t) = E_0 \sin \xi(t), \quad (5)$$

где $\xi(t) = \omega t + \varphi$, φ – начальная фаза. Выбор такой модели поля обусловлен выбором ее в работах [2–4], основанных на ВКБ аппроксимации ($\varphi = 0$ в [2] и $\varphi = \pi/4$ в [3, 4]). В последующем было показано [10], что структура функции распределения сильно зависит от выбора фазы φ .

Если поле неадиабатически включается при $t = 0$, то по прошествии целого числа полупериодов оно также неадиабатически выключается в дискретном наборе моментов времени $t_n = nT/2$. Этому соответствует дискретный набор *out*-состояний, функции распределения в которых равны $f_n(\vec{p}, t) = f(\vec{p}, t_n)$. Им соответствуют плотности ЭПП

$$n_n = 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_n(\vec{p}). \quad (6)$$

В условиях применимости ПНП можно говорить о скорости рождения пар [2, 3]:

$$w = n_n / (nT/2). \quad (7)$$

Удобной характеристикой наличия условий для вакуумного рождения частиц в периодическом поле является параметр адиабатичности Келдыша

$$\gamma = E_c \omega / E_0 m, \quad (8)$$

где $E_c = m^2/e$ – критическая напряженность электрического поля. Область $\gamma \ll 1$ соответствует туннельному механизму рождения частиц (достаточно низкие частоты и большие напряженности внешнего поля), при $\gamma \gg 1$ доминирует механизм многофотонного рождения.

Проанализируем зависимость скорости рождения ЭПП (7) как функции параметра адиабатичности γ в области действия аккумуляционного эффекта.



Запишем интеграл (2) для периодического поля (5) в безразмерных переменных для ЭПП:

$$J(\bar{p}, t) = \frac{\tilde{\varepsilon}_\perp}{2\gamma} \int_\varphi^{\xi(t)} \frac{dx}{\tilde{\varepsilon}^2(\bar{p}, x)} \sin x * \exp[i\theta(\bar{p}, x)]. \quad (9)$$

Здесь $\tilde{\varepsilon}_\perp = \varepsilon_\perp/m$, а высокочастотная фаза

$$\theta(\bar{p}, x) = \frac{2E_c}{\gamma E_0} \int_\varphi^x dx' \tilde{\varepsilon}(\bar{p}, x'), \quad (10)$$

$$\tilde{\varepsilon}(\bar{p}, x) = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_\perp^2 + (\tilde{p}^3 - \frac{1}{\gamma} \cos x)^2}, \quad (11)$$

где $\tilde{p}^3 = p^3/m$.

В интеграле (9) присутствуют два вида эффектов памяти: это влияние внешнего поля на частоту быстрых вакуумных осцилляций в интеграле (10) и влияние этого эффекта на медленную эволюцию амплитуды вакуумных переходов (3), которое проявляется в интеграле (9). Такой двухступенчатый эффект приводит к значительным трудностям даже при анализе квадратурных формул типа (9), особенно в окрестности $\gamma = 0$.

Анализ

Рассмотрим приближенные методы оценки интеграла (9).

Лидирующее приближение [9] применимо для достаточно слабых полей, когда допустима замена $\varepsilon(\bar{p}, t) \rightarrow \varepsilon_0(p) = \sqrt{m^2 + p^2}$. В отличие от [9], используем это приближение здесь для случая неадиабатического выключения поля (5) в момент $t = t_n$. Интеграл (9) тогда можно вычислить, что приводит к функции распределения

$$f(\bar{p}, t_n) = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma \tilde{\varepsilon}_\perp}{\tilde{\varepsilon}_0^2} \right)^2 \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^4 \frac{1 - (-1)^n \cos(2\pi n \tilde{\varepsilon}_0 E_c / \gamma E_0)}{(2\tilde{\varepsilon}_0)^2 - (\gamma E_0 / E_c)^2}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что $f \sim \gamma^2$ в области $\gamma \ll 1$ и $\sim E_0^4$. Резонансный знаменатель указывает на доминирование однофотонного процесса ЭПП возбуждения (полос при $\omega = 2\varepsilon_0$). Зависимость f от числа n полупериодов поля (аккумуляционный эффект) является существенно нелинейной. Замена $n \rightarrow n + 1$ приводит к скачкообразному изменению функции распределения n – порядка *out*-состояния.

Метод усреднения амплитуды вакуумного перехода (3) основан на фиксации факта, согласно которому предэкспоненциальный множитель

в интеграле (2) является медленной функцией, а фаза (4) в том же интеграле – быстрой функцией. Если соответствующие масштабы изменения во времени этих функций сильно отличаются, то амплитуда $\lambda(\bar{p}, t)$ в (3) может быть заменена ее средним значением, т.е.

$$\lambda(\bar{p}, t) \rightarrow \lambda_{av}(\bar{p}) = \frac{2}{nT} \int_0^{nT/2} dt' \lambda(t'). \quad (13)$$

В представлении (9) получим (при оценке фазы (4) используется лидирующее приближение)

$$f(\bar{p}, t) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\gamma E_0}{2\pi n \varepsilon_0 E_c} J(z_1, z_2) \right\}^2 [1 - \cos(\varepsilon_0 nT)], \quad (14)$$

где

$$z_1 = \tilde{p}^3 - 1/\gamma, \quad z_2 = \tilde{p}^3 - (-1)^n/\gamma,$$

$$J(z_1, z_2) = 1/\tilde{\varepsilon}_\perp \{ \arctan(z_2/\tilde{\varepsilon}_\perp) - \arctan(z_1/\tilde{\varepsilon}_\perp) \}. \quad (15)$$

Одной из новых особенностей распределения (14) является отсутствие эффекта для $n = 2N$, т.е. для целого числа периодов N (это следует из (15)).

Общей особенностью распределений (12) и (14) является присутствие высокочастотных факторов, которые соответствуют транзитивным процессам при переходе ЭПП из квазичастичной стадии эволюции в *out*-состояние [11]. Это подтверждает высказанную в [11] мысль о том, что состояния ЭПП в момент $t = t_n$ не соответствуют обычному пониманию *out*-состояния, когда обращаются в ноль не только напряженности электрического поля, но и его производные.

Другой общей особенностью распределений (12) и (14) является отсутствие p_3 вырождения в асимптотике $\gamma \rightarrow 0$, соответствующей переходу к постоянному полю. Для швингеровского решения такое вырождение характерно [12].

Несмотря на то, что (12) и (14) являются достаточно грубым приближением к реальности, в окрестностях комптоновской длины волны $\lambda \approx \lambda_c$ они предоставляют весьма точную картину спектра рождающихся частиц. На рис. 1 приведена зависимость функций распределения (12), (14) от величины продольной компоненты импульса $p_3 = p_\parallel$. На рис. 1 и рис. 2 введены обозначения LA и AA для лидирующего приближения и приближения, основанного на методе усреднения, соответственно.

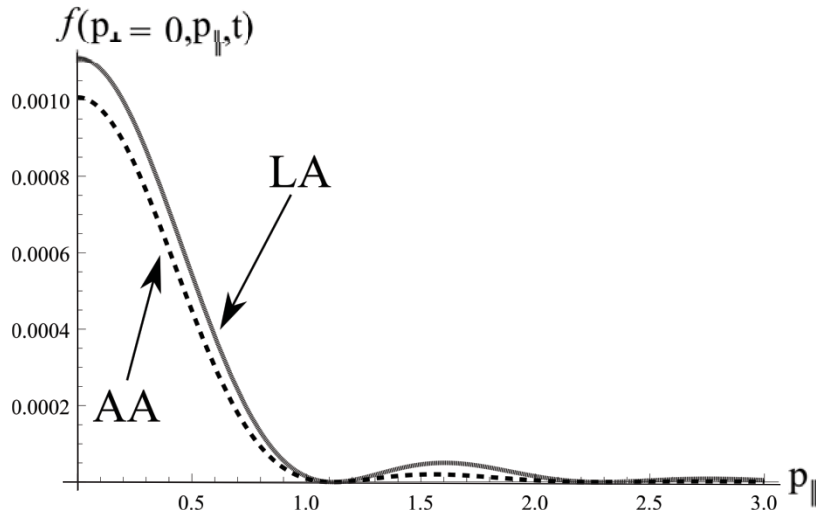


Рис. 1. Зависимость функции распределения от компоненты импульса, параллельной действующему полю. Приведены результаты для лидирующего приближения и для метода усреднения при амплитуде поля $E_0 = 0.1 E_c$ после действия одного полупериода синусоиды (5) с комptonовской длиной волны λ_c

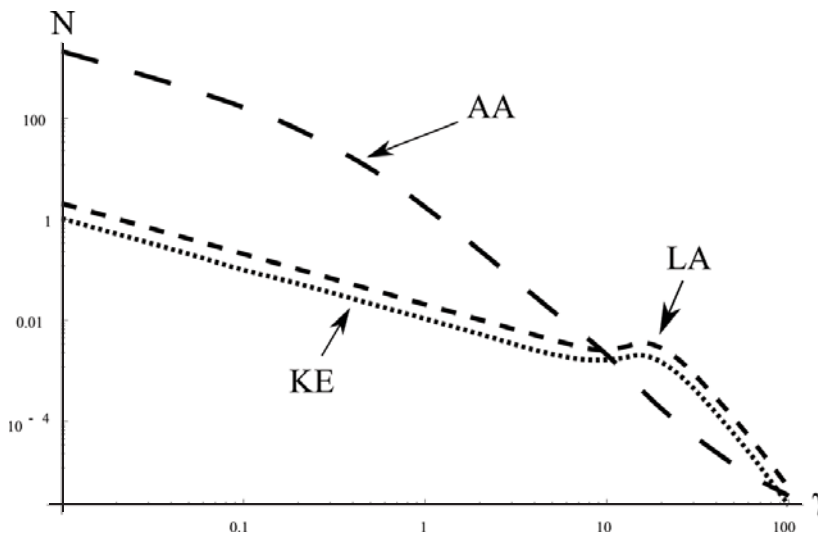


Рис. 2. Количество пар, рождающихся в объёме фокального пятна за время действия одного импульса с эффективной длительностью в один период действующего поля, при амплитуде $E_0 = 0.1 E_c$ в диапазоне значений параметра $0.01 < \gamma < 100$

На рис. 2 представлены полученные оценки количества e^-e^+ пар, генерируемых одиночным импульсом длительностью в период поля в объёме фокального пятна с диаметром порядка длины волны действующего поля. Результаты приведены для фиксированной амплитуды поля в большом диапазоне значений параметра γ . Собственно, в возможности быстро получать такие результаты для любых встречающихся в экспериментальной практике сочетаний параметров полей и заключается большое пре-

имущество сделанных аналитических оценок. Из приведенных оценочных кривых следует, что вне непосредственной окрестности комptonовской длины волны λ_c они существенно расходятся. В области длинных волн (малых значений γ) результаты метода, основанного на усреднении, больше чем у лидирующего приближения. В области коротких длин волн ($\gamma > 10$, что при выбранной амплитуде поля $E_0 = 0.1 E_c$ соответствует длинам волн, меньшим чем λ_c) ситуация обратная. Из этого следует,



что сами по себе приближенные результаты (12) и (14) можно рассматривать только как качественные оценки, количественные значения которых требуют дополнительной независимой проверки.

Для такой верификации полученных результатов на рис. 2 представлены также результаты прямого решения КУ [11]. Очевидно очень хорошее совпадение результатов лидирующего приближения с реперными значениями кинетического метода. Воспроизводятся как количественные значения, так и характер зависимости количества рождающихся пар от адиабатического параметра γ . Результаты метода усреднения сильно завышены в области $\gamma < 1$ (больших длин волн). Характер зависимости числа пар от γ не коррелирует с альтернативными оценками.

Выводы

В работе впервые аналитическими средствами для неадиабатического поля (5) в приближении низкой плотности были получены оценки функции распределения и скорости производства ЭПП в дискретном наборе *out*-состояний. Были обнаружены некоторые общие свойства таких распределений: существование нелинейного аккумуляционного эффекта, отсутствие p_3 вырождения в пределе $\gamma \rightarrow 0$, появление высокочастотных гармоник переходного состояния, определяющих *out*-состояния и т.д. Эти результаты стимулируют поиск более эффективных методов оценки решений КУ в проблеме описания вакуумного рождения ЭПП в сильных лазерных полях.

Список литературы

1. *Gregori G., Blaschke D.B., Rajeev P. P., Chen H., Clarke R. J., Huffman T., Murphy C. D., Prozorkevich A. V., Roberts C. D., Ropke G., Schmidt S. M., Smolyansky S. A., Wilks S., Bingham M.* A proposal for testing subcritical vacuum pair production with high power lasers // High Energy Dens. Phys. 2010. Vol. 6. P. 166.
2. *Brezin E., Itzykson C.* Pair production in vacuum by an alternating field // Phys. Rev. D. 1970. Vol. 2. P. 1191.
3. *Narozhny N. B., Bulanov S. S., Mur V. D., Popov V. S.* On e^+e^- pair production by colliding electromagnetic pulses // JETP Lett. 2004. Vol. 80. P. 382.
4. *Mocken G. R., Ruf M., Muller C., Keitel C. H.* Non-perturbative multiphoton electron-positron pair creation in laser fields // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 81. P. 022122.
5. *Khalfin L.* The quantum theory of wave packet scattering, the causality principle, and superlight tunnelling // Phys. Usp. 1996. Vol. 39. P. 639.
6. *Schmidt S.M., Blaschke D., Ropke G., Smolyansky S. A., Prozorkevich A. V. Toneev V. D.* A quantum kinetic equation for particle production in the schwinger mechanism // Intern. J. of Mod. Phys. E. 1998. Vol. 7, № 6. P. 709–722.
7. *Blaschke D. V., Prozorkevich A. V., Ropke G., Roberts C. D., Schmidt S. M., Shkirmanov D. S., Smolyansky S. A.* Dynamical schwinger effect and high-intensity lasers. Realising nonperturbative QE // The European Physical J. D. 2009. Vol. 55. P. 341.
8. *Schmidt S. M., Blaschke D., Ropke G., Smolyansky S. A., Prozorkevich A. V. Toneev V. D.* Non-markovian effects in strong-field pair creation // Phys. Rev. D. 1999. Vol. 59, № 9. P. 094005.
9. *Smolyansky S.A., Bonitz M., Prozorkevich A. V.* Laser driven electron-positron pair creation – kinetic theory versus analytical approximations // Cont. to Plasma Phys. 2013. Vol. 53. P. 788.
10. *Hebenstreit F., Alkofer R., Dunne G. V., Gies H.* Momentum signatures for schwinger pair production in short laser pulses with a subcycle structure // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102, № 15. P. 150404.
11. *Smolyansky S. A., Dmitriev V. V., Panferov A. D., Prozorkevich A. V., Blaschke D., Juchnowski L.* WKB-type approximations in the theory of vacuum particle creation in strong fields // Proceedings of the XXII Baldin ISHEPP. 2014. P. 043.
12. *Гриб А. А., Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М.* Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. М. : Энергоатомиздат, 1988. 288 с.



УДК 539.193/194.535/33.34

ВЛИЯНИЕ МОНОГАЛОИДОЗАМЕЩЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ДИНАМИКУ ШЕСТИЧЛЕННЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

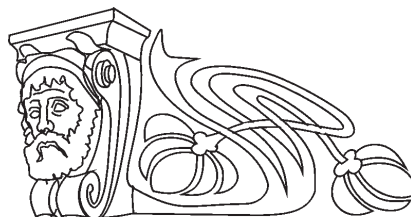
П. М. Элькин¹, М. Д. Элькин¹, В. Ф. Пулин², Л. М. Бабков³

¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А.

²Саратовский государственный аграрный университет имени Н. И. Вавилова

³Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

E-mail: babkov@sgu.ru



Методом функционала плотности DFT/b3LYP 6-311G** и 6-311+** проведено моделирование структуры и колебательных состояний монозамещённых циклических соединений (моногоалоидозамещённые бензола, бензохинона, гамма-пирона и тиопирона). Дана интерпретация колебательных состояний.

Ключевые слова: структурно-динамическая модель, метод функционала плотности, моделирование, адиабатический потенциал, структура, колебательные состояния.

The Influence of Monogaloidosubstitution on the Structure and Dynamics of Sixmember Cyclic Compounds

P. M. El'kin, M. D. El'kin, V. F. Pulin, L. M. Babkov

The structure and vibrational states of monosubstituted cyclic compounds (monogaloidosubstituted of benzene, benzoquinone, gamma-pyrone and thiopyron) by density functional DFT / b3LYP 6-311G ** and 6-311+** are simulated. Vibrational states are interpreted.

Key words: structural-dynamic model, method of density functional, modeling, adiabatic potential, structure, vibrational states.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-10-17

Введение

Согласно современным научным воззрениям основные физико-химические и медико-биологические свойства молекулярного объекта определяются формой его адиабатического потенциала (АП). Одним из подходов к оценке его параметров является решение прямых (квантовых) и обратных (классических) задач теории молекулярных колебаний. Под АП в квантовой механике молекул принято понимать результат решения квантового уравнения для электронной подсистемы исследуемого соединения [1–3]. Построение структурно-динамических моделей молекулярных соединений, в ходе которого вычисляются параметры АП, является одной из задач современного научного направления, названного молекулярным моделированием.

Ранее оценка параметров АП молекулярных соединений производилась на основании резуль-

татов решения обратных спектральных задач. Методика, к примеру, изложена в известной монографии [4]. В настоящее время основой современного молекулярного моделирования стали активное развитие неэмпирических и гибридных квантовых методов для исследования формы АП молекул и компьютерная реализация указанных методов в виде сервисных информационных технологий. Квантовые методы стали использовать для устранения неоднозначности в интерпретации колебательных спектров ряда соединений, данной на основе результатов, полученных при решении механической и электрооптической задач в рамках классической схемы. Многие из таких соединений производятся в больших объёмах химической промышленностью и находят применение в различных областях. Для примера сошлемся на карбоновые кислоты, последняя интерпретация колебательных спектров которых дана в [5].

Квантовые методы моделирования АП позволили приступить к теоретической интерпретации колебательных спектров молекулярных объектов, для которых классический подход не может быть применен из-за отсутствия данных эксперимента по спектрам ИК поглощения и КР изотопозамещённых аналогов или надёжной интерпретации спектров исследуемого соединения. В качестве примера сошлемся на такие известные природные соединения, как гидроксизамещённые флавоны – флавоноиды [6]. Возможность построения структурно-динамических моделей наиболее значимых представителей указанного класса соединений продемонстрирована в публикациях [7, 8]. Достоверность получаемых при этом результатов требует обоснования. Обоснованием являются рассчитанные геометрические параметры, если они не выходят за рамки принятых в структурной химии. Но основным аргументом в пользу достоверности является хорошее совпадение



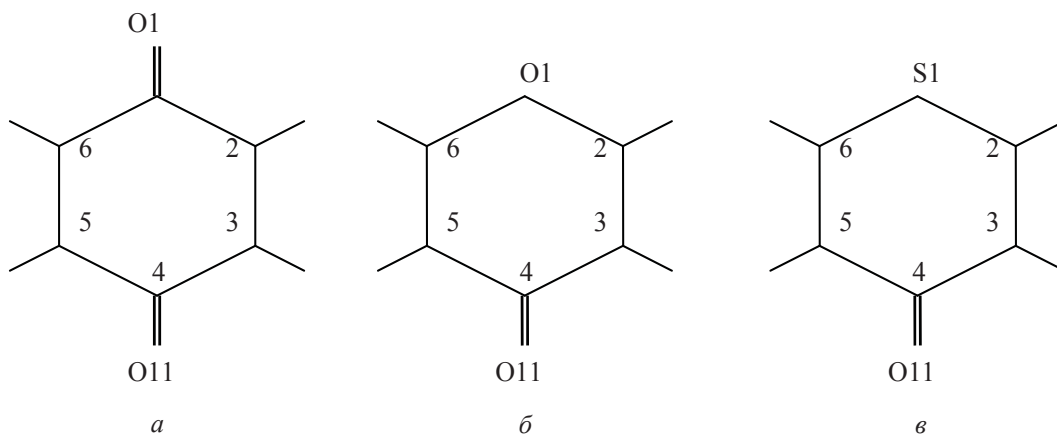
результатов теоретической интерпретации колебательных спектров исследуемого объекта с экспериментальными данными по спектрам ИК поглощения и КР. Дополнительным можно считать воспроизводство низкочастотных колебаний (колебаний внутреннего вращения [4]) и поведения параметров полос в различных спектральных диапазонах. Их анализ позволяет сделать выводы о конформационных изменениях в молекуле и взаимном влиянии силовых полей отдельных её фрагментов.

В данной публикации на основе молекулярного моделирования обосновывается возможность использования информационной технологии «Gaussian» в предсказательных расчетах структуры и спектров замещенных шестичленных циклических соединений, использующих параметры их АП. В рамках метода функционала плотности проведены модельные квантовые расчеты геометрической структуры и колебательных спектров моногалогидозамещенных бензола, бензохинона, гамма-пирона тиопирона с целью выяснения влияния галогидозамещения на ди-

намику исходных (базовых) молекул, на основе полученных результатов предложена интерпретация спектров фундаментальных колебаний. Эти результаты могут иметь практическое значение для обоснования предсказательных расчетов монозамещенных шестичленных циклических соединений.

Моделирование и обсуждение результатов

Модельные квантовые расчеты параметров АП моногалогидозамещенных бензола, бензохинона, гамма-пирона и тиопирона и исходных молекул (рисунок) осуществлялись в рамках метода функционала плотности DFT/B3LYP с использованием базисных наборов 6-311G** и 6-311+** [9]. Анализ результатов расчётов позволяет констатировать, что для построения структурно-динамических моделей исследуемых монозамещённых шестичленных циклических соединений выбор базиса не имеет принципиального значения: смещение положения полос не превышает величины $\sim 10 \text{ см}^{-1}$, качественная оценка интенсивностей сохраняется.



Нумерация атомов в бензохиноне (а), 4-гамма-пироне (б), 4-тиопироне (в)

диапазоны изменения расчетных значений геометрических параметров шестичленного фрагмента в монозамещенных (в том числе и галогидозамещенных) бензола, бензохинона, гамма-пирона и тиопирона представлены в табл. 1.

Данные, приведенные в табл. 1, дают основание констатировать, что изменение геометрических параметров (длин валентных связей и валентных углов) носит локальный характер, т.е. затрагивает лишь ближайший к заместителю фрагмент молекулы.

Теоретическая оценка положения полос в колебательном спектре соединения осуществлялась с помощью известного соотношения ангармонической теории молекулярных колебаний:

$$E_v = \nu_s \left(n_s + \frac{1}{2} \right) + \chi_{sr} \left(n_s + \frac{1}{2} \right) \left(n_r + \frac{1}{2} \right). \quad (1)$$

Первое слагаемое в соотношении (1) определяет фундаментальные состояния молекулярной системы в гармоническом приближении теории молекулярных колебаний, второе слагаемое – ангармоническое смещение полос.



Таблица 1

Расчетные значения геометрических параметров (ГП) монозамещенных бензола (МЗБ), бензохинона (МЗБХ), гамма-пирона (МЗГП) и тиопирона (МЗТП)

ГП	МЗБ	МЗБХ	МЗГП	МЗТП	ГП	МЗБ	МЗБХ	МЗГП	МЗТП
R(1,2)	1.39	1.50	1.34–1.36	1.72–1.75	A(2,3,8)	118	121–122	115–120	118–119
R(1,6)	1.40	1.49	1.35–1.37	1.74	A(4,3,8)	122	116	119–126	115–124
R(2,3)	1.39	1.34	1.34–1.35	1.35–1.36	A(3,4,5)	121	117	112–113	116–117
R(3,4)	1.40	1.49	1.47–1.49	1.47–1.49	A(3,4,11)	120	121	123–126	121–124
R(4,5)	1.40	1.48	1.47	1.46–1.48	A(5,4,11)	120	122	122–124	119–122
R(5,6)	1.39	1.34	1.34	1.34–1.35	A(4,5,6)	122	121	121–122	125–125
A(2,1,6)	120	117	118	100–101	A(4,5,9)	118	116	118–119	114–116
A(1,2,3)	120	120	123–125	125–127	A(6,5,9)	120	123	120	119
A(1,2,7)	118	119–123	111–115	112–117	A(1,6,5)	119	122–123	123–124	125–127
A(3,2,7)	122	117–121	122–126	119–123	A(1,6,10)	121	115	111	112–113
A(2,3,4)	120	122–123	120–121	123–126	A(5,6,10)	120	123	125	121–122

Примечание. Длины валентных связей R(i,i) даны в Å, значения валентных углов в A(i,j,k) – в град.

Выражения для ангармонических констант χ_{ss} и χ_{sr} предложены в работе [10]:

$$\chi_{ss} = \frac{1}{16} F_{ssss} - \frac{5}{48} \frac{(F_{sss})^2}{\nu_s} + \frac{1}{32} (F_{ssr})^2 (\Omega(s; s; -r) - \Omega(s; s; r) - 12\Omega(r; r; r)) (1 - \delta_{sr}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \chi_{sr} = & \frac{1}{16} F_{ssrr} - \frac{1}{8} (F_{ssr})^2 (\Omega(s; s; -r) + \Omega(s; s; r)) (1 - \delta_{sr}) + \frac{3}{8} (F_{srt})^2 (\Omega(s; r; t) - \Omega(s; r; -t) + \\ & + \Omega(s; -r; t) - \Omega(s; -r; -t)) (1 - \delta_{sr}) (1 - \delta_{st}) (1 - \delta_{rt}) + \frac{2L(\alpha; sr)^2}{\Omega(s; r; 0) + \Omega(s; -r; 0)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь F_{srt} и F_{srtu} – кубические и квартичные силовые постоянные (параметры адиабатического потенциала молекулы); $\Omega(s; \pm r; \pm t) = (\nu_s \pm \nu_r \pm \nu_t)^{-1}$ – резонансные функции; $L(\alpha; sr)$ – постоянные Кориолиса; ν_s – частоты гармонических колебаний, см^{-1} . Величина ангармонического сдвига отдельной полосы фундаментального колебания определяется величиной ангармонических поправок $X_{ss} = 2\chi_{ss}$ и $X_s = \chi_{sr}/2$.

Отметим, что ангармоническое смещение полос, полученное с использованием приведенных соотношений, хорошо согласуется с результатами применения процедуры масштабирования [11] типа

$$\nu_{\text{анг}} = (0.98 - 4.4E - 06\nu_z)\nu_z. \quad (4)$$

Максимальное расхождение $\Delta\nu$ не превышает величины $\sim 20 \text{ см}^{-1}$.

В табл. 2–5 предложена интерпретация спектра фундаментальных колебаний бензола,

бензохинона, гамма-пирона и тиопирона и их моногалоидозамещенных на основании квантовых оценок параметров АП.

Для моногалоидозамещенных бензола (табл. 2) предложенная интерпретация спектра фундаментальных колебаний хорошо согласуется с результатами реального эксперимента, описанного в монографии [4]. Сравнение с интерпретацией колебаний для монодейтеробензола ($\text{C}_6\text{H}_5\text{D}$) дает основание сделать вывод, что влияние галоидозамещения на силовое поле шестичленного цикла носит локальный характер, что проявляется в характеристичности положения полос в диапазоне выше 1000 см^{-1} . Существенное различие в значениях частот колебаний в диапазоне ниже 1000 см^{-1} есть результат влияния кинематических параметров заместителя (массы атома и длины связи СХ). Это относится в первую очередь к плоским деформационным колебаниям валентных углов шестичленного цикла (γ) и углов ССХ ($\beta_{\text{СХ}}$).



Таблица 2

Интерпретация спектра фундаментальных колебаний галогидозамещенных бензола

Форма колеб.	C ₆ H ₅ D		C ₆ H ₅ F				C ₆ H ₅ Cl				C ₆ H ₅ Br			
	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР
Q,β,γ	1591	1591	1603	1602	10	9	1583	1586	3	7	1585	1582	2	7
Q,β,γ	1574	1574	1595	1598	46	8	1580	1582	25	15	1577	1577	26	15
β,Q	1480	1480	1496	1487	80	1	1479	1471	47	0	1475	1467	42	0
β,Q	1450	1450	1460	1450	2	0	1443	1440	7	1	1441	1437	8	1
β,Q	–	1321	1326	1311	0	0	1322	1310	0	1	1319	1309	1	1
β,Q	1292	1292	–	1290	0	1	1263	1286	0	0	1263	1284	0	1
ρ _{СХ}	2269	2263	2220	2221	93	9	2068	2071	41	12	2071	2057	20	7
β	1176	1176	1156	1151	0	2	1174	1169	0	2	1176	1171	0	3
β	1158	1158	1156	1147	13	7	1157	1154	0	4	1158	1155	0	4
β,Q	1076	1076	1065	1064	8	2	1083	1072	6	1	1068	1071	4	0
Q,β,γ	1031	1031	1021	1015	4	8	1024	1019	20	20	1020	1014	24	28
γ	1007	1007	1009	995	0	24	1002	992	6	24	1001	990	12	25
γ	980	980	806	805	26	13	702	692	29	5	673	666	22	4
γ	601	606	613	615	0	5	615	615	0	4	614	614	0	4
γ	603	601	519	514	5	4	418	405	5	8	315	307	2	7
β _{СХ}	858	858	407	396	2	0	279	292	0	1	254	245	0	1
ρ,χ	995	995	997	968	0	0	987	980	0	0	990	979	0	0
ρ,χ	970	970	970	949	0	0	965	956	0	0	964	955	0	0
ρ,χ	922	922	896	886	8	1	903	896	2	0	905	897	2	0
ρ	849	849	818	813	0	1	830	822	0	1	832	824	0	1
ρ,χ	775	775	754	751	75	0	740	737	58	1	737	733	62	1
χ,ρ	698	698	687	682	17	0	682	688	25	0	681	686	19	0
ρ _{СХ} -χ	608	608	519	501	10	0	470	470	11	0	460	459	9	0
χ	405	405	407	416	0	0	418	409	0	0	409	406	0	0
χ	380	380	242	235	0	4	196	184	0	2	181	164	0	3

Примечание. Частоты колебаний ν даны в см⁻¹, интенсивности в спектрах ИК – в км/моль, интенсивности в спектрах КР – в Å⁴/а.е. Курсивом отмечены фундаментальные колебания, являющиеся признаками спектроскопической идентификации соединения.

Отметим характеристичность по частоте и интенсивности полос, отнесенных к неплоским деформационным колебаниям (ρ,χ) связей бензольного цикла. Смещение полосы (ρ_{СХ}), отнесенной к выходу связи С-Х (D, F, Cl, Br), определяется в основном кинематическими параметрами заместителя Х. Следует обратить внимание на низкую интенсивность полос неплоских колебаний в спектрах КР. В спектре ИК в диапазоне 800–770 см⁻¹ значительной интенсивностью обладает полоса, отнесенная к неплоскому колебанию типа ρ,χ.

Для галогидозамещенных бензохинона не располагаем экспериментальными данными, поэтому интерпретация спектра фундаментальных

колебаний моногалогидозамещенных аналогов бензохинона (табл. 3) носит предсказательный характер. Обоснованием достоверности представленных результатов могут служить закономерности в поведении полос при монозамещении. Для монодейтеробензохинона (1,4-БХ (d1)) имеем хорошее совпадение квантовых модельных расчетов спектра фундаментальных колебаний с данными из реального эксперимента [12, 13]. Характер смещения полос при монозамещении по отношению к спектру базовой молекулы (1,4-БХ) может служить обоснованием достоверности предлагаемой интерпретации спектра фундаментальных колебаний моногалогидобензохинонов.



Таблица 3

Интерпретация спектра фундаментальных колебаний галондозамещенных 1,4-бензохинона (БХ)

Форма колеб..	1,4-БХ		1,4-БХ (d1)		F-1,4-БХ			Cl-1,4-БХ			Br-1,4-БХ		
	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР
Qc=о,γ	1686	1705	1679	1702	1711	225	100	1711	218	57	1707	219	43
Qc=о,γ	1686	1686	1664	1685	1691	178	151	1690	162	164	1688	159	168
Q,β,γ	1635	1630	–	1624	1659	55	20	1636	2	24	1635	1	20
Q,β,γ	1614	1600	1588	1589	1612	55	0	1591	92	20	1585	98	26
β,Q	1394	1359	1363	1356	1349	6	16	1347	6	14	1345	7	13
β,Q	1354	1354	1323	1307	1324	48	3	1286	19	6	1282	19	7
Q,β,γ	1299	1259	1284	1250	1261	59	12	1251	102	12	1245	115	14
q _{CX}	3092	3094		2361	1178	77	1	972	133	1	951	109	1
β,Q	1211	1190	1201	1171	1150	30	20	1171	3	21	1170	4	22
β,Q	1147	1128	1100	1088	1071	94	9	1080	29	11	1075	41	12
γ,Q	942	933	962	956	874	13	3	828	19	3	804	13	2
γ,Q	770	752	765	746	770	1	1	763	1	2	760	1	3
γ	728	726	–	700	669	7	8	626	10	6	614	7	5
β _{C=O} ,γ	599	588	595	581	584	4	3	547	11	4	525	10	3
γ,β _{C=O}	447	448	–	447	471	3	6	457	5	10	453	4	11
γ,β _{C=O}	447	443	445	435	428	8	4	422	20	2	419	25	1
γ,β _{C=O}	409	405	407	404	385	13	1	335	2	2	260	1	3
β _{CX}	1051	1057	875	859	301	0	1	227	0	3	183	0	3
ρ	996	1007	988	1002	996	0	0	999	0	0	999	0	0
ρ,χ	969	1000	933	949	888	75	0	907	53	0	909	52	0
ρ,χ	882	893	850	856	832	5	4	831	19	2	827	18	3
χ,ρ _{C=O}	793	785	792	783	761	0	6	772	0	5	770	0	5
χ,ρ	747	748	670	678	613	3	1	591	0	3	583	0	2
ρ _{CX} ,χ	505	508	474	478	404	0	0	386	2	0	375	1	0
χ	310	335	300	325	270	0	2	259	0	2	255	0	2
χ	244	228	238	224	170	2	1	149	3	1	139	3	1
χ	89	93	108	92	90	9	0	83	9	0	80	8	1

Примечание. Курсивом отмечены фундаментальные колебания, являющиеся признаками спектроскопической идентификации соединения.

Проявление свойства характеристичности полос по частоте в диапазоне выше 1000 см^{-1} дает основание сделать вывод о локальном влиянии заместителей на силовое поле шестичленного циклического фрагмента. Смещение полос в диапазоне ниже 1000 см^{-1} обусловлено влиянием кинематических параметров заместителя. В первую очередь это касается колебаний, отнесенных по форме к типу γ , β_{CX} , полосы которых характеризуются сравнительно малой интенсивностью в спектрах ИК и КР. Имеет место факт слабой интенсивности для

большинства полос, отнесенных к неплоским деформационным колебаниям шестичленного циклического фрагмента моногалондозамещенных бензохинона.

Предлагаемая интерпретация спектра фундаментальных колебаний моногалондозамещенных гамма-пирона (Г-П), представленная в табл. 4, является предсказательной. Располагаем только экспериментальными данными [14] для базового соединения – Г-П.

Обоснованием достоверности предлагаемого отнесения спектра фундаментальных



Таблица 4

Интерпретация спектра фундаментальных колебаний галоидозамещенных гамма-пирона (Г-П)

Форма колеб.	Г-П	Г-П-d2	2F- Г-П			2Cl- Г-П			Г-П-d3	3F- Г-П				3Cl- Г-П		
	$\nu_{\text{экс}}$	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	
QC=O	1700	1695	1701	499	47	1699	454	52	1691	1702	388	54	1706	338	38	
Q, β , γ	1637	1617	1664	141	15	1628	85	20	1624	1645	18	25	1628	35	41	
Q, β	1593	1561	1591	20	6	1566	46	9	1573	1584	21	10	1565	0	6	
β	1417	1386	1374	11	2	1375	20	2	1385	1388	15	0	1377	13	2	
β ,Q, γ	1398	1355	1357	320	0	1321	297	0	1369	1361	13	4	1335	25	5	
β	1216	1236	1230	1	3	1223	27	6	1304	1292	48	2	1298	101	2	
ρ_{CX}	3089	2318	1205	114	5	1047	136	4	2297	1227	164	5	1035	120	5	
β	1197	1198	1177	18	0	1189	1	1	1185	1161	99	4	1190	8	6	
β ,Q, γ	1029	1067	1026	6	8	1013	10	11	1099	1094	6	2	1081	4	2	
γ ,Q	1004	987	928	73	4	918	74	7	1002	968	34	12	951	82	8	
γ ,Q	922	951	912	1	3	856	6	2	917	862	38	4	836	9	12	
γ ,Q	790	841	743	7	16	699	12	11	760	722	8	11	666	11	6	
γ	474	491	532	6	4	501	2	4	488	577	4	7	538	9	7	
γ , β ,C=O	638	623	513	3	3	472	9	0	627	538	7	3	517	5	3	
γ , β ,C=O	453	444	481	6	1	405	8	8	436	440	1	1	373	0	3	
β_{CX}	1319	880	360	8	1	258	2	3	851	290	1	1	225	1	2	
ρ	969	947	944	0	0	951	0	1	947	946	0	0	948	0	0	
ρ , χ	922	900	847	76	1	867	51	1	911	861	40	1	881	20	1	
ρ	857	775	811	3	2	818	17	2	846	831	35	2	835	49	1	
$\rho_{\text{C=O}}$, χ	790	734	707	1	3	709	1	3	765	737	0	3	740	0	3	
ρ_{CX} , χ	724	709	648	5	2	586	0	2	628	503	10	1	481	7	3	
χ	430	423	404	6	1	403	7	1	429	401	3	1	401	5	0	
χ	–	364	202	0	1	160	2	0	388	296	1	1	253	0	0	
χ	–	155	155	6	0	151	5	0	152	132	3	1	119	3	1	

Примечание. Курсивом отмечены фундаментальные колебания, являющиеся признаками спектроскопической идентификации соединения.

колебаний для позиционных таутомеров (2-X и 3-X, X=F,Cl) моногалогидозамещенных Г-П может служить характер корреляции частот колебаний по отношению к соответствующим позиционным таутомерам дейтерозамещенных Г-П. Характеристичность по частоте имеет место для диапазона выше 1000 см⁻¹, кинематические параметры заместителей определяют смещение полос в диапазоне ниже 1000 см⁻¹. Проявляется и такая закономерность, как низкая интенсивность

полос, отнесенных к неплоским колебаниям моногалогидозамещенных Г-П.

Для тиопирона и его моногалогидозамещенных таутомеров не располагаем экспериментальными данными. Достоверность предсказательной интерпретации спектров, предложенной в табл. 5, может быть обоснована теми же аргументами, которые были выдвинуты выше для моногалогидозамещенных бензола, бензохинона, гамма-пирона.

Таблица 5

Интерпретация спектра фундаментальных колебаний галоидозамещенных тиопирона (ТП)

Форма колеб.	ТП d2	2F- ТП			2Cl- ТП			ТП- d3	3F- ТП				3Cl- ТП		
	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	
QC=O, γ	1687	1685	425	66	1682	412	68	1683	1689	389	73	1691	316	52	



Окончание табл. 5

Форма колеб.	ТП d2	2F- ТП			2СI- ТП			ТП- d3	3F- ТП				3СI- ТП		
	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	$\nu_{\text{выч}}$	ИК	КР	
Q,β,γ	1590	1626	116	18	1595	64	24	1592	1608	21	32	1586	21	42	
Q,β	1548	1573	5	3	1554	36	3	1548	1564	17	4	1546	5	8	
β,Q	1350	1353	31	1	1354	41	1	1349	1370	16	0	1353	10	0	
Q,β,γ	1295	1287	60	1	1271	50	3	1333	1337	28	4	1316	15	6	
β,Q	1233	1213	15	1	1230	2	2	1215	1199	10	12	1207	10	10	
β,Q	1148	1149	30	12	1146	35	12	1127	1110	55	1	1124	12	3	
q _{СХ}	2345	1138	146	1	928	72	4	2352	1164	119	3	966	63	2	
γ,Q	949	892	2	3	839	36	0	973	885	27	0	828	44	1	
γ,Qes	738	757	3	3	755	1	4	742	786	8	13	764	22	19	
Qes,γ	674	703	20	1	698	23	3	705	738	6	2	730	20	2	
γ,Q	665	640	16	16	609	11	12	670	637	22	9	593	10	6	
γ,β _{C=O}	552	478	2	8	449	12	3	553	538	8	4	517	14	2	
γ,β _{C=O}	425	456	6	1	429	0	9	420	440	2	8	418	4	10	
γ	406	390	9	6	343	7	7	407	390	3	4	337	1	5	
β _{СХ}	848	324	7	0	230	3	2	858	306	1	0	236	1	2	
ρ	965	956	0	0	958	0	0	965	954	0	0	958	0	0	
ρ,χ	920	857	58	1	879	38	0	892	834	82	0	848	64	0	
ρ _{C=O,ρ}	812	788	12	3	787	21	2	828	803	2	3	807	9	1	
ρ,χ	719	644	19	2	637	16	3	697	679	11	3	677	9	3	
ρ _{СХ,χ}	592	513	1	2	482	5	1	546	426	0	0	406	2	1	
χ	365	358	0	0	358	0	0	363	355	0	1	361	1	0	
χ	332	191	1	1	159	1	1	353	247	1	1	209	0	0	
χ	112	109	4	1	105	4	1	111	101	3	1	91	3	1	

Примечание. Курсивом отмечены фундаментальные колебания, являющиеся признаками спектроскопической идентификации соединения.

Заключение

Сопоставление результатов теоретической интерпретации спектра фундаментальных колебаний рассмотренных моногалогензамещенных шестичленных циклических соединений с имеющимися экспериментальными данными по спектрам ИК и КР дает основание для следующих выводов.

Метод функционала плотности DFT/B3LYP позволяет осуществлять доверительные предсказательные расчеты колебательных состояний монозамещенных циклических соединений при замещении атома углерода карбонового цикла на атомы кислорода и серы (аналогичный вывод был сделан в периодической литературе для ряда азациклических шестичленных соединений).

Монозамещения оказывают локальное влияние на силовое поле шестичленного цикла соединений, что проявляется в свойствах ха-

рактеристичности по частоте фундаментальных колебаний в диапазоне выше 1000 см^{-1} , а также для ряда неплоских деформационных колебаний рассмотренных молекулярных объектов. Кинематические свойства заместителей определяют смещение полос в диапазоне ниже 1000 см^{-1} , отнесенных к плоским деформационным колебаниям валентных углов шестичленного цикла. Интенсивность указанных колебаний в спектрах ИК и КР незначительна. В этот же диапазон попадают и полосы неплоских деформационных колебаний связей СН, С=О, СХ. Для большинства из них интенсивность мала. Особенно это касается спектров КР.

Полученные результаты имеют практическое значение для обоснования предсказательных расчетов монозамещенных шестичленных циклических соединений и выделения признаков их спектроскопической идентификации.

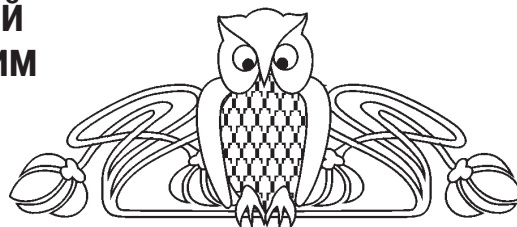


Список литературы

1. Минкин В. И., Симкин Б. Я., Мендяев Р. М. Теория строения молекул. Ростов н/Д : Феникс, 1997. 560 с.
2. Браун П. А., Киселёв А. А. Введение в теорию молекулярных спектров. Л. : ЛГУ, 1983. 232 с.
3. Цирельсон В. Г. Квантовая химия. Молекулы, молекулярные системы и твёрдые тела. М. : Бином, 2010. 422 с.
4. Свердлов Л. М., Ковнер М. А., Крайнов Е. П. Колебательные спектры многоатомных молекул. М. : Наука, 1970. 550 с.
5. Элькин М. Д., Нуралиева Д. М., Лихтер А. М., Алыкова О. М. Математическое моделирование колебательных спектров димеров карбоновых кислот в конденсированном состоянии // Естественные науки. 2011. № 2 (55). С. 210–215.
6. Тараховский Ю. С., Ким Ю. А., Абдраимов Б. С., Музафаров Е. Н. Флавоноиды : биохимия, биофизика, медицина. Пушино : Synchronbook, 2013. 310 с.
7. Элькин М. Д., Шигаутдинова И. Т., Смирнов В. В., Нуралиева Д. М., Лихтер А. М., Гайсина А. Р. Структурно-динамические модели флавоноидов // Естественные науки. 2012. № 37 (3). С. 161–167.
8. Элькин М. Д., Панкратов А. Н., Гайсина А. Р. Структурно-динамические модели и спектроскопическая идентификация моногидроксиизофлавонов // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Химия. Биология. Экология. 2014. Т. 14, вып. 2. С. 21–27.
9. Frisch M. J., Trucks G. W., Schlegel H. B. et al. Gaussian 03. Revision B.03 / Gaussian Inc. Pittsburg, 2003. 302 p.
10. Эрман Е. А., Элькин М. Д., Стефанова Г. П., Равчева Н. А. Программно-аналитическая поддержка задач молекулярного моделирования // Изв. Волгоград. гос. техн. ун-та. Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики. 2014. № 10 (97), вып. 14. С. 63–67.
11. Элькин М. Д., Бабков Л. М. Учет ангармонического смещения полос в модельных расчетах колебательных спектров димеров с водородной связью // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 1. С. 20–25.
12. Girlando A., Pecile C. Vibrational analysis of chlorinated p-benzoquinone // J. Mol. Spectroscopy. 1979. Vol. 77. P. 347–384.
13. Lanelli B., Pecile C. The vibrational spectra of quinines. Infrared spectra of single crystals of 1,4-benzoquinone and 1,4-benzoquinone-d4 // Spectrochim. Acta. 1973. Vol. 29A. P. 1989–1999.
14. Fausto R., Quinteiro G., Breda S. Vibrational spectroscopy and ab initio MO study of molecular structure and vibrational spectra of α - and γ - pyrones // J. Mol. Structure. 2001. Vol. 598. P. 287–303.

УДК 534.015

РЕКОНСТРУКЦИИ МОДЕЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ СИСТЕМ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ ПО КОРОТКИМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ РЕАЛИЗАЦИЯМ



А. С. Караваев^{1,2}, Ю. М. Ишбулатов¹, Е. И. Боровкова¹,
Д. Д. Кульминский^{1,2}, В. С. Хорев¹, А. Р. Киселев^{1,3,4},
В. И. Пономаренко^{1,2}, М. Д. Прохоров²

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

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

³Саратовский государственный медицинский университет имени В. И. Разумовского

⁴Научный центр сердечно-сосудистой хирургии имени А. Н. Бакулева, Москва

E-mail: karavaevas@gmail.com

Методика реконструкции моделей систем с запаздыванием, основанная на синхронном отклике ведомой системы, имеющей структуру, аналогичную структуре модели исследуемого объекта, используется для реконструкции параметров систем с запаздывающей обратной связью по коротким зашумленным реализациям. Работоспособность и возможности подхода демонстрируются при реконструкции параметров радиофизического хаотического генератора и модели системы биологической природы.

Ключевые слова: системы с запаздыванием, реконструкция, хаос, радиофизический эксперимент.

Recovery of Models of Time-delay Systems from Short Experimental Time Series

A. S. Karavaev, Yu. M. Ishbulatov, E. I. Borovkova,
D. D. Kulminskiy, V. S. Khorev, A. R. Kiselev,
V. I. Ponomarenko, M. D. Prokhorov

Time-delay systems reconstructed from short and noisy time series is conducted by the specialized method based on utilizing of driven system with the structure similar to the structure of the studied object. To show the efficiency of this approach, parameters



were reconstructed for radiophysical chaotic generator and for the model of biological system.

Key words: time-delay systems, reconstruction, chaos, radiophysical experiment.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-17-24

Введение

Реконструкция математических моделей систем по экспериментальным данным открывает широкие возможности, позволяет развить фундаментальные представления о внутреннем устройстве исследуемых систем, оценить значения параметров, недоступных непосредственно измерению [1]. Зачастую «универсальные» методы решения задачи реконструкции модели по экспериментальным данным оказываются неэффективными и не позволяют выявить структуру модели. В этих случаях можно сделать какие-либо разумные предположения о структуре уравнений системы и провести оценку параметров уже с учетом этих представлений. Для таких случаев требуются специализированные методики, ориентированные на узкие классы систем. Одним из таких интересных классов уравнений являются уравнения с запаздыванием. Автоколебательные модели систем с запаздыванием – генераторы с запаздывающей обратной связью (ГЗОС) – характерны для многих технических, живых систем и других объектов реального мира [2–5]. В связи с этим в последние годы был предложен целый ряд специализированных методов реконструкции [6–10]. Однако границы применимости этих методов также ограничены, и требуется поиск новых подходов. Одним из случаев, требующих развития специализированных подходов, является ограничение времени наблюдения экспериментальной реализации динамической переменной. Это типично при анализе сигналов многих технических систем, в частности систем связи [11, 12], и особенно характерно для объектов биологической природы. Живые системы являются, как правило, сильно нестационарными объектами, параметры которых могут быстро и значительно меняться во времени и при изменении внешних условий. Во всех этих случаях фактически единственным решением является проведение реконструкции по участкам временных реализаций возможно меньшей длины.

Известные методы реконструкции хаотических систем, не учитывающие априорную информацию об исследуемой системе, как правило, требуют наличия экспериментальных

реализаций длиной 10 и более времен запаздывания [6–10], что ограничивает возможности их использования при решении задач анализа экспериментальных данных.

Дополнительную сложность представляет реконструкция систем, функционирующих в режимах, близких к периодическим, так как такие сигналы несут меньше информации о системе, чем хаотические реализации, требуя для анализа более длинных сигналов.

В данной работе предлагается методика реконструкции моделей ГЗОС, основанная на построении ведомой системы, имеющей структуру, аналогичную исследуемой системе и наблюдении ее синхронного отклика на экспериментальный сигнал. Возможности такого подхода при анализе коротких временных рядов изучаются в ходе реконструкции математической модели экспериментальной установки – гибридного хаотического генератора с запаздыванием, а также периодических реализаций математической модели системы биологической природы.

Методы

В работе рассматривается подход, ориентированный на восстановление параметров систем, описываемых модельным уравнением:

$$\varepsilon_0 \dot{x}(t) = -x(t) + f(x(t - \tau_0)), \quad (1)$$

где ε_0 – инерционность, f – нелинейная функция, τ_0 – время запаздывания.

Предложенный авторами статьи метод восстановления времени задержки основан на использовании ведомой системы, включенной по схеме с синхронным откликом. Временной ряд $x(t)$ исследуемой системы подается на вход ведомой системы, имеющей структуру, идентичную исследуемой, но с петлей обратной связи, разорванной вычитателем. На выходе вычитателя присутствует разность сигналов $z(t) = x(t) - v(t)$, где $v(t)$ – сигнал на выходе инерционного элемента ведомой системы (рис. 1). Если параметры ведомой системы идентичны параметрам исследуемой, то дисперсия D разностного сигнала $z(t)$ будет определяться только измерительными шумами и будет равна 0 в отсутствии шума. Если параметры отличаются, то дисперсия $z(t)$ будет принимать значения порядка дисперсии самой экспериментальной реализации. Подобный подход использовался, например, при построении хаотической системы скрытой передачи информации, предложенной в работах [11, 12].

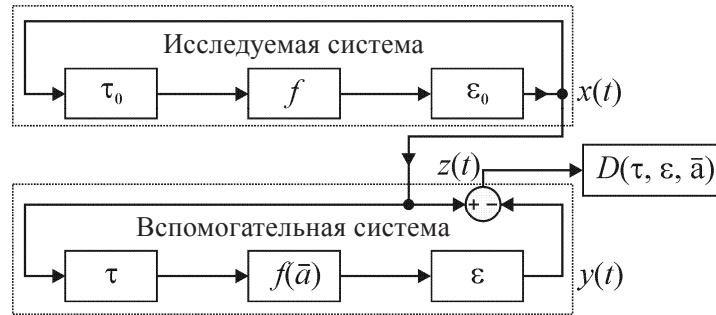


Рис. 1. Принцип работы применяемой методики реконструкции с использованием синхронного отклика вспомогательной системы

Для решения задачи реконструкции параметры нелинейной функции \bar{a} , а также управляющие параметры τ и ε находятся путем минимизации целевой функции – дисперсии $D(\tau; \varepsilon; \bar{a})$ сигнала на выходе вычитателя ведомой системы.

Исследуемые системы

В работе исследовались реализации радиофизической экспериментальной установки – хаотического ГЗОС, реализованного в виде гибридного устройства. Линия запаздывания и нелинейный элемент были реализованы в

цифровом виде на базе 32-разрядного ARM-микроконтроллера (МК) Atmel ATSAM3X8E, сигнал с выхода нелинейного элемента подавался на вход 16-битного цифроаналогового преобразователя (ЦАП) Analog Devices AD5060, проходил через инерционный элемент, представляющий собой RC-фильтр нижних частот (ФНЧ), оцифровывался с помощью 16-битного аналогоцифрового преобразователя (АЦП) Analog Devices ADS8326 и подавался в цифровом виде на вход линии задержки, представляющей собой кольцевой буфер в оперативной памяти МК (рис. 2).

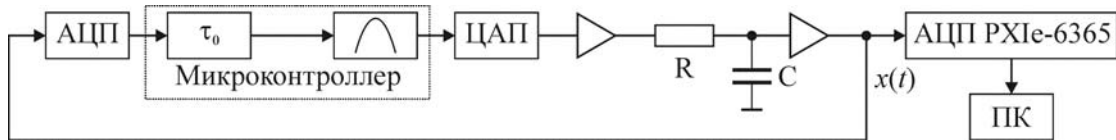


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки для исследования хаотического генератора с запаздывающей обратной связью с квадратичной нелинейностью. Треугольниками показаны повторители, выполненные на микросхеме AD822

На входе и выходе ФНЧ были помещены повторители, выполненные на прецизионных операционных усилителях Analog Devices AD822. На выходе ФНЧ наблюдалась динамическая переменная, которая оцифровывалась с помощью 16-битного АЦП National Instruments PXIe-6355 со скоростью 0.1 Мвыб./с, и ее реализация сохранялась в персональном компьютере для последующей реконструкции.

Работа АЦП, ЦАП и реализация цифровых вычислений МК синхронизовалась в прерывании его прецизионного 32-битного таймера. Ядро МК тактировалось 84 МГц тактовым сигналом (максимальная скорость для данного МК) от 20 МГц кварцевого резонатора через блок фазовой автоподстройки частоты. Такая

реализация системы обеспечила выполнение одной итерации цифровых вычислений с обновлением данных на выходе ЦАП и входе АЦП за $\Delta t = 10^{-5}$ с.

В качестве передаточной функции нелинейного элемента ГЗОС было выбрано квадратичное преобразование. Таким образом, ГЗОС описывался уравнением

$$RC\dot{x}(t) = -x(t) + \lambda_0 - x^2(t - \tau_0), \quad (2)$$

где $RC = \varepsilon_0$ – постоянная времени ФНЧ, λ – управляющий параметр.

Уравнение (2) может быть сведено к виду (1) заменами $\varepsilon_0 = RC$, $f((t - \tau_0)) = \lambda_0 - x^2(t - \tau_0)$.

Для генерации реализаций были использованы следующие параметры: $R = 5358.8$ Ом,



$C = 46.6$ нФ, $\varepsilon_0 = 203$ мкс, $\tau_0 = 2500$ мкс (250 единиц дискретного времени), $\lambda_0 = 1.74$ В.

Для исключения влияния шумов дискретизации, измерительных шумов и искажений, вносимых аналоговыми компонентами, результаты реконструкции модели радиофизического генератора по экспериментальным данным сопоставлялись с результатами реконструкции математической модели генератора с идентичными параметрами, временные реализации которой генерировались в ходе ее численного решения на компьютере.

Для изучения возможностей метода реконструкции при анализе коротких периодических реализаций авторами статьи была выбрана система барорефлекторной регуляции среднего артериального давления, предложенная в работе [4]. Модельное уравнение этой системы, выбранное по результатам физиологических экспериментов, имеет вид (1) с нелинейной функцией f вида:

$$f(x) = k \left(\frac{r^*}{1 + e^{-\beta x}} - \frac{r^*}{1 + e^{\beta x}} \right), \quad (3)$$

где $k = -1.65$ мм рт.ст./мкВ, $r^* = 1$ мкВ, $\beta = 2$ – параметры, значения которых были выбраны в работе [4] из соображений лучшей аппроксимации результатов физиологического эксперимента.

Для уменьшения числа подгоняемых свободных параметров при реконструкции функция (3) аппроксимировалась в виде

$$f(x) \approx a_0 \tanh(b_0 x), \quad (4)$$

где $a_0 = -1.65$ мм рт. ст. и $b_0 = 1.0$ – свободные параметры. Выбранные параметры (4) обеспечивают наилучшую аппроксимацию функции (3) в смысле наименьших квадратов.

Нелинейная функция имеет сигмоидальный вид, и система может демонстрировать только периодическую динамику. При типичных для здоровых людей значениях параметров $\tau_0 = 3.6$ с и $\varepsilon_0 = 2.0$ с [4] система демонстрирует периодические колебания с периодом около 10 с, что соответствует физиологическим наблюдениям. Для получения временной реализации уравнение (1) с нелинейной функцией вида (3) численно интегрировалось методом Эйлера с шагом интегрирования 0.01 с.

Изучение реальных систем всегда осложнено наличием измерительных шумов. Поэтому в ходе численного моделирования исследовалась возможность реконструкции сигналов в присутствии измерительного гауссовского δ -коррелированного шума.

Результаты

Участки временных реализаций и спектры мощности радиофизической установки и математической модели, описываемых уравнением (2), представлены на рис. 3. Оценки по этим данным стандартных отклонений экспериментальной и модельной реализаций дают значения 0.80 В и 0.81 В соответственно. Таким образом, шумы различной природы определяют порядка 1% стандартного отклонения экспериментальной реализации.

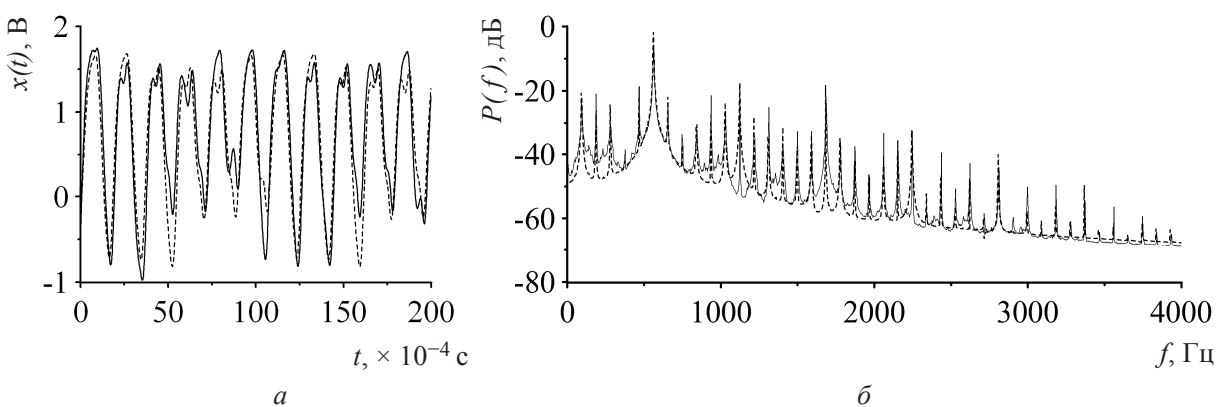


Рис. 3. Временные реализации (а) и спектры мощности (б) экспериментальной установки (сплошная линия) и модели ГЗОС (пунктир), полученные при значениях параметров: $\varepsilon_0 = RC = 203$ мкс, $\tau_0 = 2500$ мкс, $\lambda_0 = 1.74$ В

По полученным хаотическим реализациям осуществлялась динамическая реконструкция параметров модельных уравнений в предпо-

ложении, что структура уравнения в виде (2) известна априорно. На рис. 4 представлены зависимости $D(\tau, \varepsilon, \lambda)$ от каждого из параметров



при оптимальном значении двух других для реконструкции ГЗОС по данным радиофизического и численного экспериментов.

С помощью проведенной процедуры реконструкции были восстановлены значения параметров по реализации модели: $\tau^M = 2500$ мкс,

$\varepsilon^M = 203$ мкс, $\lambda^M = 1.74$ В и по экспериментальной реализации: $\tau^E = 2490$ мкс, $\varepsilon^E = 208$ мкс, $\lambda^E = 1.78$ В. При этом для восстановления параметров по сигналам обеих систем оказалось достаточно временной реализации длиной 0.004 с (400 дискретных отсчетов – 1.5 времени запаздывания).

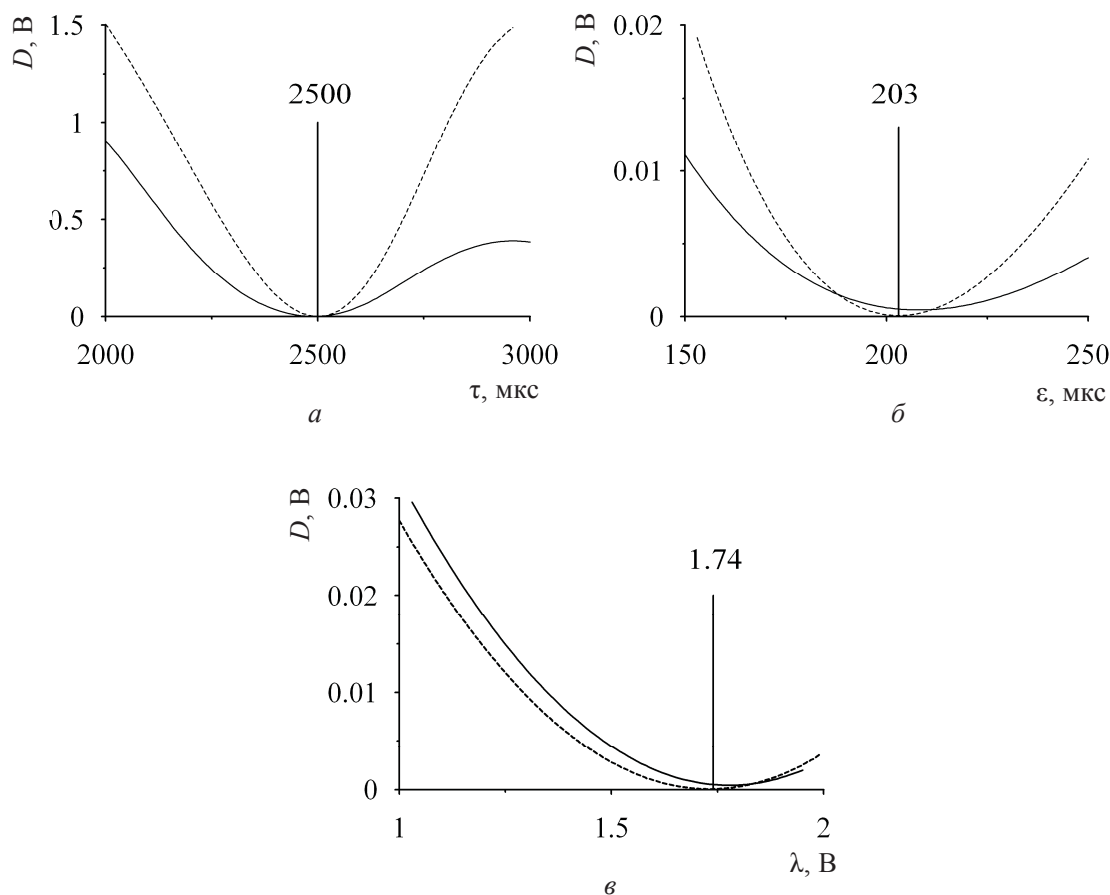


Рис. 4. Зависимости $D(\tau, \varepsilon, \lambda)$ от τ (а), ε (б), λ (в), полученные при восстановленных оптимальных значениях двух других параметров. Зависимости построены при анализе экспериментальной реализации радиофизического генератора хаоса (сплошная линия) и незашумленной реализации модели ГЗОС (пунктир)

Дальнейшее увеличение длины реализации не выявило повышения точности восстановления параметров.

Возможности используемой методики при реконструкции моделей систем с задержкой по коротким периодическим реализациям исследовались в ходе реконструкции модели системы барорефлекторной регуляции среднего артериального давления, в том числе в присутствии измерительного шума. Участки временных реализаций этой модели без шума и в присутствии 1% шума (в смысле отношения стандартных отклонений шума и незашумленного сигнала), а также спектры мощности этих сигналов представлены на рис. 5.

Результаты реконструкции параметров модели системы барорефлекторной регуляции представлены на рис. 6. При анализе временных реализаций были восстановлены следующие значения параметров: $\tau^c = 3.59$ с, $\varepsilon^c = 2.00$ с, $a^c = -1.65$ мм рт. ст., $b^c = 1.00$. Такие значения параметров восстанавливаются при длине реализации более 20 с (2000 дискретных отсчетов, 5.5 времен запаздывания на длине ряда). При восстановлении параметров модельного уравнения в присутствии 1% измерительного шума получены следующие оценки значений параметров: $\tau^n = 3.59$ с, $\varepsilon^n = 2.00$ с, $a^n = -1.65$ мм рт. ст., $b^n = 1.00$. Реконструкцию удается осуществить при длине реализации более 30 с (3000 дискрет-

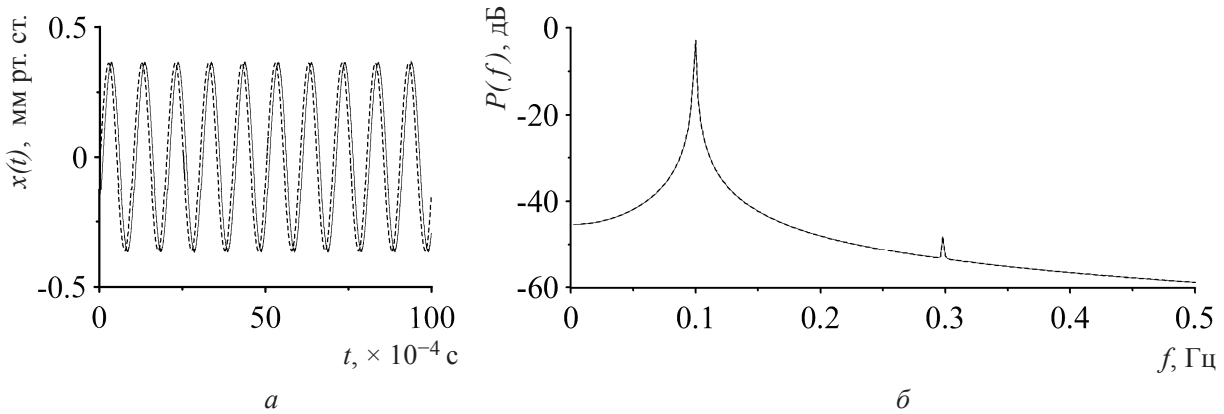


Рис. 5. Временные реализации динамической переменной, имеющей смысл среднего артериального давления (а) и спектры мощности (б) модели системы барорефлекторной регуляции артериального давления без шума (сплошная линия) и с 1%-ным гауссовским шумом (пунктир), полученные при значениях параметров модели: $\varepsilon_0 = 2$ с, $\tau_0 = 3.6$ с, $\beta = 2$, $r^* = 1$ мкВ, $k = -1.65$ мм рт. ст./мкВ

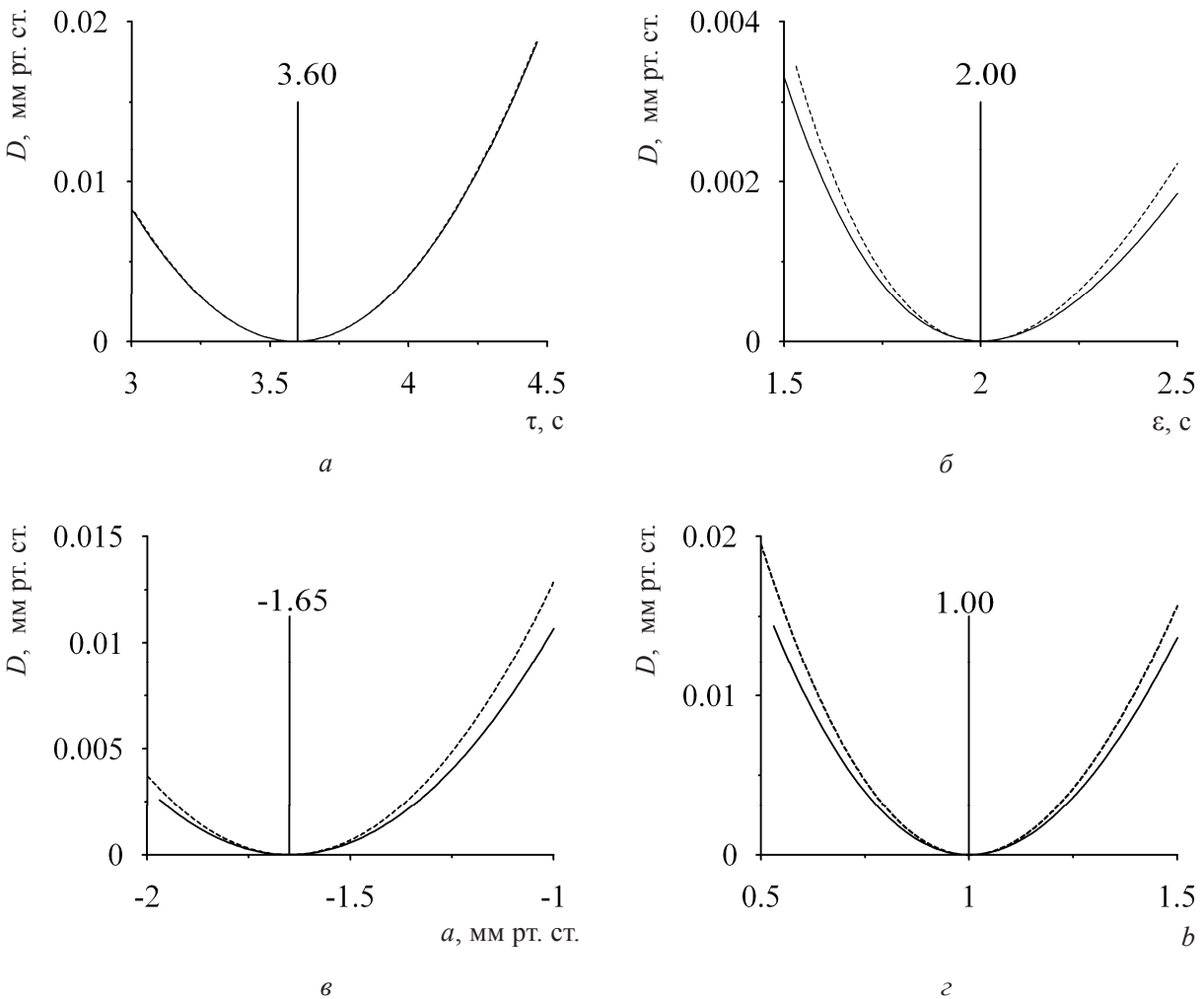


Рис. 6. Зависимости $D(\tau, \varepsilon, a, b)$ от параметров: τ (а), ε (б), a (в), b (г), построенные при оптимальных значениях трех других восстановленных параметров. Зависимости построены при анализе незашумленной (пунктир) и зашумленной 1%-ным гауссовским шумом (сплошная линия) реализаций модели системы барорефлекторной регуляции артериального давления. Сечения строились при переборе значений параметров τ, ε, a и b с шагом 0.01



ных отсчетов, 8.5 времен запаздывания). При уменьшении длины реализаций ниже указанных значений ошибка оценки параметров резко возрастает. Дальнейшее увеличение длины реализации не вызывает увеличения точности оценки.

Результаты реконструкции нелинейной функции в виде (4) при анализе зашумленной реализации сравниваются с «эталонной» функцией (3) на рис. 7. Видно, что несмотря на наличие шума, нелинейная функция восстанавливается с высокой точностью.

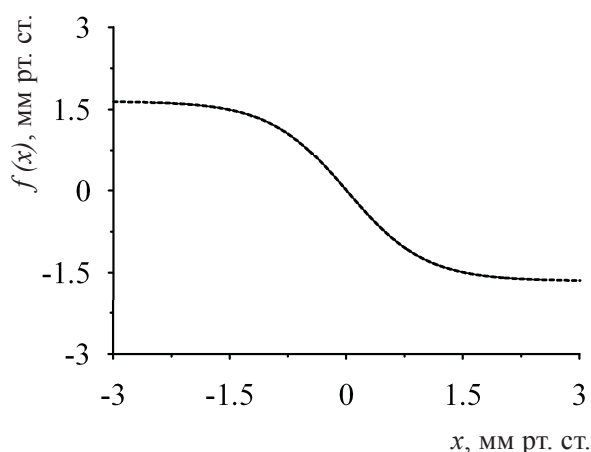


Рис. 7. Сопоставление нелинейной функции (3) системы биологической природы (пунктир) и восстановленной нелинейной функции в виде (4). Реконструкция осуществлялась по зашумленному 1%-ным измерительным шумом короткому временному ряду длиной 3000 дискретных выборок (3 характерных периода колебаний)

Заключение

Работа посвящена решению проблемы реконструкции модельных уравнений систем с запаздывающей обратной связью по коротким временным рядам. Для этого используется методика, основанная на синхронном отклике на экспериментальную реализацию ведомой системы, структура которой аналогична структуре модельного уравнения исследуемого объекта.

Проведена реконструкция модельных уравнений радиофизического хаотического генератора с запаздыванием, его численной модели, а также модели системы биологической природы, демонстрирующей периодическую динамику.

Полученные результаты указывают, что предложенная методика, учитывающая априорную информацию об объекте исследования, позволяет с хорошей точностью осуществлять реконструкцию параметров моделей по существенно более коротким временным реализаци-

ям, чем другие известные подходы. При этом, в силу того, что сигналы хаотических систем несут больше информации, чем периодические сигналы, реконструкция параметров хаотических генераторов может быть осуществлена по еще более коротким реализациям (менее двух времен запаздывания), чем по периодическим (около десяти времен запаздывания при наличии 1%-ного измерительного шума).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-03061), гранта Президента РФ МД-4368.2015.7.

Список литературы

1. Ишбулатов Ю. М. Динамические модели вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы // Бюл. мед. интернет-конференций. 2015. Т. 5, № 11. С. 1426–1429.
2. Ikeda K. Multiple-valued Stationary State and its Instability of the Transmitted Light by a Ring Cavity System // Opt. Commun. 1979. Vol. 30. P. 257–261.
3. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. 16. P. 347.
4. Ringwood J., Malpas S. Dynamic relationship between sympathetic nerve activity and renal blood flow : a frequency domain approach // American J. of Physiology-Regulatory, Integrative and Comparative Physiology. 2001. Vol. 280, № 4. P. R1105–1115.
5. Mackey M. C., Glass L. Pathological physiological conditions resulting from instabilities in physiological control systems // Science. 1977. Vol. 197. P. 287.
6. Tian Y.-C., Gao F. Extraction of delay information from chaotic time series based on information entropy // Physica D. 1997. Vol. 108. P. 113–118.
7. Bunner M. J., Meyer Th., Kittel A., Parisi J. Recovery of the time-evolution equation of time-delay systems from time series // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 56. P. R5083–5089.
8. Bunner M. J., Popp M., Meyer Th., Kittel A., Parisi J. Tool to recover scalar time-delay systems from experimental time series // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54. P. R3082–3085.
9. Караваев А. С., Пономаренко В. И., Прохоров М. Д. Восстановление моделей скалярных систем с запаздыванием по временным рядам // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, вып. 10. С. 43–51.
10. Караваев А. С., Пономаренко В. И., Прохоров М. Д., Гриднев В. И., Киселев А. Р., Безручко Б. П., Посненкова О. М., Струнина А. Н., Шварц В. А. Методика реконструкции модели системы симпатической барорефлекторной регуляции артериального давления по экспериментальным временным рядам // Технологии живых систем. 2007. Т. 4, № 4. С. 34–41.



11. *Караваяев А. С., Кульминский Д. Д., Пономаренко В. И., Прохоров М. Д.* Экспериментальная система скрытой передачи информации на генераторе с запаздывающей обратной связью с переключением хаотических режимов // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 1. С. 3–11.

12. *Кульминский Д. Д., Караваяев А. С., Пономаренко В. И., Прохоров М. Д.* Система скрытой передачи данных в медицинских информационных системах, основанная на хаотической синхронизации генераторов с запаздывающей обратной связью // Бюл. мед. интернет-конференций. 2014. Т. 4, № 7. С. 971–974.

УДК 539.234

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ pH РАСТВОРОВ

**Д. М. Митин, Н. В. Волкова, С. В. Герман,
А. В. Маркин, С. Б. Вениг, А. А. Сердобинцев**

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

Показана возможность создания pH-сенсора на основе тонких плёнок аморфного кремния. Принцип работы датчика схож с механизмом действия ионоселективного полевого транзистора. Изменение pH исследуемого раствора приводит к изменению толщины обедненной области и, следовательно, проводимости структуры на основе пленки аморфного кремния.

Ключевые слова: аморфный кремний, тонкие плёнки, pH-сенсор, магнетронное распыление.

Application of Thin Film Structures Based on Amorphous Silicon for pH Measurements in Solutions

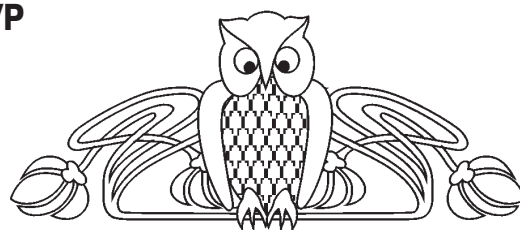
**D. M. Mitin, N. V. Volkova, S. V. German,
A. V. Markin, S. B. Venig, A. A. Serdobintsev**

Formation possibility of pH-sensor based on amorphous silicon thin films is shown. The principle of sensor operation is similar to the ion-selective field effect transistor. Change of the investigated solution pH leads to change of depletion width and conductivity of amorphous silicon thin film structure.

Key words: amorphous silicon, thin films, pH-sensor, magnetron sputtering.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-24-26

Развитие современной науки и техники приводит к необходимости разработки новых типов первичных преобразователей физических величин. Особенно актуальной данная задача становится при проектировании интеллектуальных систем управления процессами. В качестве примера таких систем можно привести комплексы контроля параметров жизнедеятельности человека. Разработка столь сложных систем требует объединения, по крайней мере, двух областей знания: биохимии и электроники. Пересечение и взаимное проникновение этих научных на-



правлений позволило создать новую научную область – биоэлектронику [1].

Область применения химических сенсоров очень широка: от определения состава внутриклеточной жидкости до анализа газов, природных и сточных вод, продуктов питания и т.д. Анализ биологических жидкостей очень быстро выделился в отдельное направление аналитического применения химических сенсоров, а необходимость определения состава проб малых объемов обуславливает важность разработки и изготовления микросенсоров для этих целей.

Протекание различных химических процессов сильно зависит от реакции среды в растворе. Кислотность реакционной среды имеет особое значение для биохимических реакций, протекающих в живых системах. Поэтому величина pH раствора является важнейшим показателем, который необходимо контролировать как при диагностике, медицинских процедурах, так и при проведении экспериментов в научно-исследовательских лабораториях и в ходе разнообразных технологических процессов [2].

В последние десятилетия большинство исследований в области pH-сенсоров было посвящено разработке и созданию датчиков на основе ионоселективных полевых транзисторов (ИСПТ) [3]. Помимо прочих причин это связано с тем, что pH-электроды на основе ИСПТ имеют ряд преимуществ по сравнению со стеклянными pH-электродами, а именно прочность, портативность, быстрый отклик, простые условия хранения и чистки, измерения в полутвердых образцах. Однако общее количество технологи-



ческих операций при изготовлении, например, полевого транзистора составляет порядка 30. Сюда входят термоокисление кремния, ионная имплантация поверхности пластины через маску, ионная диффузия, осаждение диэлектрических слоев из газовой фазы, напыление металла, промежуточные обработки [4].

Ввиду вышесказанного актуальность разработки датчиков рН не вызывает сомнения. В данной работе рассмотрена возможность создания рН-сенсора, работающего по принципу ИСПТ. Конструкция предлагаемого датчика весьма проста и может быть выполнена в едином технологическом цикле в отличие от классической схемы производства ИСПТ. Основой датчика является структура на тонкоплёночном аморфном кремнии, который известен своей стойкостью к химически активным средам, а также позволяет создать планарный датчик уровня рН, что открывает возможность дальнейшей миниатюризации.

Серию кремниевых плёнок различной толщины выращивали методом магнетронного распыления на постоянном токе. Кремний осаждали на стеклянную подложку размером 25×25 мм при давлении $4 \cdot 10^{-4}$ Торр и токе разряда 100 мА. Варьирование толщины плёнок осуществляли путём изменения времени напыления. Для получения алюминиевых омических контактов на кремнии применяли метод термического испарения в вакууме. Полученные образцы использовали в качестве тонкоплёночного рН-датчика. Измерение рН-растворов с помощью тонкой плёнки кремния проводили по следующей методике: на плёнку аморфного кремния наносили 0.15 мкл исследуемого раствора лимонной кислоты $C_6H_8O_7$ с известным рН. На омические контакты устанавливали зонды установки Cascade Microtech PM 5 с характеристическим графиком Agilent B1500 A. Подавая напряжение на омические контакты, получали вольт-амперную характеристику (ВАХ), по которой анализировали изменение тока, протекающего в плёнке кремния при изменении уровня рН. Измерения ВАХ проводили для плёнок кремния с различной толщиной (150, 300, 450, 600 нм) и разными значениями рН (2, 3, 4) исследуемого раствора в диапазоне напряжений ± 20 В.

Для приготовления раствора лимонной кислоты с необходимым уровнем рН брали навеску вещества и растворяли в деионизованной воде. Варьируя массу навески, проводили измерения уровня рН с помощью рН-метра Vernier Labquest

с датчиком рН Vernier при постоянном перемешивании содержимого стакана (магнитная мешалка Yellow Line MSH basic, 600 об./мин).

На рис. 1 представлены результаты измерений в виде графика зависимости изменения тока при постоянном напряжении 20 В от рН раствора лимонной кислоты для плёнок различной толщины.

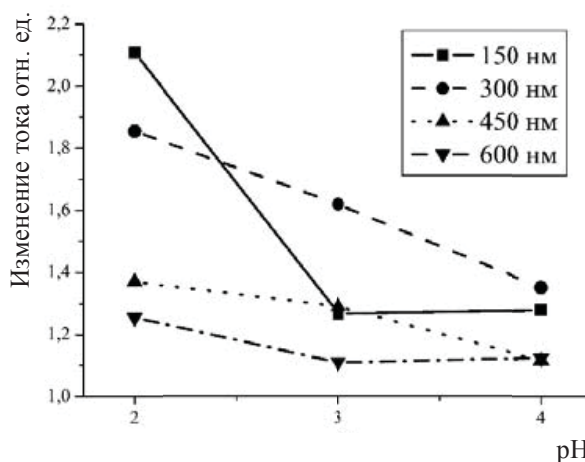


Рис. 1. Зависимость изменения тока от рН раствора лимонной кислоты

Полученная зависимость демонстрирует, что плёнка толщиной 150 нм отличается наибольшей чувствительностью при рН = 2, однако использование её в качестве датчика затруднительно из-за нелинейности характеристики, которая обусловлена малостью протекающего по столь тонкой плёнке тока и, как следствие, значительной погрешностью. При толщине 600 нм плёнка кремния наименее чувствительна к изменению кислотности среды. Толщины плёнок 300 и 450 нм являются наиболее оптимальными для создания датчиков кислотности, что можно объяснить высоким значением отношения поверхности к объёму плёнки, определяющим чувствительность датчика [5]. Характер изменения чувствительности датчика в зависимости от толщины плёнки связан с тем, что в случае тонкой плёнки полупроводникового материала свойства поверхности в значительной степени влияют на свойства объёма полупроводника. В данной работе изменение поверхностного заряда обуславливается наличием на поверхности плёнки капли раствора с определённым значением рН. В то же время токоперенос осуществляется по всему объёму плёнки. Таким образом, чем меньше толщина плёнки, тем большая часть её объёма



подвержена влиянию электрического поля, порождённого поверхностным зарядом.

Принцип работы датчика схож с механизмом действия ионоселективного полевого транзистора (рис. 2). Омические контакты – сток и исток

транзистора, слой естественного оксида SiO_x на поверхности плёнки кремния выполняет функцию подзатворного диэлектрика, а в качестве затвора выступает капля анализируемого раствора лимонной кислоты.

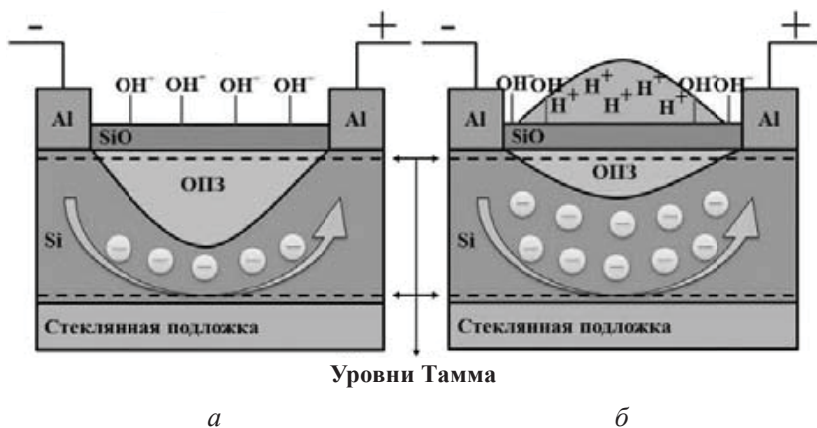


Рис. 2. Схематическое изображение процесса переноса заряда в структуре без лимонной кислоты (а) и во время нанесения лимонной кислоты (б)

Область пространственного заряда (ОПЗ), обедненная электронами, образуется в результате отталкивания электронов – основных носителей заряда в плёнке кремния *n*-типа и её отрицательно заряженной поверхности, покрытой оксидной пленкой, содержащей гидроксильные группы OH^- [6].

Кроме того, отрицательный заряд поверхности может быть обусловлен существованием уровней поверхностных дефектов (уровней Тамма), являющихся причиной локализации электронов на поверхности полупроводника.

Увеличение концентрации лимонной кислоты, соответственно концентрации протонов (т.е. снижение pH), приводит к изменению толщины обедненной области, уменьшая поле в ОПЗ, в результате чего происходит увеличение проводящего канала и, следовательно, проводимости плёнки кремния.

Таким образом, показана возможность создания датчиков на основе тонких плёнок аморфного кремния, чувствительных к pH внешней среды и обладающих монотонной зависимостью изменения тока в плёнке от величины pH среды. Стоит отметить, что для создания данного pH-датчика требуется всего две технологические операции – синтез плёнки кремния методом магнетронного распыления и напыление омических контактов термическим испарением в вакууме, что значительно проще и дешевле,

чем существующая технология производства подобных датчиков.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-31089мол_а).

Список литературы

1. Варфоломеев С. Д. Биосенсоры // Соросовский образоват. журн. 1997. № 1. С. 45–49.
2. Кукла А. Л., Лозовой С. В., Павлюченко А. С., Нагибин С. Н. Исследование метрологических параметров датчиков на основе pH-чувствительных полевых транзисторов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2013. № 2–3. С. 61–68.
3. Lee C. T., Chiu Y. S., Wang X. Q. Performance enhancement mechanisms of passivated InN/GaN-heterostructured ion-selective field-effect-transistor pH sensors // Sensors and Actuators B. 2013. Vol. 181. P. 810–815.
4. Дзядевич С. В. Биосенсоры на основе ионоселективных полевых транзисторов: теория, технология, практика // Биополимеры и клетина. 2004. Т. 20, № 1–2. С. 7–16.
5. Chen Y., Wang X., Erramilli S., Mohanty P. Silicon-based nanoelectronic field-effect pH sensor with local gate control // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89, iss. 22. P. 223512-223512-3.
6. Чукин Г. Д. Химия поверхности и строение кремнезема. М.: Принта, 2008. С. 171.



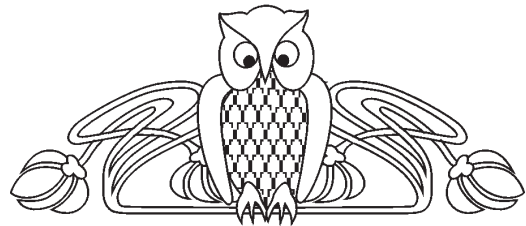
УДК 534.2; 519.6

РАСЧЁТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ПОЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Н. В. Косицын¹, В. В. Петров¹, А. В. Петров²

¹Саратовский государственный национальный исследовательский университет имени Н. Г. Чернышевского

²ООО «Корпорация «СпектрАкустика», Саратов
E-mail: nikkosizin@yandex.ru



Представлены результаты моделирования распространения амплитуды акустического (ультразвукового) волнового пучка в свободном пространстве и при наличии движущейся среды. Распространение ультразвуковой волны рассматривалось в координатной плоскости x - y , для бесконечного плоского излучателя, ограниченного по оси x . Рассмотрен снос ультразвукового поля пучка для различных распределений проекции скорости движущейся среды в плоскости распространения волны. Расчёт проводился численно. Распределения поля пучка для различных функций проекции скорости среды приводятся в трёхмерном представлении, где по координате z отложена рассчитанная амплитуда поля.

Ключевые слова: акустическая волна, преобразование Фурье, угловой спектр, акустическое поле, ультразвуковые расходомеры, моделирование, численный эксперимент, волновой пучок.

Calculation of Field Amplitude Distribution of Ultrasonic Wave Beam in Moving Media

N. V. Kositsyn, V. V. Petrov, A. V. Petrov

The results of acoustical (ultrasonical) wave beam amplitude distribution modeling in free space and in application of moving media are presented. The propagation of ultrasonical wave has been considered in x - y coordinate plane for infinitive plate radiator restricted on x – axis. The shift of ultrasonical beam field for different distributions of moving media velocity projections in the plane of wave propagation is considered. The calculation has been made numerically. The beam field distribution for different projection functions of media velocity is given in three – dimensional representation, where in z coordinate the amplitude of calculated field is given.

Key words: acoustic wave, Fourier transform, angular spectrum, acoustic field, modeling, numerical experiment, ultrasonic flowmeters, wave beam.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-27-33

Введение

Как известно, при разработке ультразвуковых систем одной из главных задач является проектирование устройства ввода–вывода излучения (акустической волны). Ранее авторами рассматривались проблемы, связанные с разработкой систем высокого разрешения, подобных акустическому микроскопу или томографу [1–3]. В настоящей

работе затронуты вопросы, связанные с особенностями распространения излучения в измерительных камерах ультразвуковых расходомеров.

При разработке ультразвуковых расходомеров важно иметь информацию о характере распространения акустического пучка в измерительной камере разрабатываемого прибора. Как известно, распределение амплитуды акустического поля будет зависеть от геометрии камеры, характеристик системы ввода и приёма ультразвукового излучения, а также от распределения скорости рассматриваемой движущейся среды, в частности газовой [4–6].

Целью настоящей работы явилась разработка математической модели и её реализация для расчёта влияния движущейся среды на распределение поля акустического пучка в измерительной камере ультразвуковых расходомеров газа.

Постановка задачи

Имеется измерительная камера длиной L и шириной H с входным и выходным отверстием шириной D (рис. 1). Также имеется передающий пьезопреобразователь шириной d . Будем рассматривать систему, в которой направление распространения акустического пучка перпендикулярно направлению вектора скорости газовой среды. Примем, что акустическая волна возбуждается в направлении координатной оси y . Передающий пьезопреобразователь ограничен по оси x и бесконечно протяжён вдоль оси z . Движущаяся среда характеризуется функцией проекции скорости $V(y)$ на ось x и шириной потока D , равной входному и выходному отверстию. Направление вектора скорости среды совпадает с направлением координатной оси x . Расстояние от передающего преобразователя до начала потока обозначим как h_0 . Таким образом, области $[0, h_0]$ и $[h_0 + D, H]$ в направлении координатной оси y будут соответствовать пространству, свободному



от движущейся среды. Описанная модель системы для расчёта представлена на рис. 1. Так как мы полагаем, что среда характеризуется лишь профилем скоростей, без учёта её каких-либо структурных параметров и подверженности воз-

действию на неё распространяющихся акустических колебаний, то в данном приближении модель будет описывать явление, заключающееся в сносе ультразвуковой волны в области движущейся среды [7].

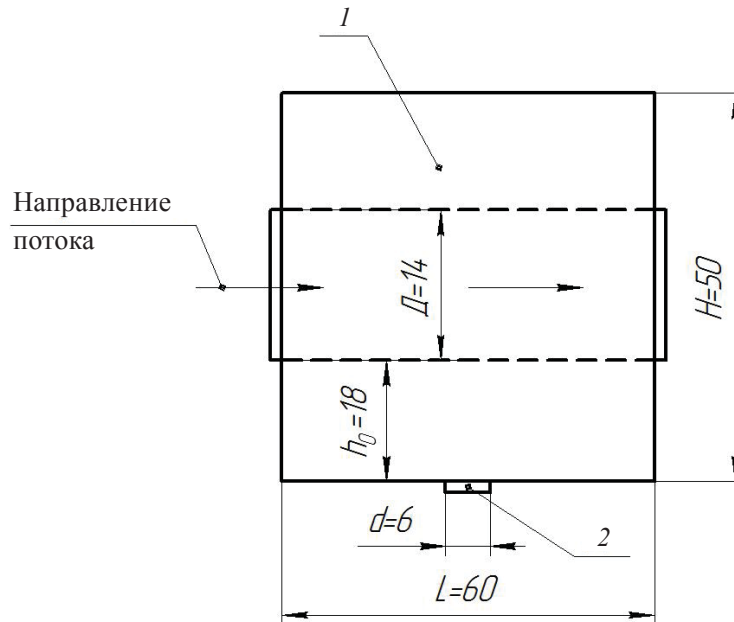


Рис. 1. Модель системы для расчёта; структурные элементы измерительной камеры расходомера: 1 – измерительная камера; 2 – излучатель ультразвука

С учётом введённых допущений исследуем распределение поля акустического волнового пучка в плоскости x – y при прохождении им описанной системы. Для определённости будем считать, что в отсутствие потока волна распространяется со скоростью V_0 . Для удобства дальнейших построений положим, что функция проекции скорости потока $V(y)$ линейно зависит от значения V_0 . При вычислениях вводится коэффициент β (0.2, 0.5, 0.8) для значений $V(y)$ для большей выразительности иллюстрации получаемых результатов. При моделировании среду будем считать изотропной. При расчётах центральную частоту пьезопреобразователя, возбуждающего акустическую волну на входе рассчитываемой системы, обозначим как f_0 . Будем рассматривать распределение поля для различных функций проекции скорости по сечению потока.

Математическая модель

Для построения модели будем использовать Фурье-анализ комплексного поля [8, 9]. Положим $k = |k| = \frac{2\pi}{\lambda}$ – модуль волнового вектора,

где $\lambda = \frac{V_0}{f_0}$ – длина волны излучения. Пространственное распределение амплитуды звукового поля $U(x,y)$ на входе в измерительную камеру обозначим как U_0 :

$$U_0 = U(x,y=0) = \begin{cases} 1, & \text{при } |x| \leq \frac{d}{2}, \\ 0, & \text{в остальных точках.} \end{cases} \quad (1)$$

Обозначим распределение пространственного спектра при $y = 0$ как $F_0(k_x)$, где k_x – проекция волнового вектора на ось x .

Тогда, используя прямое преобразование Фурье, можно записать:

$$F_0(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(x) e^{-jk_x x} dx. \quad (2)$$

Распространение волны от плоскости преобразователя до плоскости, граничащей с областью движущейся среды, характеризуется набегом фазы, определяемого множителем $e^{jk_y y}$ (где $k_y = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – проекция волнового вектора на ось y), поэтому распределение комплексной амплитуды поля в области до гра-



ницы со средой при фиксированной координате y_0 принимает вид

$$U_1(x, y_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(k_x) e^{jk_x x} e^{j\sqrt{k^2 - k_x^2} y_0} dk_x. \quad (3)$$

Для вычисления поля в области потока получим выражение для функции, описывающей изменение фазы комплексной амплитуды волны при её распространении. Зафиксируем расстояние от плоскости преобразователя до плоскости, граничащей с потоком (h_0). В этом случае с учётом (3) распределение пространственного спектра при h_0 примет вид

$$F_1(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_1(x, h_0) e^{-jk_x x} dx. \quad (4)$$

Таким образом, для области движущейся среды распределение поля примет вид

$$U_2(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(k_x) e^{jk_x x} e^{j\varphi(x, y, V(y), k_x)} dk_x. \quad (5)$$

Перед построением вида $\varphi(x, y, V(y), k_x)$ сделаем следующие замечания. Так как в разложении (3) для каждой из плоских волн применимо понятие фазовой скорости и в (4) возможен переход к распределению по направляющим косинусам, то при распространении в движущейся среде для каждой из плоских волн можно записать набег фазы в виде

$$\varphi(x, y, V(y), k_x) = \frac{2\pi f_0}{V_0 + V(y)\alpha} \sqrt{1 - \alpha^2} (y - h_0), \quad (6)$$

где $\alpha = \frac{k_x}{k}$ – направляющий косинус; $V(y)$ – значение проекции скорости потока в направлении оси x .

С учётом введённых обозначений (5) запишется в виде

$$U_2(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(k_x) e^{jk_x x} e^{j \frac{2\pi f_0}{V_0 + V(y)\alpha} \sqrt{1 - \alpha^2} (y - h_0)} dk_x. \quad (7)$$

Для вычисления комплексного поля $U_3(x, y)$ в области $h_0 + D \leq y \leq H$ необходимо воспользоваться обратным Фурье-преобразованием с учётом набегов фаз в области за средой:

$$U_3(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_2(x, h_0 + D) e^{-jk_x x} dx \left[e^{j\sqrt{k^2 - k_x^2} (y - h_0 - D)} e^{jk_x x} dk_x, \quad (8)$$

где $k_y = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – проекция волнового вектора на ось y .

Для сравнительного анализа влияния профиля скоростей газовой среды на поле волнового пучка введём различные типы распределения $V(y)$.

Учитывая, что D – ширина газового потока, а V_0 – скорость акустического пучка в стационарной среде, запишем:

$$V(y) = \begin{cases} \beta V_0, & \text{при } h_0 \leq y \leq h_0 + D, \\ 0, & \text{в остальных точках;} \end{cases} \quad (9)$$

$$V(y) = \begin{cases} \beta V_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2}{D}(y - h_0) - 1\right)^2} & \text{при } h_0 \leq y \leq h_0 + D, \\ 0, & \text{в остальных точках.} \end{cases} \quad (10)$$

Таким образом, будем различать два типа распределения проекции скорости: (9) – постоянное; (10) – изменяющееся по сечению. На рис. 2 приводятся графики зависимости плотности распределения скорости, построенные по формулам (9), (10) при $V_0 = 1$ и $\beta = 1$, где по z координате отложено значение проекции скорости.

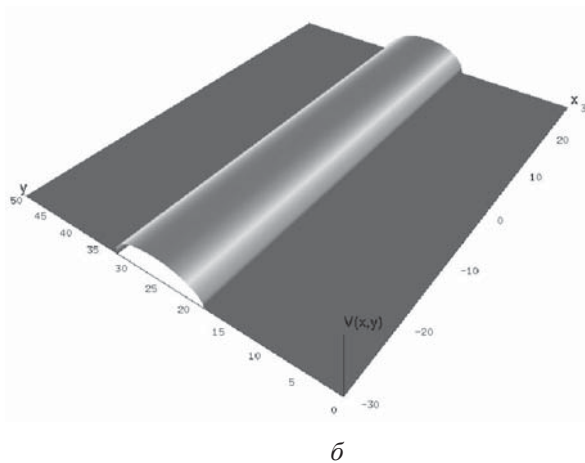
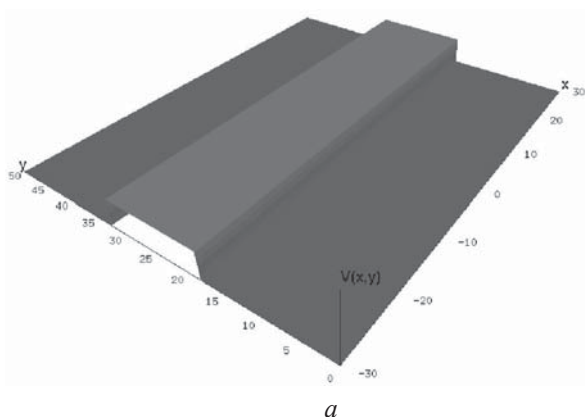


Рис. 2. Функции плотности распределения проекции скорости газового потока в измерительной камере: а – постоянная; б – изменяющаяся по сечению



Для реализации описанной модели была разработана программа «Расчёт волнового пучка в измерительной камере расходомера газа». Программа позволяет рассчитывать распределение амплитуды пучка по заданным параметрам модели. В качестве языка программирования использовался C#, для рендеринга – библиотека OpenGL.

Результаты численных экспериментов

Расчёт поля проводился последовательно для трёх вариантов распределения скорости потока в измерительной камере (см. рис. 1), а именно:

- 1) $V(y) = 0$,
- 2) $V(y)$ по формуле (9),
- 3) $V(y)$ по формуле (10).

Для расчёта распределения поля акустического пучка были использованы формулы (3), (7), (8). В качестве значений входных параметров использовались значения, приведённые в таблице.

Входные параметры расчёта

Параметр	f_0 , КГц	d , мм	V_0 , м/с	L , мм	H , мм	D , мм	h_0 , мм
Значение	300	6	330	60	50	14	18

На рис. 3 представлен результат расчёта распределения поля акустического пучка в области измерительной камеры для $V(y) = 0$.

Максимальное значение амплитуды поля относительно амплитуды на входе U_0 составило $1.4U_0$. Из рис. 3 видно, что при заданных значениях входных параметров ближняя зона дифракции соответствует области от 0 до $y \cong 7$ мм координатной оси y . Координата $y \cong 8-9$ мм соответствует началу области самофокусировки [10], и уже при $y \cong 30-35$ мм берёт начало распределение, характерное для дальней зоны дифракции. Результаты, полученные в данном численном эксперименте для разных значений скоростей звука и ширины передающего преобразователя, совпадают с результатами, полученными в работе [10], где приводится детальный анализ дифракционной расходимости пучка и её влияние на эффективность акустооптического взаимодействия.

На рис. 4, *a, б, в* представлен результат расчёта распределения поля акустического пучка в области измерительной камеры для $V(y)$, заданной по формуле (9) для различных значений максимальной проекции $V(y)$, м/с: $\beta = 0.2$, $\beta = 0.5$ и $\beta = 0.8$.

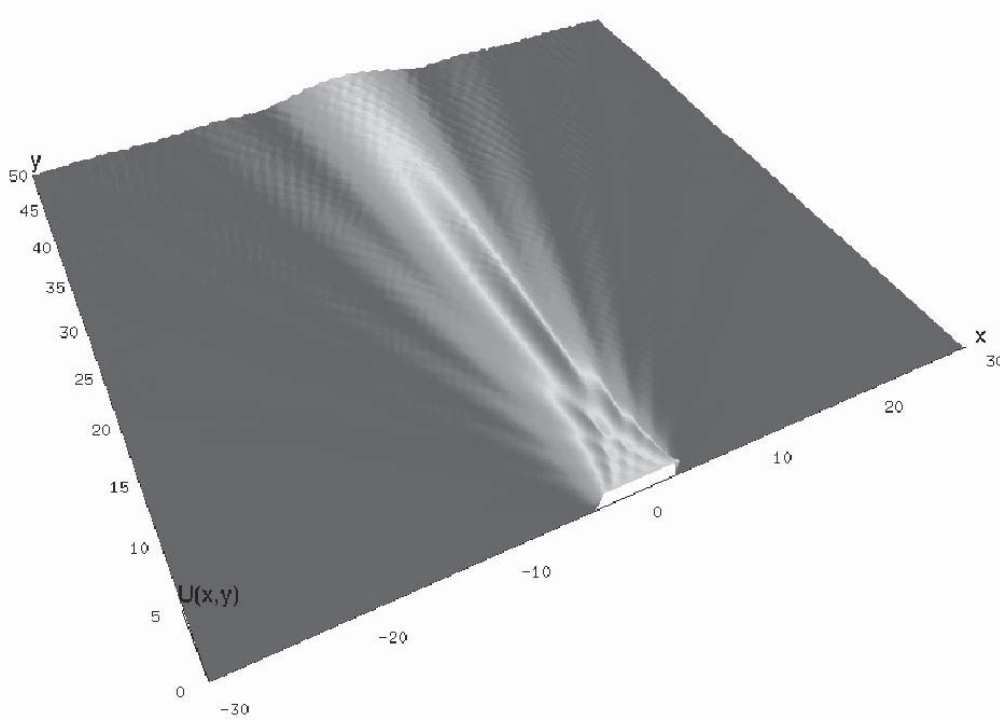


Рис. 3. Распределение поля акустического пучка при прохождении области измерительной камеры расходомера при нулевой скорости среды

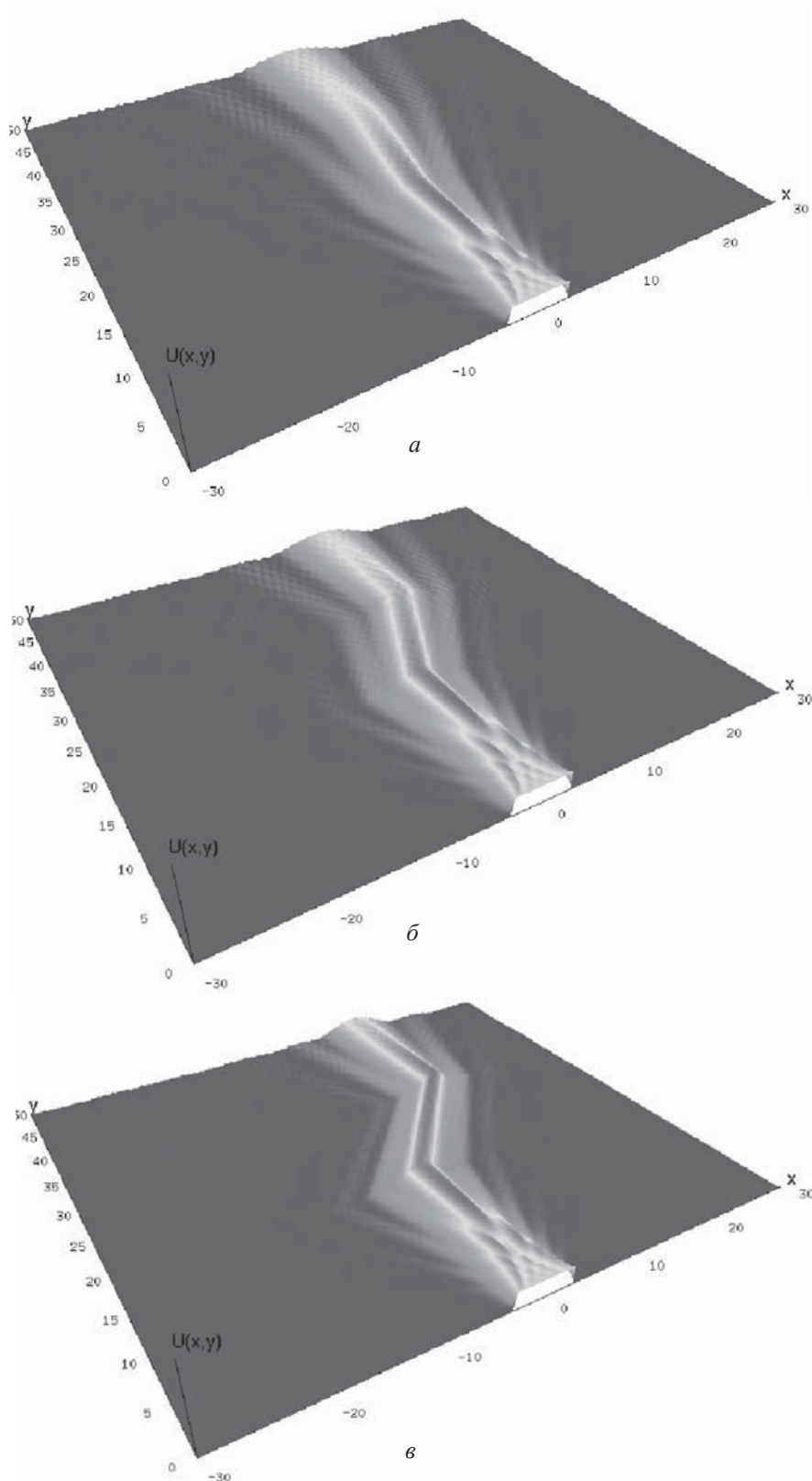


Рис. 4. Распределение поля акустического пучка при прохождении области измерительной камеры расходомера при различных значениях максимальной проекции скорости движущейся среды $V = \beta V_0$ (V_0 – значение скорости звука в неподвижной среде): $\beta = 0.2$ (а), $\beta = 0.5$ (б) и $\beta = 0.8$ (в). Изменение проекции скорости пропорционально плотности распределения (а)



Как видно из графиков, при отличной от нуля скорости среды во всех случаях наблюдается снос акустического пучка при его распространении. Так как проекция скорости по сечению постоянна, то при достаточно большом её значении наблюдается резкая граница в распределении поля пучка при распространении в среде. Как видно из рис. 4, б, в, дифракционная расхо-

димосьть пучка в области потока почти не наблюдается, наряду с тем, что область максимального значения амплитуды поля пронесется по всему пространству движущейся среды. Лишь после прохождения области потока пучок начинает расходиться.

На рис. 5, а, б, в приводится результат расчёта распределения поля акустического пучка

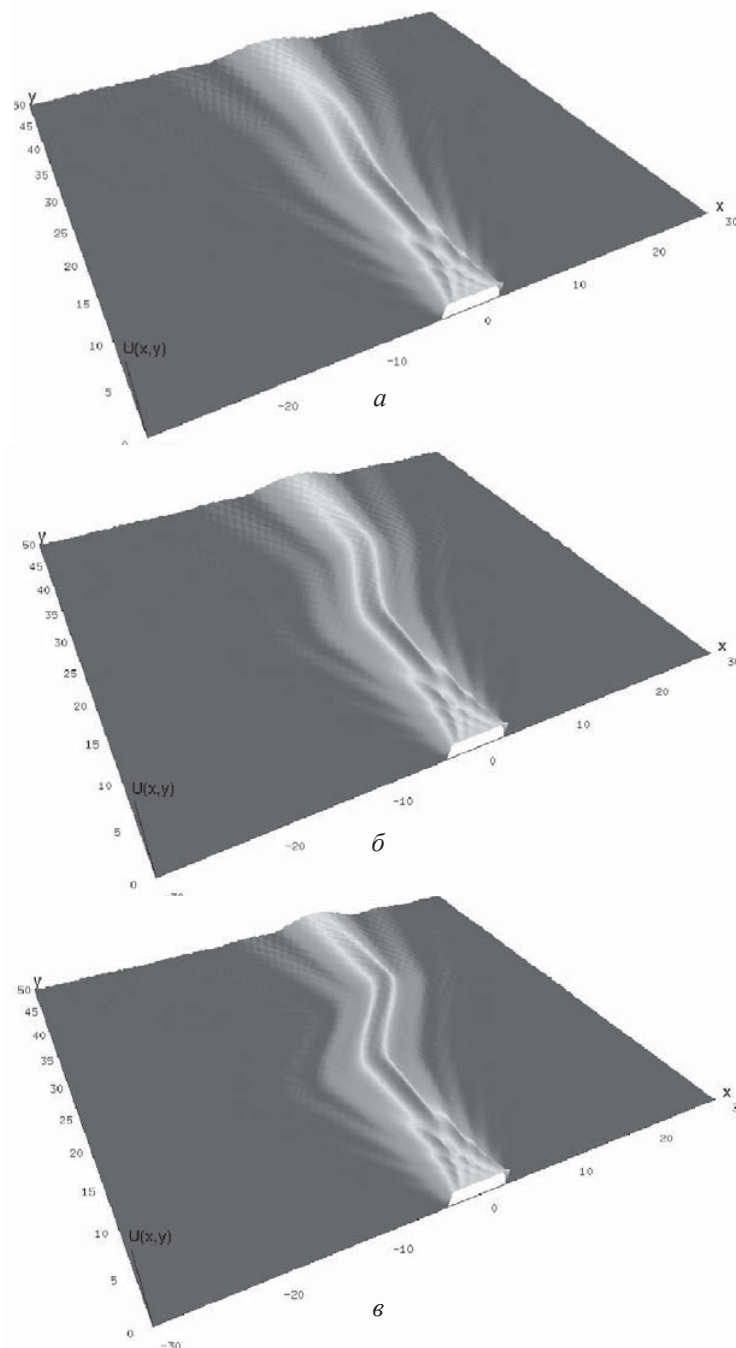


Рис. 5. Распределение поля акустического пучка при прохождении области измерительной камеры расходомера при различных значениях максимальной проекции скорости движущейся среды $V = \beta V_0$ (V_0 – значение скорости звука в неподвижной среде): $\beta = 0.2$ (а), $\beta = 0.5$ (б) и $\beta = 0.8$ (в). Изменение проекции скорости пропорционально плотности распределения (б)



в области измерительной камеры для $V(y)$, заданной по формуле (10) для различных значений максимальной проекции $V(y)$, м/с: $\beta = 0.2$, $\beta = 0.5$ и $\beta = 0.8$.

Из графиков видно, что, как и в предыдущем случае, при отличной от нуля скорости среды во всех случаях наблюдается снос акустического пучка. Так как проекция скорости по сечению изменяется нелинейно (в соответствии с (10) при прохождении потока значение проекции скорости по y плавно возрастает, принимает максимальное значение в центре сечения, затем плавно спадает), то и характер изменения границ акустического пучка не имеет ярко выраженных, острых изгибов при его распространении. Как видно из рис. 5, б, в, область максимального значения амплитуды поля пронесется по всему пространству движущейся среды, как и в предыдущем численном эксперименте (см. рис. 4, б, в). После прохождения области потока при возрастании координаты y наблюдается расходимость пучка.

Заключение

Представленная математическая модель расчёта амплитуды поля волнового пучка при наличии движущейся среды позволяет по заданным характеристикам рассматриваемой системы оценивать характер распределения в ней волнового поля. Она также может быть адаптирована и использована для более сложного характера взаимодействия акустической волны с движущейся средой. Полученные зависимости позволяют оценить характер распределения поля в системах, подобных ультразвуковому газовому расходомеру.

УДК 621.3.011.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ИНДУКТИВНОСТИ В СТАТИЧЕСКОМ И ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМАХ

М. В. Давидович¹, А. И. Тимофеев¹, И. А. Корнев¹, В. Я. Явчуновский²

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

E-mail: DavidovichMV@info.sgu.ru

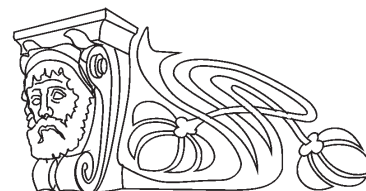
²ООО НПФ «Этна», Саратов

E-mail: vuy@etna.su

Получены интегральные соотношения и интегродифференциальные уравнения, учитывающие влияние магнитных экранов (магнетиков) на индуктивность. Рассмотрены нелинейные магнитные материалы с гистерезисом и без, а также аппроксимации нелинейных материалов и индуктивностей. Показано, что при гистерезисе лучше использовать нелинейное уравнение для намагниченности.

Список литературы

1. Kositsyn N. V., Lapin S. A., Petrov V. V. High Resolution Ultrasonic System for 3D Image Capturing and Reconstruction // 2013 Collaborative Conference on 3D & Materials Research (CC3DMR). Jeju, South Korea, 2013. P. 633–634.
2. Petrov V. V., Kositsyn N. V., Lapin S. A. High Resolution Ultrasonic Tomography System // Acoustics 2013 New Delhi «Technologies for a Quieter India». New Delhi, India, 2013. P. 633–634.
3. Косицын Н. В., Петров В. В. Разработка программного комплекса для сбора и визуализации научных данных // Вестн. ТГТУ. 2014. Т. 20, № 2. С. 277–283.
4. Кремлевский П. П. Расходомеры и счетчики количества веществ. Кн. 1. СПб. : Политехника, 2002. 409 с.
5. Кремлевский П. П. Расходомеры и счетчики количества веществ. Кн. 2. СПб. : Политехника, 2004. 412 с.
6. Кивилис С. С., Решетников В. А. Влияние профиля установившегося потока на погрешность ультразвуковых расходомеров // Измерительная техника. 1965. № 3. С. 52–54.
7. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М. : Наука, 1981. 208 с.
8. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику / пер. с англ. ; под ред. Г. И. Косоурова. М. : Мир, 1970. 364 с.
9. Стюарт И. Г. Введение в Фурье-оптику / пер. с англ. ; под ред. Г. Д. Копелянского. М. : Мир, 1985. 182 с.
10. Григорьев М. А., Навроцкая В. В., Прохоров В. В., Петров В. В., Толстиков А. В. Влияние поперечной расходимости «звукового» пучка на эффективность акустооптического взаимодействия // Оптика и спектроскопия. 1998. Т. 84, № 2. С. 307.



Рассмотрено установление колебаний в цепи с простейшей аппроксимацией нелинейной индуктивности. Оценено влияние нелинейных магнитных экранов на индуктивности радиореакторов электротранспорта как в зависимости от тока, так и от частоты.

Ключевые слова: нелинейная индуктивность, интегральные уравнения, магнитостатика, радиореактор.

**About the Definition of a Nonlinear Inductance in Static and Dynamic Regimes****M. V. Davidovich, A. I. Timofeev,
I. A. Korneev, V. Ya. Yavchunovsky**

The integral relations and integral-differential equations that take into account the influence of the magnetic shields (magnetic) inductance have been obtained. The non-linear magnetic materials with hysteresis and without it, and approximation of nonlinear materials and inductors have been considered. It is shown that for hysteresis we should use the nonlinear equation for the magnetization. The establishment of oscillations in a chain with the simplest approximation of a nonlinear inductance are reviewed. The effect of nonlinear magnetic shielding on inductance of radio-reactor electric vehicle as depending on current and frequency are estimated.

Key words: nonlinear inductance, integral equations, magnetostatics, radio-reactor.

DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-33-43

Введение

Весьма часто необходимо моделировать электрические цепи с нелинейными индуктивностями, зависящими от тока, поэтому определение нелинейной индуктивности является актуальной задачей. Линейная модель сосредоточенной индуктивности, как и другие линейные элементы цепей, справедлива в статике при слабых полях. В квазистатике для немагнитного проводника с размерами, существенно меньшими длины волны, линейная индуктивность определена интегралом [1–3]

$$L_0 = \frac{\mu_0}{4\pi I^2} \iint_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r})\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r d^3r'. \quad (1)$$

Здесь V – объем, занятый токами, d^3r' – элемент объема, I – протекающий через любое поперечное сечение s проводника полный ток, который в силу соленоидальности считаем не зависящим от расположения сечения. Соответственно при уменьшении s плотность тока растет. Эта формула справедлива для любого замкнутого (соленоидального) витка постоянного тока, т.е. тока с плотностью, удовлетворяющей уравнению $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$. Такой ток можно представить как ротор некоего вектора, а именно $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}$. Для замкнутого металлического проводника плотность тока постоянна по поперечному сечению и равна $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \nu I / s$, где ν – нормаль к сечению. Когда сечение провода вдоль контура не меняется, плотность тока постоянна в объеме V . Если L_0 – индуктивность одного замкнутого контура, то, проводя мысленно контур из n одинаковых

витков по одному и тому же объему, т.е. увеличивая плотность тока в n раз, получим индуктивность $L = n^2 L_0$. Это, в частности, относится к индуктивности плоской катушки с близко расположенными витками, когда расстояния между ними малы, а изменением радиусов от витка к витку можно пренебречь. Линейная связь магнитных индукции и поля

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (2)$$

есть тоже модель, реализуемая в случае малых полей. Сильные поля изменяют свойства вещества, в силу чего в первом приближении магнитная проницаемость $\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))$ становится функцией амплитуды поля H . Это в той или иной степени имеет место для всех, в том числе и почти немагнитных в слабых полях веществ, например, немагнитных металлов. Далее для простоты считаем вещество однородным и изотропным, т.е. берем зависимость $\mu(H(\mathbf{r}))$, и тогда в однородном поле магнитная проницаемость однородна. Для определения индуктивности необходимо иметь кривую намагниченности $B(H) = f(H)$. Эта функция, вообще говоря, нелинейная и неоднозначная, причем имеющая гистерезис, т.е. зависящая от предыстории процесса намагничивания [2, 3], что наиболее характерно для ферромагнетиков. Теоретически получить указанную зависимость в общем случае весьма сложно. Обычно используют экспериментальные данные и получают зависимость при однородном поле. В предельном случае отсутствия гистерезиса функция нелинейная, но однозначная. Такие материалы называют идеально магнитомягкими. Удобно рассматривать абсолютно не перемагничивающиеся в рассматриваемых полях вещества, т.е. имеющие постоянный магнитный момент. Их называют идеально магнитожесткими или постоянными магнитами, а поле магнита можно описать формулой Био–Савара–Лапласа

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) &= \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla' \times \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3r' = \\ &= \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3r', \end{aligned} \quad (3)$$

где $G(\mathbf{r}) = (4\pi r)^{-1}$. В объеме магнита V_0 можно задать соленоидальное распределение тока с плотностью $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}$. Магнитное поле магнита полностью определено его внутренними соленоидальными токами. При однородном намагничивании уравнение (3) можно свести к поверхностному интегралу. Для гармонических



процессов величины $\mu(\mathbf{r}, \omega, H(\mathbf{r}, \omega))$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$ зависят от частоты. Поскольку магнетизм в основном обусловлен ориентационным механизмом поляризации дипольных магнитных моментов (спинов, орбитальных моментов в молекулах или доменов в веществе), зависимость магнитной проницаемости от частоты характеризуется формулой Дебая:

$$\mu(\mathbf{r}, \omega, H(\mathbf{r}, \omega)) = 1 + \frac{\chi(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}, 0))}{1 + (\omega\tau)^2} - j \frac{\omega\chi(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}, 0))}{1 + (\omega\tau)^2}.$$

Характеризующая диссипацию и время релаксации $\tau = 1/\omega_c$ частота ω_c сильно зависит от того, какова природа и размер магнитных диполей (либо это молекула, либо ячейка Вейса (домен)), а также от плотности их расположения и температуры. Частотная дисперсия определяется перемагничиванием за период. Нелинейную намагниченность $\chi(H)$ однородной изотропной среды будем характеризовать безразмерной магнитной восприимчивостью:

$$\chi(H) = f_0(H) = B(H)/(\mu_0 H) - 1.$$

Получение весьма больших значений индуктивностей в достаточно широкой полосе частот и для большого диапазона рабочих токов представляет актуальную и достаточно сложную задачу. Такие индуктивности, в частности, являются основным элементом радиореакторов электротранспорта – фильтров нижних частот, предотвращающих выброс в сеть высокочастотных импульсов при изменении режимов работы электродвигателей [4]. Для электровозов при этом необходимы индуктивности порядка десятков миллигенри при токах до 800 А. Для троллейбусов эти параметры в несколько раз ниже. Необходимый рабочий частотный диапазон – до сотен кГц и выше. Поскольку μ ферромагнетиков может достигать значений 10000 и более, для снижения габаритов индуктивностей заманчиво использовать магнитные экраны из ферромагнетика, позволяющие увеличить линейную индуктивность в несколько сотен и более раз. Однако реально из-за насыщения при больших токах и из-за дисперсии на высоких частотах эти значения снижаются. Поэтому важно иметь оценку такого снижения в режиме больших токов и при увеличении частоты, что является одной из целей работы. Другая цель – получение выражения зависимости нелинейной индуктивности от поля, тока и частоты, удобного при моделировании нелинейных цепей, и анализ простейшей цепи в виде контура.

1. Интегродифференциальные уравнения магнитостатики

Расчет сложных магнитных полей обычно основан на численном решении дифференциальных уравнений (ДУ) магнитостатики. Интегральные и интегродифференциальные уравнения (ИДУ) для этого практически не используются. В данной работе приведены интегродифференциальные уравнения ИДУ для магнитостатики, на основе которых и произведен анализ. Магнетик (магнитный экран) описываем магнитной проницаемостью $\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))$. В переменном квазистатическом монохроматическом поле получаем еще зависимость от частоты $\mu(\mathbf{r}, \omega, H(\mathbf{r}, \omega))$. Иногда интересно рассматривать протекание через индуктивность малой переменной гармонической составляющей тока вместе с большой постоянной составляющей. В этом случае приближенно имеем $\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}, \omega)) = \mu(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r})) + \mu_1(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r}))\delta H(\mathbf{r}, \omega)$, где $H = H_0 + \delta H$, H_0 – амплитуда поля постоянного тока, $\mu_1(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r})) = (\partial/\partial H)\mu(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r}, \omega))$. В малосигнальном приближении первый член существенно больше, и частотной дисперсией можно пренебречь. Но возникает нелинейность, связанная с постоянным полем, следовательно, – с постоянным током. Важно знать кривую намагниченности однородного вещества $B = B(H_0)$ – зависимость модуля индукции при очень медленном изменении магнитного поля постоянного тока. Тогда получаем зависимость $\mu(H_0) = \mu_0^{-1}(\partial/H_0)B(H_0)$. Обычно в качестве магнитных экранов используют ферромагнетики (электротехническую сталь), имеющие большие значения магнитных проницаемостей и являющиеся достаточно магнитомягкими. В этом случае предполагаем магнетик идеально магнитомягким, т.е. без петли гистерезиса.

Для получения поля и анализа индуктивности в присутствии изотропного магнитного тела объема V_M следует решать интегральные (интегродифференциальные) уравнения магнитостатики [4–6]. Эти уравнения можно получить или для магнитного поля \mathbf{H} , или для вектор-потенциала \mathbf{A} разными путями: вводя намагниченность $\mathbf{P}^m = \mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{H}$ (магнитную поляризацию), или магнитную проницаемость. Следует разделять объем на занятый магнитным током поляризации и током, создающим магнитное поле (объемом постоянного магнита) V_0 . Последний считаем идеально магнитомягким, т.е. ток заданным [4].



Даже в этом случае задача существенно нелинейная. Примеры кривых намагниченности магнитомягкой электротехнической стали и ряда других ферромагнитных материалов приведены в работе [4]. В работах [4–6] сначала рассмотрена линейная задача, а потом учтена нелинейность. Здесь мы с самого начала считаем задачу нелинейной, и вместо постоянного магнита рассматриваем катушку электромагнита, т.е. полагаем, что $\mu = 1$ в объеме V_0 , который занят соленоидальным током. Решаем краевую задачу магнитостатики для соленоидального тока с плотностью $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H}$ при $\nabla \cdot (\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))\mathbf{H}(\mathbf{r})) = 0$. Это уравнение можно сформулировать в виде дифференциального уравнения второго порядка для \mathbf{H} , если взять его ротор и выразить дивергенцию поля:

$$-\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{J}(\mathbf{r}) - \nabla F(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})), \quad (4)$$

$$F(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) = \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\left\{ \mu^{-1}(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))([\nabla \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) + \mu_1(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))\nabla H(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r})) \right\}.$$

Здесь градиент берется по первому аргументу \mathbf{r} , $\mu_1(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) = (\partial / \partial H)\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))$ при постоянном \mathbf{r} . Считаем, что объемы V_0 и V_M не пересекаются и проницаемость равна единице вне этих объемов. Очевидно, имеем связь

$$F(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) = \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\left\{ \mu^{-1}(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))([\nabla \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) + \mu_1(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))\nabla H(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r})) \right\}$$

Учитывая, что $(4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^{-1}$ есть функция Грина $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ оператора Лапласа, имеем интегродифференциальное уравнение (ИДУ) для магнитного поля:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla' \times \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' - \int_{V_M} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla' F(\mathbf{r}', H(\mathbf{r}')) d^3 r'. \quad (5)$$

Здесь область, где $\nabla \times \mathbf{J} \neq 0$, совпадает с объемом V_0 , занятым током, а функция F может быть отлична от нуля только в области магнетика. В работах [4–6] приведен вид аналогичных уравнений в линейном случае, вид ИДУ, сформулированных относительно вектор-потенциала \mathbf{A} , а также предложены методы их итерационного решения.

Получим другой вид уравнения для магнитного поля. Поскольку $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, $\nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}$, имеем в отсутствие магнетика

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r',$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r'.$$

В присутствии магнетика эти соотношения нарушаются, поскольку возникают дополнительные (вторичные) источники, связанные с его поляризацией. Магнитное поле уже не является соленоидальным и в силу теоремы Гельмгольца представляется своей соленоидальной и потенциальной частями:

$$\mathbf{H} = \nabla \times \tilde{\mathbf{A}} - \nabla \Psi. \quad (6)$$

Беря ротор от (6), убеждаемся, что можно взять $\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{A}$. Беря дивергенцию от (6), получаем уравнение для скалярного магнитного потенциала:

$$-\nabla^2 \Psi = \nabla \cdot \mathbf{H} = F(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})). \quad (7)$$

Таким образом, имеем нелинейное ИДУ:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' - \nabla \int_V G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') F(\mathbf{r}', H(\mathbf{r}')) d^3 r'. \quad (8)$$

Первый интеграл в (8) определяется током, определяет поле $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ в отсутствие магнетика и задан. ИДУ (8) можно преобразовать к виду (5), воспользовавшись соотношением $\nabla G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -\nabla' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ и тем, что соленоидальный ток не имеет нормальной компоненты к поверхности, окружающей объем V_0 . Пользуясь теоремой о роторе, переносим действие оператора «ротор» на \mathbf{J} . Магнетик представляет собой систему замкнутых орбитальных и спиновых атомарных токов, также не имеющих результирующей нормальной компоненты на его границе [3], на которой $\nabla \cdot \mathbf{H}$ есть плотность фиктивных наведенных поверхностных магнитных зарядов, обусловленных магнитными диполями (моментами). Ее градиент не может иметь нормальной компоненты. Поэтому применение теоремы о градиенте приводит к уравнению (5).

Обычно магнитное тело имеет резкую границу, т.е. его магнитная проницаемость изменяется скачком от значения $\mu^- = \mu(\mathbf{r})$ на внутренней части границы до значения в вакууме $\mu^+ = 1$ на внешней ее части. При этом на границе S_M тела возникают связанные дипольные магнитные заряды, а величина $\nabla[\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))]$ направлена вдоль внешней нормали $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ к поверхности внутрь тела и в ней выделяется поверхностная дельта-функция с множителем $1 - \mu^-$. Квадратные скобки выше указывают, что оператор градиента действует на все переменные. Наиболее простой результат получается, если предположить, что



тело однородное и магнитное поле в нем также однородное. Тогда имеем

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' - \nabla \oint_{S_M} [1 - \mu^{-1}(H(\mathbf{r}'))] G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{H}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') dS. \quad (9)$$

В общем случае в (9) возникают объемные интегралы, которые мы не приводим. Формально можно записать $\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \nabla' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}')$ и подставить в (9), но такое ИДУ следует решать во всей бесконечной области, что нецелесообразно.

2. Индуктивность витков соленоидального тока

Формула (1) пригодна и для переменного тока, но в квазистатике она используется как приближенная. В этом случае распределение плотности тока неоднородно по поперечному сечению. Например, с ростом частоты необходимо учитывать изменяющийся распределение тока скин-эффект, приводящий к снижению индуктивности [1]. При сильном скин-эффекте можно считать, что равномерный ток течет не по неполному сечению проводника радиуса r , а по кольцу толщиной $\delta \ll r$ [2]. Если имеем линейный бесконечный проводник, то формула (1) позволяет получить погонную индуктивность. В предельном случае очень больших частот δ/r стремится к нулю. Тогда, вводя поверхностную плотность тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_\perp) \delta(x_\nu)$, где x_ν – нормальная координата к поверхности S , получаем:

$$L_0 = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \iint_{S \ S} \frac{\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_\perp) \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}'_\perp)}{|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp|} d^2 r d^2 r'. \quad (10)$$

В случае одного проволочного кольца поверхность S есть поверхность тора, а для цилиндрического проводника – цилиндра, при этом $\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_\perp) = I/(2\pi r)$. Для цилиндра $|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp| = \sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos(\varphi - \varphi'))}$. Высокочастотная индуктивность проводника длины l есть

$$L_0 = \frac{\mu_0}{16\pi^3} \int_0^{2\pi} \int_0^{l/2} \int_{-l/2}^{l/2} \int_0^{l/2} \frac{d\varphi d\varphi' dz dz'}{\sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos(\varphi - \varphi'))}}. \quad (11)$$

Интеграл можно преобразовать так:

$$L_0 = \frac{\mu_0 l}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{l/2} \frac{d\varphi d\xi}{\sqrt{\xi^2 + 2r^2(1 - \cos(\varphi))}}. \quad (12)$$

Вычисляя интеграл по углу по формуле (2.5.16.45) из работы [7], получаем:

$$L_0 = \frac{\mu_0 l}{\pi^2} \int_0^{l/2} \frac{\mathbf{K}(2r/\sqrt{\xi^2 + 2r^2}) d\xi}{\sqrt{\xi^2 + 2r^2}}. \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{K}(x)$ – полный эллиптический интеграл 1-го рода. Очевидно, индуктивность (13) меньше индуктивности на постоянном токе [1]: $L_0 = [\mu_0 l / (2\pi)] [\ln(2l/r) - 3/4]$. Для оценки (13) служит формула (2-16) из работы [1]: $L_0 = [\mu_0 l / (2\pi)] [\ln(2l/r) - 1]$. Для получения частотной зависимости индуктивности следует использовать формулу $L_0 = [\mu_0 l / (2\pi)] [\ln(2lc^{-1}/r) - 1]$, где параметр $c < 1$ зависит от нормированной толщины скин-слоя $\delta/r = \sqrt{4/(r^2 \omega \sigma \mu_0)}$ и приведен в таблице в [1]. Можно также выразить индуктивность тороидального кольца в виде интегралов и получить их приближенное значение, если ток течет по скин-слою.

3. Индуктивность в присутствии магнетика

Задав \mathbf{J} , решив приведенные выше и в работах [4–6] ИДУ, можно вычислить индуктивность из соотношения $L(I) = \Phi(I)/I$, где Φ – магнитный поток через контур. В общем случае $\Phi(I)$ – нелинейная функция тока, определяемая через решение ИДУ как интеграл потока индукции \mathbf{V} через контур с током. Эта формула в отличие от (1) хорошо работает только для тонкого замкнутого проводника, тогда как (1) позволяет вычислять и погонную индуктивность. В обоих случаях необходимо иметь однозначную зависимость $\mu(\mathbf{r}, I)$. Основная задача при расчете цепей – получить зависимость $L(I)$. Можно использовать другой путь, связанный с определением энергии магнитного поля в статике [3].

Пусть L_0 – индуктивность магнитного поля в отсутствие магнетика, которую легко вычислить, а L – индуктивность в присутствии магнетика и при токе I . Для энергий магнитного поля имеем $E_{M0} = L_0 I^2 / 2$ и $E_M = L I^2 / 2$. С другой стороны, можно записать

$$E_{M0} = \frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{H}_0^2(\mathbf{r}) dV,$$

$$E_M = \frac{\mu_0}{2} \int_V \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \mathbf{H}^2(\mathbf{r}) dV.$$

Здесь, вообще говоря, объем V бесконечный и важна однозначность введения магнитной про-



нищаемости. Иначе следует использовать произведение $\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$. Для некоторых катушек есть области, где поле отсутствует или очень малó, и эти области можно исключить. В частности, в многослойной цилиндрической катушке поле малó в зазорах между проводами и при значительном удалении от них, но максимально на ее оси. На значительном удалении закон спада поля $\sim 1/r$, и интегралы можно оценить. Таким образом, имеем

$$L = L_0 \int_V \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \mathbf{H}^2(\mathbf{r}) dV / \int_V \mathbf{H}_0^2(\mathbf{r}) dV. \quad (15)$$

Для расчета по указанной формуле в нулевом приближении берем $\mathbf{H} \approx \mathbf{H}_0$. Из уравнений (5), (8), (9) в первом приближении имеем поправку $\mathbf{H} \approx \mathbf{H}_0 + \delta\mathbf{H}$, если в интегралы подставить поле \mathbf{H}_0 , определенное в виде

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (16)$$

Для постоянной магнитной проницаемости в нулевом приближении $L = \mu L_0$ (что в нелинейном случае возможно только в постоянном во всем объеме поле), при этом μ должно полностью заполнять объем, где существует поле. Если можно считать поле кусочно-постоянным, а объем заполнен магнетиком частично, то $L = k\mu L_0$, где k – коэффициент заполнения, определенный согласно (15). Обычно $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}I/S$, поэтому формула (16) указывает на то, что поле есть функция тока. Метод последовательных приближений тогда дает функцию $\mathbf{H}(\mathbf{r}, I)$. Наиболее просто оценить формулу (15), если поле однородно и ограничено (примером может служить тороидальная катушка с магнитным сердечником).

Векторное поле определяется из уравнений (5), (8), (9). Использовать соотношение $L = k\mu(H)L_0$ можно, если поле достаточно однородное. Для определения амплитуды H из этих уравнений используем метод последовательных приближений [4], определив нулевое приближение в виде (16), а затем $\mathbf{H}(\mathbf{r}, I)$. Амплитуду H определяем как усредненную по объему величину $\text{sgn}(P^m) \mathbf{H}(\mathbf{r}, I)$, т.е. считаем ее изменяющей знак при изменении знака намагниченности. Функцию намагниченности будем аппроксимировать. Она имеет гистерезис тип и сигмоидной функции. Рассмотрим несколько сигмоидных функций: $f_1(x) = 2/(1 + \exp(-x/(2x_0))) - 1$, $f_2(x) = x/(|x| + x_0)$, $f_3(x) = (2/\pi) \arctan(x/x_0)$.

Все они нечетные, равны нулю при $x = 0$, а при $x = x_0$ две последние равны $1/2$, а первая равна примерно 0.73. Пусть P_m^m – максимальная поляризация в постоянном бесконечно сильном поле, когда все диполи ориентированы вдоль него. Если гистерезиса нет (магнитомягкая среда), то для третьей функции имеем

$$P^m(H) = (2P_m^m / \pi) \arctan(H/\bar{H}). \quad (17)$$

При амплитуде \bar{H} достигается половинная намагниченность от максимальной величины. Рассмотрим сигмоидную функцию с гистерезисом. В этом случае важна предыстория намагничивания, поэтому введем зависимость от времени $H(t)$ и величину $m(t) = \text{sgn}(\dot{H}(t)) = \pm 1$. Считаем процесс медленным с установлением релаксации. В отсутствие намагниченности полагаем $P_{0m}^m = 0$. Если намагничивание идет от нуля до P_m^m , то при обратном уменьшении поля до нуля имеем остаточную намагниченность P_0^m . Дальнейшее перемагничивание (H отрицательная) приводит к значению $-P_m^m$. Увеличение отрицательного значения поля до нуля дает величину $-P_0^m$ (считаем кривую гистерезиса симметричной), а до очень больших значений – опять величину P_m^m . Обозначим точки $\pm H_p$, где $P^m = 0$. Пусть намагничивание идет от неких минимальных до неких максимальных значений и наоборот. Если производная $\dot{H}(t)$ положительная ($m = 1$), вычисляется максимум поляризации P_{0m}^m , но при вычислении используется предыдущее значение минимума P_{0m}^m . При изменении знака $\dot{H}(t)$ вместо минимального значения P_{0m}^m подставляется полученное максимальное значение P_{0m}^m и начинает вычисляться минимум. Такая подстановка происходит при каждой смене знака. Очевидно, в случае гистерезиса имеем аппроксимацию $f_0(H(t)) = f_i(H(t) + (P_{0m}^m(t)/P_m^m)H_p)$. Здесь $i=1,2,3$. В случае гистерезиса имеем $H(t) = H(I(t))$, $P^m(H) = (2P_m^m/\pi) \arctan(H(t)/\bar{H} + (P_{0m}^m(t)/P_m^m)H_p/\bar{H})$. Случаю отсутствия гистерезиса соответствует $H_p = 0$. В однородном магнетике при однородном поле $B(t) = \mu_0 H(t) + P^m(t)$, поэтому можно определить поток $\Phi(t)$ и напряжение на контуре $U = \dot{\Phi}(t) = (L(I(t)) + I(t)\partial L(I(t))/\partial I) \dot{I}(t)$. Очевидно, пользоваться соотношениями $\mu(I(t)) = 1 + \mu_0^{-1} P^m(I(t))/H(I(t))$ и $L = \mu L_0$ можно, только если они однозначные и дифференцируемые, т.е. в отсутствие гистерезиса.



Соответственно при отсутствии поля должна отсутствовать и намагниченность. Иначе более целесообразно использовать связь индукции, поля и намагниченности. Далее будем считать $H(I(t)) = \alpha I(t)$, где α – коэффициент, обратный длине, и рассматривать индуктивность $L = \mu L_0$, где $\mu = 1 + \alpha^{-1} k f_3(\alpha I(t) / \bar{H}) / I(t)$. Здесь коэффициент $k = 2P_m^m / (\pi \mu_0 \bar{H})$ определяет превышение проницаемостью единицы в слабом поле.

4. Численные результаты

Рассмотрим последовательный контур из источника напряжения $U(t) = U_0 + U_1 \sin(\omega t)$, сопротивления R и нелинейной индуктивности L . Напряжение считаем действующим с момента $t=0$, до которого ни тока, ни намагниченности нет. Для простоты возьмем индуктивность в виде $L = L_0(1 + \kappa / (1 + |I(t)| / I_0))$. Здесь κ – магнитная восприимчивость, L_0 – индуктивность при полном насыщении (сильном токе), $L_0(1 + \kappa)$ – индуктивность при слабом токе, I_0 – ток, при котором $L = L_0(1 + \kappa / 2)$. Обозначив $\Phi = LI$, имеем уравнение $U = \partial \Phi / \partial t + RI$, или

$$y(t_1) = y(t_0) + L_0^{-1} \int_{t_0}^{t_1} [U(t) - RI(t)] dt, \quad (18)$$

где $y = I_0 x(1 + \kappa / (1 + |x|))$, $x(t) = I(t) / I_0$. Нормированный ток x определяется однозначно через правую часть (18): $x(t) = \text{sgn}(y(t)) \sqrt{b^2 + |y(t)| / I_0 - b}$, $b = (1 + \kappa |y| / I_0) / 2$. На рис. 1 приведено установление периодических колебаний при $U_0 = 0$ для $\kappa = 0$ (линейный случай) и $\kappa = 10^3$ для $U_1 = 100$ и $U_1 = 1000$. Использованы значения $R = 1$, $L_0 = 0.1$, $I_0 = 1$, $\omega = 10$. Номиналы величин можно относить к системе СИ, или использовать их нормированные значения. На рис. 2 установление колебаний в такой цепи показано для $U_1 = 10$ в случае малого и большого постоянного напряжения. Уравнение (18) решалось методом предиктор-корректор с трехкратной коррекцией. Соответствующий неявный метод имеет 4-й порядок. При малых амплитудах U_1 режим линейный с большой индуктивностью. С увеличением амплитуды возрастают четные гармоники и появляется постоянная составляющая, знак которой определяется знаком напряжения первого полупериода. Дальнейшее повышение амплитуды приводит к увеличению нечетных гармоник и появлению колебательного режима. Рис. 2 показывает, что при $U_0 \sim U_1$ переходный

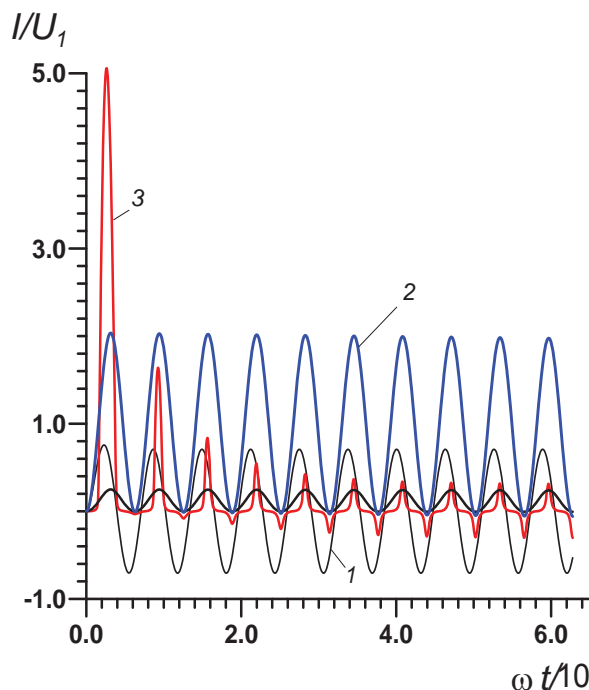


Рис. 1. Установление переходного процесса в контуре с нелинейной индуктивностью $L_0 = 0.1$, $k = 10^3$, $I_0 = 1$ (2, 3) и сопротивлением $R = 1$ при включении гармонического источника ($U_0 = 0$). Кривая 1 – линейный случай ($k = 0$), кривые 2, 3 – величины I / U_1 и $I / U_1 \cdot 10$ соответственно при $U_1 = 10^2$ и $U_1 = 10^3$

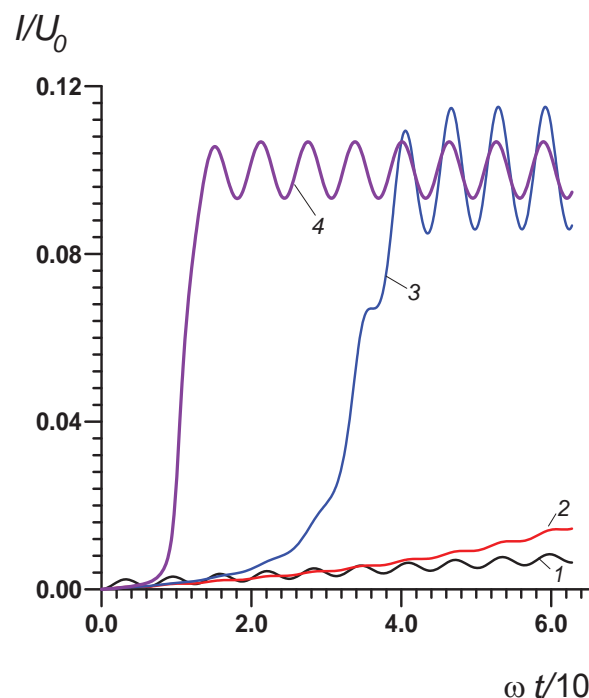


Рис. 2. Установление переходных процессов для нелинейного контура (см. рис. 1) при $U_1 = 10$: $U_0 = 10$ (1), $U_0 = 10^2$ (2), $U_0 = 3 \cdot 10^2$ (3), $U_0 = 10^3$ (4)



режим достаточно долгий и сложный, но при $U_0 > U_1$ поведение индуктивности близко к линейному, причем ее значение падает с ростом U_0 . Уменьшение индуктивности характеризуется большим размахом колебаний. Поскольку реально индуктивность есть функция времени, при быстропеременных процессах удобно ввести эффективную индуктивность, усредненную за период. Наличие в контуре емкости приведет к нелинейному резонансу: приближение частоты к резонансной увеличивает ток и уменьшает индуктивность, что, в свою очередь, препятствует его нарастанию. Результат зависит от того, с какой стороны осуществлен подход к резонансу. Достижение нелинейного резонанса удобнее осуществлять путем медленного изменения амплитуд U_0, U_1 , при этом возможен резонанс на гармониках.

На рис. 3 приведен схематический вид катушки радиореактора. Она представляет собой несколько вертикальных и радиальных рядов витков, намотанных толстым медным проводом с оболочкой. Экраны выполнены в виде намотки стальной ленты. В модели они рассмотрены как секториальные скобы с заданной толщиной. Рассмотрена катушка с 30 витками (5 витков вдоль радиуса и 6 – вдоль высоты), имеющая внутренний радиус $R_0 = 10$ см и намотанная из медного провода с радиусом $r = 7.5$ мм (см. рис. 3). Катушка имеет индуктивность $L_0 = 210$ мкГн, длину намотки 26 м, высоту 96 мм и внешний радиус 180 мм. Расчет параметров произведен по стандартным формулам и хорошо совпал с экспериментом при малом токе и низкой частоте. На рис. 3 сверху показаны экраны, занимающие определенный угловой промежуток. Области магнетика соответствует объем, точки которого отстоят на расстоянии не более чем на t от поверхности, ограничивающей объем катушки. При $t = R_0$ вся внутренняя область заполнена магнетиком, что соответствует максимальному заполнению. Индуктивность при наличии экрана обозначим L . Рассмотрим поле в области провода. Между участками провода соседних витков их магнитные поля гасят друг друга. Внутри каждого провода его собственное поле в силу теоремы о циркуляции напряженности магнитного поля [2, 3] линейно возрастает, а поля от внешних витков гасятся. Квадрат поля внутри провода есть $H^2 = I^2 \rho^2 / (4\pi^2 a^4)$, где a – радиус провода.

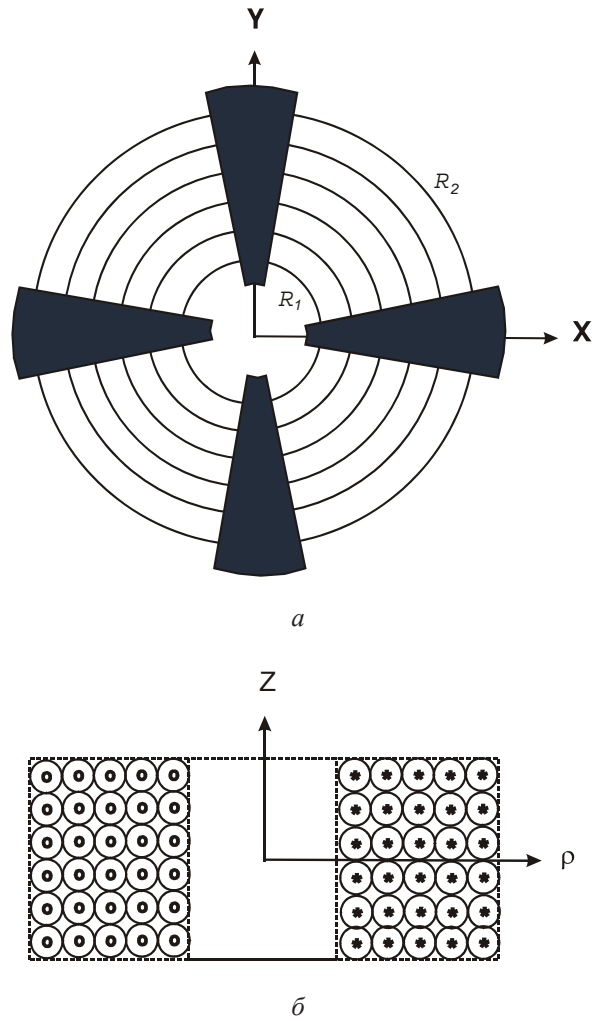


Рис. 3. Вид сверху катушки радиореактора с экранами в виде скоб (а) и сечение катушки без экранов (б)

Здесь ρ – локальная система координат, связанная с проводом. Средний квадрат получается усреднением по сечению провода: $\langle H^2 \rangle = I^2 / (8\pi^2 a^2)$. Указанное поле существенно меньше внешнего поля вблизи катушки, которое определяется вкладом всех витков, и его можно не учитывать при определении энергии. Если δ есть площадь сечений провода к общей прямоугольной площади, ограничивающей витки, то следует использовать величину $\delta \langle H^2 \rangle$. Величина δ может быть мала, если провод имеет толстую оболочку.

Считаем ток линейным и текущим по оси провода, образующего несколько витков (см. рис. 3). Тогда вектор-потенциал такого витка с номером i радиуса ρ_i , расположенного в точке z_i , имеет одну компоненту вида



$$A_\varphi(\rho, z) = I \frac{\mu_0 \rho_i}{4\pi} \int_0^\pi \frac{\cos(\varphi) d\varphi}{\sqrt{\rho_i^2 + \rho^2 - 2\rho_i \rho \cos(\varphi) + (z - z_i)^2}} = I \frac{\mu_0 \rho_i}{2a} x^{1/2} P_{1/2}^1(x), \quad (19)$$

$a^2 = \rho_i^2 + \rho^2 + (z - z_i)^2$, $x = a^2 / \sqrt{a^4 - 4\rho^2 \rho_i^2}$, присоединенная функция Лежандра определена через функцию Лежандра как $P_{1/2}^1(x) = -(1 - x^2)(\partial/\partial x)P_{1/2}(x)$, а магнитное поле определяется так: $H_\rho = -(\partial/\partial z)A_\varphi(\rho, z)$, $H_z = (\partial/\partial \rho)A_\varphi(\rho, z) + A_\varphi(\rho, z)/\rho$. На больших расстояниях оно убывает как его квадрат. Поэтому при определении индуктивности (15) объем достаточно выбрать конечным, но достаточно большим с границей, отстоящей от катушки на расстояние в несколько внешних радиусов. Алгоритм вычисления магнитного поля $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ заключается в суммировании полей каждого витка. Поле может быть уточнено подстановкой $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ в правую часть (8). В принципе указанную итерационную процедуру можно продолжить. Интегрирование по углу можно свести в области $(0, \pi/2)$, а интегрирование в сечении (ρ, z) достаточно вести в первом квадранте.

Типичные кривые намагничивания эля электротехнической стали приведены в работе [4]. Они показывают, что в области напряженностей поля до 200 А/м μ изменяется от порядка 10000 до 4000. Около этого значения напряженности μ резко уменьшается почти на порядок, а после значения порядка 2000 А/м падает еще. Реально при токах порядка сотен ампер она падает до величины порядка 100. Типичная зависимость магнитной проницаемости от поля, полученная дифференцированием кривой намагниченности, показана на рис. 4.

Учитывая то, что магнитные экраны занимают объем порядка от нескольких до нескольких десятков процентов от объема, где сосредоточено сильное поле, можно сделать вывод, что индуктивность за счет экранов может быть увеличена от нескольких до десятков раз даже при токах в сотни ампер. Зависимость индуктивности катушки (см. рис. 3) от тока в ней при разных коэффициентах заполнения внешнего объема магнетиком показана на рис. 5. Из-за быстрого затухания поля по радиусу выполнять весьма толстые экраны нецелесообразно, тогда как для увеличения L коэффициент заполнения по углу должен быть весьма высоким. Частотная дис-

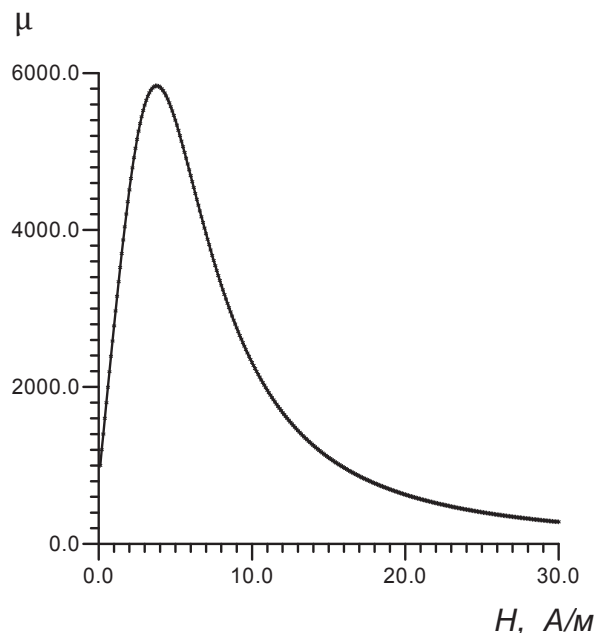


Рис. 4. Зависимость магнитной проницаемости для кривой намагниченности электротехнической стали

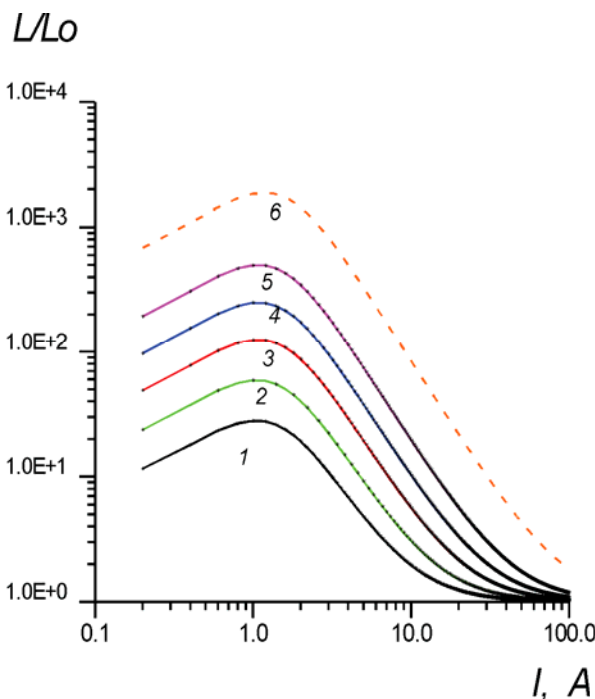


Рис. 5. Зависимость L/L_0 от тока в катушке I (А) при разных заполнениях объема материала экрана: $\varphi = \pi/2$, $t = 8$ (1), 16 (2), 32 (3) мм; $t = 32$, $\varphi = \pi$ (4), $\varphi = 2\pi$ (5); $\varphi = 2\pi$, $t = 100$ мм (6)



персия магнитной проницаемости описывается формулой $\mu = 1 + \kappa_0 / (1 + \omega^2 / \omega_0^2)$. Восприимчивость κ_0 зависит от поля. В малых полях для электротехнической стали она порядка 10000. Поэтому на частоте $\omega_0 = 1/\tau$, связанной с временем релаксации, магнитная проницаемость падает примерно в два раза. Реально коэффи-

циент передачи радиореактора на высоких частотах имеет осцилляции (рис. 6), связанные с межвитковыми емкостями и тем, что он является распределенной структурой. Магнитные экраны слабо влияют выше частоты 500 МГц, и для улучшения характеристик целесообразно включать параллельные емкости (см. рис. 6).

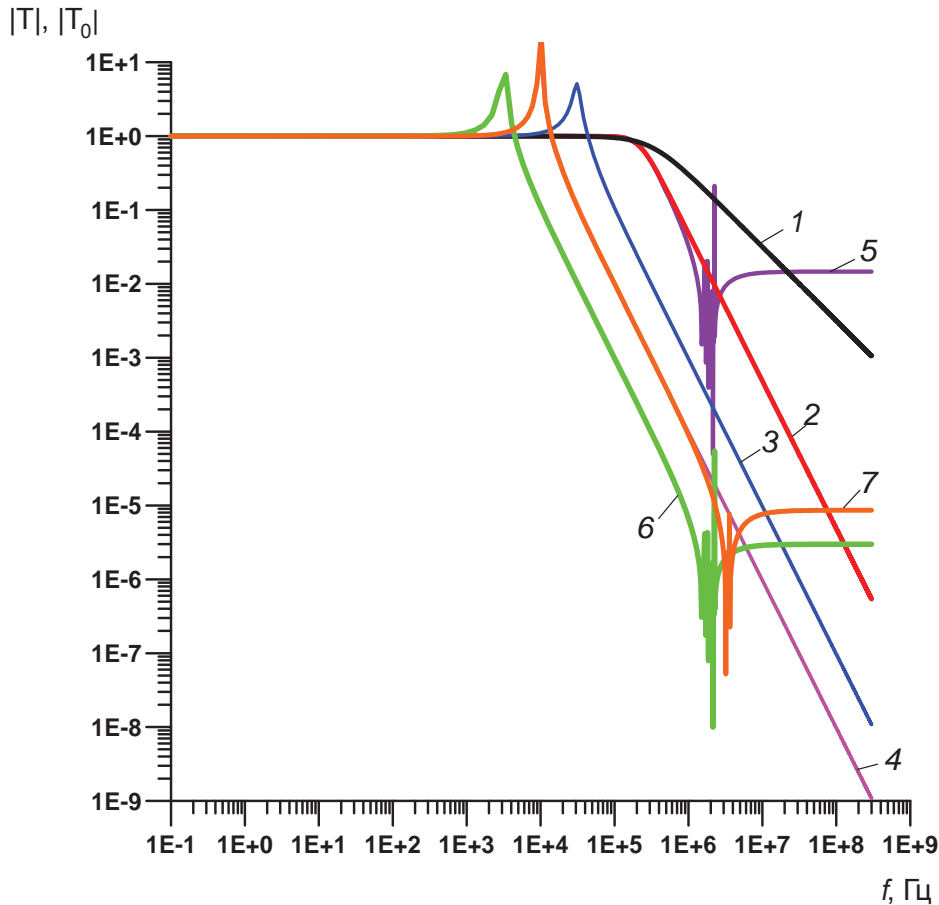


Рис. 6. Коэффициенты передачи T_0 (без экрана, 1) и T (2–6) для $L = 130$ мк Гн (1–6) и $L = 13$ мк Гн (7) при емкостях C соответственно $1.92 \cdot 10^{-9}$ (2, 5), 10^{-7} (3), 10^{-6} (4), $10 \cdot 10^{-5}$ (6) Ф. Кривые 5 и 7 построены с учетом межвитковых емкостей

Заключение

В работе получены ИДУ магнитостатики в случае наличия заданного стороннего поля (созданного постоянным соленоидальным током или постоянным магнитом) в присутствии магнитного тела со скалярной неоднородной магнитной проницаемостью, которая может быть нелинейной функцией поля. В общем случае уравнения содержат как объемные, так и поверхностные интегралы, и являются нелинейными. ИУ возможны лишь для однородных и однородно намагниченных тел, что обычно не выполняется. Объемные источники связаны

с производными поля. Для магнитостатики в общем случае следует решать ИДУ или ДУ. Полученные соотношения обобщаются на анизотропные тела простой подстановкой тензорных $\hat{\mu}$. Для нелинейных задач необходимо определить зависимость $\mu(\mathbf{H})$, причем для решения нелинейных ИДУ удобно использовать метод последовательных приближений. Рассмотрены аппроксимации нелинейной намагниченности с гистерезисом и без и введение магнитной проницаемости и индуктивности. В общем случае при гистерезисе функции B и $\mu = \mu_0^{-1} \partial B / \partial H$ неоднозначны и недифференцируемы.



Показано, что при переходном процессе в контуре с нелинейной индуктивностью, возбуждаемой синусоидальным источником напряжения амплитуды U_1 , имеет место сложное поведение. При малых амплитудах ток пропорционален U_1 . При средних напряжениях возникают преимущественно четные (вторая) гармоники, включая постоянную составляющую, знак которой совпадает со знаком начального полупериода синусоидального источника. Дальнейшее увеличение амплитуды приводит к возрастанию третьей гармоники и других нечетных гармоник и возникновению со временем колебательных режимов. Рассмотрены переходные процессы в контуре с дополнительным постоянным напряжением смещения U_0 , увеличение которого приводит к снижению эффективной индуктивности.

Нелинейная индуктивность радиореактора с магнитными экранами может уменьшаться в сотни раз при увеличении постоянного тока до величин порядка 100 А, но все же в разы выше, чем без экранов. На частотах более 500 КГц она также резко уменьшается.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности (№ 3.1155.2014/К).

Список литературы

1. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивности. Л. : Энергоатомиздат, 1986. 488 с.
2. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные волны. М. : Сов. радио, 1971. 662 с.
3. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А. Электромагнетизм и электромагнитные волны. М. : Высш. шк., 1985. 504 с.
4. Давидович М. В., Козлов А. В. Интегродифференциальные уравнения магнитостатики и индуктивность при наличии электромагнитных экранов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 2. С. 46–51.
5. Бушуев Н. А., Давидович М. В., Альтишулер Е. Ю. Магнитное поле МПФС приборов О-типа : расчет на основе интегральных соотношений // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16, № 2. С. 36–44.
6. Давидович М. В., Явчуновский В. Я., Корнев И. А., Тимофеев А. И. О влиянии магнитных экранов, частоты и силы тока на индуктивность // Вопросы прикладной физики : межвуз. науч. сб. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2014. Вып. 21. С. 4–10.
7. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М. : Наука, 1983. 752 с.

ХРОНИКА

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ. К 120-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АКАДЕМИКА Н. Н. СЕМЁНОВА

ФИЗИК-ИННОВАТОР, ЗЕМЛЯК, УЧИТЕЛЬ И ДРУГ Н. Н. СЕМЁНОВА ВЛАДИМИР ИВАНОВИЧ КАРМИЛОВ

В. М. Аникин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского
E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

Освещаются страницы биографии инициатора работ по магнитобиологии и магнитотерапии в СССР в 40–50-е гг. прошлого столетия Владимира Ивановича Кармилова, учителя и друга Николая Николаевича Семёнова, академика АН СССР, лауреата Нобелевской премии по химии.

Ключевые слова: академик Н. Н. Семёнов, физик В. И. Кармилов, магнитобиология, магнитотерапия.

**Vladimir I. Karmilov, Physicist, Innovator
and Nikolai N. Semenov's Countryman, Teacher, Friend**

V. M. Anikin

The biography of Vladimir I. Karmilov, physicist, initiator of work on magnetobiology and magnetotherapy in the USSR in the 40–50s of the last century, school teacher and friend of Nikolai N. Semenov, Academician, Nobel Prize for Chemistry, is presented.

Key words: academician Nikolai N. Semenov, physicist Vladimir I. Karmilov, magnetobiology, magnetotherapy.

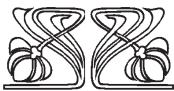
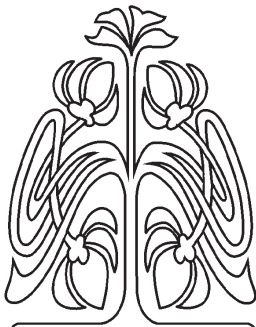
DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-1-44-54

Введение

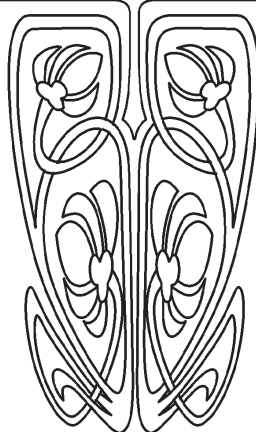
Имя Владимира Ивановича Кармилова должно быть хорошо известно специалистам в области магнитобиологии и магнитотерапии. Ведь именно с его работ в конце 40-х гг. XX в. [1] в нашей стране начался бурный всплеск интереса к магнитобиологическим проблемам и физической медицины! И еще один интересный момент его биографии, который заставляет рассказать о нем в канун 120-летия со дня рождения корифея науки, единственного отечественного нобелевского лауреата по химии, академика, крупного организатора научных исследований, создателя Института химической физики Академии наук СССР, автора теории разветвленных цепных химических реакций, участника Атомного проекта СССР, дважды Героя Социалистического Труда Николая Николаевича Семёнова: именно Кармилов укрепил юного Николая Семёнова в стремлении посвятить свою жизнь науке.

1. Учитель физики реального училища

Родившийся в городе Саратове 3(15) апреля 1896 г. будущий академик Николай Николаевич Семёнов детство и юность провел



ПРИЛОЖЕНИЯ





в Поволжье, в Саратовской губернии. Начинать он учиться в Вольском реальном училище (1906), а затем продолжил учебу в реальном училище в Самаре, в одной из «точек» служебного маршрута его отца Николая Александровича Семёнова, где тот в 1910 г. получил должность ревизора Самарского удельного округа.

Как вспоминал Николай Николаевич, он увлекся химией в пятом классе, переделал массу опытов, нередко сопровождавшихся взрывами, «читал все, что можно было достать», в том числе книги тогдашних светил химии шведа С. А. Аррениуса и голландца Я. Х. Вант Гоффа, но самостоятельно (надежды на учителей химии и физики не было никакой) «не мог переварить прочитанный материал». Семёнов писал [2]:

«Я чувствовал, что главная беда в том, что не знаю физики. Смутно сознавал я, что без нее невозможно понять химические явления. Но физику у нас преподавал учитель, которому наука была глубоко безразлична: человек болезненный и какой-то несчастный, видимо, задавленный многолетней нуждой. У него никогда не выходил ни один опыт, физику мы учили кое-как по учебнику и считали ее скучнейшим предметом».

Но в сентябре 1912 г., когда Семёнов учился в выпускном, седьмом, классе реального училища, его мнение (как и мнение его сверстников) о физике коренным образом изменилось [2]:

«И вот в один прекрасный день к нам в класс вошел новый преподаватель. Маленького роста, с круглым лицом, с голубыми мечтательными глазами. Это был наш новый учитель физики Владимир Иванович Кармилов. Он недавно окончил Казанский университет, был очень молод и скромен до застенчивости».

Надо напомнить, что дело происходило в начале века, а это было время настоящей революции в физике. Именно тогда закладывались основы великолепного здания современной физики, были открыты новые теории, которые произвели переворот в тогдашней науке».

Наш новый учитель начал свои занятия с того, что ввел нас в курс всех этих новых учений. Мы учились в седьмом классе (всего в реальном училище было семь классов). Перед нами открылся новый увлекательный мир науки, пусть туманный и малопонятный, но вызывающий горячее стремление проникнуть в него и овладеть им. Ожил для нас старый учебник физики, и предмет, считавшийся самым скучным из всех школьных предметов, сразу стал самым интересным. На его уроках всегда была полная

тишина – нет дисциплины крепче, чем та, что держится на любви и уважении».

Школьная программа стала для нас тесна. Урок не вмещал всех вопросов, которые нас интересовали. И у нас родилась мысль собираться для изучения этих вопросов вне школы. Собственно говоря, это был кружок, но мы называли его «домашний университет». Мы готовили и обсуждали различные доклады по физике, химии, астрономии, биологии. Собирались чаще всего у меня».

Конечно, душой всего этого был Владимир Иванович. Он пробудил у ребят живой и горячий интерес к науке. Я твердо решил посвятить ей свою жизнь, поступить в университет, изучить физику и математику, чтобы в дальнейшем применить их к химии. Это детское решение, принятое под влиянием Владимира Ивановича Кармилова, я осуществил».

Учась в университете (фото 1) на казенный кошт Министерства народного просвещения, Кармилов, чтобы «снимать угол», питаться и покупать книги, давал уроки математики, физики, астрономии. Это способствовало (так считала его дочь Людмила Владимировна Кармилова¹) выявлению его замечательного педагогического дара. Владимир Кармилов с отличием окончил физико-математический факультет Казанского университета в 1912 г. (фото 2) и по «распределению» для «отработки» был направлен преподавателем физики в Самарское реальное училище. Здесь и состоялась его встреча с выдающимся учеником. Сам Владимир Иванович скромно оценивал свое влияние на Семёнова (но оно, безусловно, было!), справедливо, конечно, считая, что тот был одарен мощным интеллектом и кипучей энергией от природы.

В опросном листе учеников 7-го класса Самарского реального училища Н. Семёнов значится единственным из всего выпуска, изъявившим желание поступить в Петербургский университет [4]. В 1913 г. Н. Семёнов с отличием (с занесением на золотую доску) оканчивает Самарское реальное училище. Сохранились его аттестат и свидетельство, дающие право «поступать в высшие учебные заведения с соблюдением правил, изложенных в уставах оных, по принадлежности» [4].

¹ Здесь и далее при упоминании имени Л. В. Кармиловой, дочери В. И. Кармилова, пересказываются или дословно цитируются ее воспоминания о своем отце из ее письма саратовскому журналисту и писателю Владимиру Ильичу Вардугину от 5–7 сентября 1983 г. (письмо писалось в течение трех дней).



Владимир Кармилов (второй справа) – студент университета (публикуется впервые)



Выпускник Казанского университета (1912) Владимир Кармилов [3]

Таким правилом для университетов было знание латинского языка, изучавшегося только в гимназиях. Непокоримое желание учиться в столичном университете позволило преодолеть Семёнову и этот «языковой» барьер. Кармилов помог найти ему местного знатока латыни, и сносно подготовившись в течение короткого времени, Семёнов сдал недостающий экзамен по древнему языку при 1-й Самарской мужской гимназии. В июле 1913 г. он поступил на физико-математический факультет Петербургского университета...

Когда Семёнов после первого курса (летом 1914 г.) приехал на каникулы в Самару, они с Кармиловым отправились в далекое путешествие на Алтай. Собственно, поначалу собирался ехать один Кармилов, но Николай попросился к нему в компаньоны. Родители юного студента не возражали, так как были уже достаточно хорошо знакомы с Владимиром Ивановичем, доверяли ему и отпустили сына, как выразилась Л. В. Кармилова, «на неизведанный, далекий и дикий (по тем временам) Алтай». Поездка эта оказалась для участников яркой по полученным впечатлениям,

но и опасной для жизни: им пришлось пешком без (не по их воле) потерянных лодки и ружья трое суток выбираться из тайги [3, с. 65–67]. В итоге поездки родилась совместная «охотничья» фотография Семёнова и Кармилова, сделанная в Самаре после возвращения с Алтая².

² Впервые эта фотография была опубликована в книге В. И. Вардугина «Тайна огня» [3] в 1986 г. Получил он ее в сентябре в 1983 г. от дочери В. И. Кармилова Людмилы Владимировны Кармиловой с указанием даты – 1914 г. В 1993 г. была издана книга «Воспоминания об академике Николае Николаевиче Семёнове» [5], где также помещена эта фотография. В создании книги воспоминаний приняли участие 33 автора, хорошо знавшие Николая Николаевича. Однако открывается она общей биографией Н. Н. Семёнова, составленной ... английским профессором Ф. С. Дэйнтоном (Frederick Sydney Dainton, 1914–1997). Три года назад перед этим она была опубликована в мемориальном издании Лондонского королевского общества, членом которого Н. Н. Семёнов состоял с 1958 г. (см. : *Dainton F. S. Nikolai Nikolaevich Semenov* (16 April 1896 – 25 Sept. 1986) // *Biographical memoirs of Fellows of the Royal Society*. London, 1990. Vol. 36. P. 527–545 (URL : <http://rsbm.royalsocietypublishing.org/content/roybiogmem/36/526>).

Забавно, но уже в дате рождения Николая Николаевича в материале Дэйнтон допущена неточность (см. приведенное выше английское название публикации): будучи специалистом своей области (он, в частности, является автором книги «Chain Reactions: An Introduction» – 22 из-



В. И. Кармилов (справа) и Н. Н. Семёнов. Самара, 1914 г. [3, 5]

2. «Малая Родина» Кармилова

Владимир Иванович Кармилов родился в конце 1889 г. в одной из слобод Аткарского уезда Саратовской губернии в семье сельского учителя, впоследствии священнослужителя и преподавателя церковно-приходских школ Ивана Ивановича (Иоанна Иоанновича) Кармилова³. На исходе 30-х гг. прошлого столетия Иван Иванович оставил семейные воспоминания, в которых описаны некоторые наиболее яркие для него события личной жизни. Выписаны воспоминания с удивительной подробностью, что имеет большую ценность для сохранения исторической и фамильной памяти, помогает уловить ушедший навсегда колорит той эпохи. С разрешения родственников В. И. Кармилова ниже приводится отрывок из этих воспоминаний, в котором естественным образом сочетаются рассказы и о личной жизни, и о деятельности автора воспоминаний на ниве просвещения:

дания за 1956–1966 гг.!) лорд Дэйнтон, видимо, не предполагал, что и даты в России «не измеряются общим аршином». И дата «1912» для «охотничьего» фото, полученного от академика В. И. Гольданского, у Дэйнтона тоже указана некорректно. Но описана фотография красочно: «Николай рано заинтересовался химией и физикой и подружился с учителем физики Владимиром Ивановичем Кармиловым, который явно повлиял на выбор его жизненного пути. На фотографии, сделанной в то время (Семёнову 16 лет), запечатлены Николай с Кармиловым, одетые по-охотничьи и позирующие на фоне нарисованного зимнего леса: Семёнов – полулежа, Кармилов – сидя. Позы и выражения лиц (особую значительность придают ружья 12-го калибра) выдают отношения товарищества и обоюдную любовь к охоте» [5, с. 9].

³ Его отцом был священник Иоанн Васильевич Кармилов.

«В 1882 году, в январе месяце, я перешел на службу учителя в слободу Терновую⁴. А в 1883 году я вступил в брак с Марией Афанасьевной, дочерью Афанасия Александровича Тифлова. Венчались мы в мае месяце в церкви слободы Терновой. Брак совершал Иван Ксенофонович Макаровский, священник слободы Бабинкиной. На свадебном пиру были с моей стороны – дорогая моя матушка Анна Максимовна, родная сестра Александра Ивановна и двоюродная сестра Мария Андреевна со своим мужем Иваном Ксенофоновичем Макаровским. Со стороны дорогой Марии Афанасьевны были на брачном пиру брат Кирилл Афанасьевич с семьей, брат Василий, брат Иван, сестра Евдокия с мужем и другие. Народу было много, и пировали весело и шумно. На четвертый день после брака проводили домой мою дорогую мамашу и сестру Александру. Вскоре и остальные родственники разъехались по домам. Осталось нас пятеро: теща, тесть, их сын Василий, занимавший должность волостного писаря в слободы Терновой, я и моя дорогая Мария Афанасьевна. Мы с Марией Афанасьевной жили в квартире при школе, жили отдельно от тестя и тещи, но столоваться ходили к ним.

Спустя неделю после брака меня с учениками школы вызвали в слободу Елань на экзамен. Было вызвано несколько школ. Ученики моей школы по всем предметам сдали экзамен на отлично. Они были очень способные, хорошо подготовлен-

⁴ Терновская слобода входила в Аткарский уезд Саратовской губернии. Все в дальнейшем называемые поселения, в том числе с. Бабинкино, также принадлежали этому уезду.



ные, почему и письменную работу написали без ошибок, и каждый ученик моей школы получил свидетельство об окончании школы и похвальный лист. Председатель экзаменационной комиссии Сергей Алексеевич Садовников выразил мне глубокую благодарность за отличные успехи моих учеников.

На экзамене в качестве члена экзаменационной комиссии был протоиерей Казанской церкви с. Елани Петр Иванович Кириков. До поступления в духовное училище он был помощником смотрителя Саратовского духовного училища, в котором я при нем учился. Он меня узнал и очень вежливо со мной раскланялся, с ним мы долго беседовали, вспоминая школу и наши детские школьные шалости».

После Терновой Иван Иванович Кармилов учительствовал в слободе Александровке, селе Журавке, слободе Баланде. Как он писал, «... школа в Баланде была в одном здании с волостным правлением, при школе была квартира для учителя. Квартира была небольшая: одна комната и рядом с ней кухня. Квартира была очень холодная, и мамаша с ребятками⁵ ютилась на печи, а я целый день занимался в школе».

Именно в Баланде⁶ у Кармиловых родился сын Владимир. Затем Иван Иванович «ушел в духовное звание», и дальнейшие годы его жизни связаны с Хвалынским и Кузнецкими уездами и городом Аткарском (с 1915 г.) Саратовской губернии⁷.

3. Педагог, методист и популяризатор науки

Первая мировая война, Октябрьская революция и Гражданская война внесли свои «коррективы» в «жизненные траектории» многих наших соотечественников. Не стал исключением

⁵ Имеются в виду старшие дети – сын, будущий выпускник медицинского факультета Казанского университета [3, с. 65], и дочь. Всего в семье Кармиловых родилось 10 детей.

⁶ Ныне г. Калининск Саратовской области (поселок в 1919 г. в рамках проводившейся кампании «продразверстки» однажды посетил М. И. Калинин).

⁷ В Хвалынском уезде в 1894 г. у И. И. Кармилова родился сын Сергей, а потом, в с. Новокрещеном Кузнецкого уезда, родились дочери Таисия, Зинаида, Нина, Антонина, Валентина и сын Борис (скончался во младенчестве). Все дети получили нужное образование. Сергей и три сестры стали учителями, а старший сын и еще одна дочь – медиками. Жизнь рассеяла их довольно широко по стране. Но, как отмечала Л. В. Кармилова, «живя в разных городах, братья и сестры заботились друг о друге и помогали друг другу в самых сложных житейских ситуациях». Итогом же службы И. И. Кармилова стало звание протоиерея и орден св. Анны третьей степени, имевшего девиз «Любящим правду, благочестие и верность».

и Владимир Иванович Кармилов. В 1914 г. он ушел на фронт в статусе вольноопределяющегося⁸. В материале об истории Пермского университета [6], написанного с использованием данных личного дела В. И. Кармилова, говорится, что он «до 1918 г. преподавал в Самарском реальном училище. С 1918 г. – в Новониколаевском (Новосибирском) институте народного образования». Да, в списке работ, составленном самим Владимиром Ивановичем, имеется датированная 1923 годом 16-страничная брошюра «Краткое природообозрение Ново-Николаевской губернии», написанная «по персональному заданию Губисполкома»⁹.

Любопытно, но сибирский период жизни пережил и Н. Н. Семёнов, который после окончания с отличием Петербургского университета в марте 1917 г. около двух лет, в 1918–1920 гг., проработал в Томском технологическом институте и Томском университете.

В 1923 г. В. И. Кармилов с семьей обосновался в Перми, начал работать преподавателем – сначала на рабфаке, а с 1930 г. – в педагогическом институте (первоначально это был педагогический факультет Пермского университета) [6]. Он был председателем физико-математической предметной комиссии рабфака, председателем бюро заочного обучения при Пермском рабфаке (число заочников доходило до 300 человек, среди них преимущественно были партийные работники)¹⁰.

В 1933–1934 гг. Кармилов работал деканом физико-математического факультета Пермского государственного университета, причем назначен он был на этот пост сразу же после восстановления в университетах факультетской системы [6].

Владимир Иванович Кармилов все годы оставался неутомимым пропагандистом научных знаний. В списке его печатных работ мы находим хранящиеся в библиотеках страны научно-популярные труды, написанные с интервалом в 30 лет: «Значение математики в познании мира и новые области ее приложения. Возможность предсказания войн» (Самара: Типография А. Козлова, 1915. 55 с.) и «О небесных светилах» (Молотовгиз, тип. № 8 треста «Полиграфкнига», 1945, 78 с., с библиографией

⁸ Данные Л. В. Кармиловой.

⁹ Так отмечено в списке работ В. И. Кармилова.

¹⁰ Детализация должностных обязанностей В. И. Кармилова приведена в списке его научно-методических работ.



В. И. Кармилов (в центре) со своими учениками-студентами (публикуется впервые)

«Научно-популярные книги и брошюры для первоначального ознакомления с вопросами астрономии»¹¹.

Методике преподавания физики посвящена брошюра «Сборник упражнений по физике и механике применительно к программе рабочих факультетов, техникумов и школ II ступени». Ч. 1, 2 (Пермкнига, 1925–1927; в соавторстве с В. А. Глинковым и В. А. Кинтцелем). Статью В. И. Кармилова «Тест действия при учете знаний по физике», опубликованную в центральном журнале «Физика, химия, математика, техника в советской школе» (№ 4 за 1932 г.), положительно оценил известный физик-методист Петр Алексеевич Знаменский. Ряд статей В. И. Кармилова по методике преподавания физики был напечатан как в Москве¹², так и в местных изданиях Новосибирска, Свердловска, Перми. Приступал

¹¹ В № 85 от 17 июля 1951 г. газеты «Большевистская схема» Молотовского областного и городского комитетов ВЛКСМ (читательская аудитория от 14 до 28 лет) В. И. Кармилов как член Всесоюзного общества по распространению политических и научных знаний подробно ответил на вопрос студентки Чердынского педагогического училища, «есть ли жизнь на других планетах». Рассказ завершился оптимистической фразой: «Непознанные вещи будут раскрыты и познаны силами науки и практики».

¹² «Активизация методов преподавания и учет работы в высшей школе», журнал «Научный работник», № 8–9 за 1930 г.; «Электрифицированные схемы машин, физических приборов и установок в преподавании физики», журнал «Математика и физика в школе», № 1 за 1936 г.; «Вещественные задачи (задачи на приборах) для 8, 9 и 10 классов средней школы», журнал «Физика в школе», № 4 за 1946 г.

Владимир Иванович и к написанию учебника «Курс физики для медиков» (около 500 с.).

О стиле Кармилова как воспитателя и педагога его дочь Людмила Владимировна Кармилова рассказывала так (1983):

«Отец мой был человек очень мягкий, крайне деликатный и очень добрый. В общении со мной и братом он был очень заботлив, направлял наши занятия, чтение, причем он никогда не подавлял нас своим авторитетом, никогда в отношении к детям не было ничего похожего на назидания и поучения.»

Думаю, что так же было и со студентами. Он умел просто и очень увлекательно объяснять самые сложные вещи любой аудитории, так как очень чувствовал аудиторию – ее уровень, настроение и еще потому, что все, о чем он говорил, было «пропущено через нутро». К любой лекции он всегда готовился, дополняя каждый раз ее новыми данными. Он знал и любил литературу, искусство, очень интересовался биологией, а астрономия со студенческих времен осталась его всегдашней любовью. С 1927 года он был членом Общества любителей мироведения, был создателем Всесоюзного астрономо-геодезического общества в Перми, много энергии и сил вложил в организацию в городе места для астрономических наблюдений.»

Речь отца была одновременно простой и очень образной, рассказывал он увлеченно, с огромной верой в науку. Вспоминаю, что после



одной из лекций, в которой речь шла о Вселенной, возможности межпланетных полетов, работах Циолковского, я спросила его (это было в середине 30-х годов), неужели он верит в то, человек когда-то достигнет, скажем, Луны. Он отвечал (очень убежденно!), что он, конечно, до этого не доживет, но уверен, что мы (дети) будем свидетелями таких полетов. Мне тогда казалось, что папа слишком романтик и идеалист!

Мне кажется, что не только с реалистами, но и со студентами университета, пединститута, рабфака он всегда держал себя как старший товарищ. Многие приходили к нам домой – советоваться по учебным, научным, житейским вопросам. Думаю, что, наверное, для многих он был не только педагогом-предметником, но и учителем Жизни, хотя он всегда держался очень скромно и не считал себя каким-то особенным человеком.

Своеобразный «артефакт»: членский билет Российского общества любителей мироведения (РОЛМ), полученный Кармиловым, говорит не только о том, что он входил в сообщество людей разных профессий, интересовавшихся естественно-научными вопросами, но и о том, что он не терял связи со своим бывшим учеником Н. Семёновым (общество с 1909 г. функционировало на территории «северной столицы», имея в составе почетных членов и в других городах, например К. Э. Циолковского)¹³.

4. У истоков практической магнитотерапии

С 1938 г. основным местом работы Владимира Ивановича стал Пермский (Молотовский) медицинский институт. С 25 июля 1938 года вплоть до своей смерти 18 октября 1954 г. (последний год жизни он тяжело болел) В. И. Кармилов заведовал кафедрой физики (много лет спустя она стала именоваться кафедрой медицинской и биологической физики)¹⁴.

В Пермском медицинском институте развернулась активная научная и изобретательско-конструкторская деятельность Владимира Ивановича Кармилова в области магнитологии и магнитотерапии. Ее результаты были систематизированы в книге [1]. В. И. Кармилов написал для этого сборника цитируемые до настоящего времени статьи «К истории вопроса о биологическом и лечебном действии магнитного поля», «Аппаратура, методика лечебного применения и дозировка магнитного поля», «Электромагнитный вибратор». Уже сами названия статей говорят о том, что в книге представлена целостная, логически выстроенная работа: обоснована ее актуальность, проанализировано состояние проблемы, выверены оптимальные характеристики магнитного поля, дано конструкторское решение магнитотерапевтического устройства.



Членский билет общества любителей естественных и физико-математических знаний, мироведения (астрономии и геофизики)

¹³ В начале 1930-х гг. общество было закрыто, некоторые его члены репрессированы. Поводом послужила критика власти в дневнике ученого секретаря РОЛМ В. А. Казицина.

¹⁴ Данные приводятся на основании трудовой книжки В. И. Кармилова в Пермском медицинском институте.



И снова дадим слово Л. В. Кармиловой:

«Думаю, что, кроме человеческих качеств, людей к отцу привлекала еще его увлеченность наукой. Он много занимался, одним из первых в Союзе, магнитобиологией и магнитотерапией; первые приборы делал своими руками и с помощью механика его кафедры, все это было при нищенском оснащении периферийных вузов приборами, даже самыми элементарными. В то время мало кто верил в существование таких эффектов, и только с 60-х годов, в связи с развитием космонавтики, космической медицины и т.д. такие исследования стали вестись широко».

Имея довоенный опыт создания медицинских электромагнитов, Кармилов в годы войны нашел им применение в пермских госпиталях. (Кстати, в годы Великой Отечественной войны семья Николая Николаевича Семёнова жила у Кармиловых в Перми [5, с. 208].) После войны Кармилов продолжил работу в области магнитотерапии с участницей войны, хирургом Александрой Александровной Тюряевой, возглавившей в 1954 г. физиотерапевтическое отделение Пермской железнодорожной больницы, где она начала широко использовать методы магнитотерапии. Эта работа привела, в частности (к сожалению, уже после смерти Владимира Ивановича), к созданию запатентованных магнитотерапевтических устройств по воздействию магнитным полем на биологически активные точки человеческого тела.

А вот «прямая речь» – общение В. И. Кармилова к выпускникам медицинского института с призывом использовать при проведении физиотерапевтических процедур и электромагнитные вибраторы¹⁵:

«Дорогие товарищи, молодые врачи!

Каждый новый выпуск врачей является праздником для нас, работников института, работающих как на клинических, так и на теоретических кафедрах.

Пять лет прошло с тех пор, как вы изучали физику. За это время вы многое узнали о человеческом организме, убедились, что в нем происходят механические, тепловые, электромагнитные процессы. Вы наблюдали, с каким превосходным лечебным эффектом можно влиять на организм физическими факторами. <...>

Не забывайте о возможности осуществлять вибрации при помощи простейшего электромагнитного вибратора, который был продемонстрирован на занятиях по физике. Эти

вибраторы имеются в больницах области, имеются и в облздравотделе, откуда их можно получить. <...>

Кафедры физики, физиологии, терапии обеспечат вас технической консультацией, консультацией по вопросам физиологического и специально-лечебного характера.

Вы молоды и полны энергии. Вам нельзя отрываться от научной жизни института. Мы ждем Ваших запросов, писем, личных посещений. Вы теперь не студенты, а наши товарищи по научной и практической работе. Давайте же вести эту работу вместе, в едином коллективе».

3 декабря 1949 г. В. И. Кармилов в Alma Mater на Ученом совете Казанского государственного университета защитил 145-страничную диссертацию «К вопросу определения напряженности поля ультравысокой частоты плоского конденсатора» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук¹⁶. Эта защита стала формальным актом, подтверждающим признанную высокую квалификацию Кармилова-исследователя.

В наши дни использованием физических (в том числе магнитных) полей в медицине уже никого не удивишь, при этом магнитотерапия уверенно занимает одно из ведущих мест в комплексе физиотерапевтических процедур, успешно заменяя при этом в ряде случаев как химиотерапию, так и другие виды физиотерапевтических средств (ультразвук, УВЧ, электротерапию). Мы не будем здесь говорить о биофизических свойствах магнитных полей и особенностях их воздействия на организм человека. Отметим только, что эти свойства позволяют постоянно расширять методы и «фронт» применения магнитотерапии¹⁷.

Пионерский вклад В. И. Кармилова в области магнитобиологии и магнитотерапии подтверждается и независимыми экспертами. Например, доктор биологических наук, профессор, заведующий лабораторией электромагнитной нейрофизиологии Института высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН Ю. А. Холодов

¹⁶ Тема диссертации и дата ее защиты установлена по списку трудов В. И. Кармилова.

¹⁷ Области применения магнитотерапии в медицине являются физиотерапия, хирургия, травматология, ортопедия, урология, гинекология, терапия, кардиология, педиатрия, неврология, гастроэнтерология, офтальмология, эндокринология, пульмонология, диагностика, рефлексотерапия, реабилитация, косметология... Как считают медики, применение магнитотерапии выражается в ускоренном заживлении ран, более быстром восстановлении переломов, лечении болезней мозга, кожи, нарушении кровообращения, усилении действия лекарственных препаратов и во многом другом.

¹⁵ Газета «Медик Урала». 1953. 2 июля. № 22.



(1931–2002) в книге «Мозг в электромагнитных полях» [7, с. 8] в контексте научного обзора писал:

«Продолжая «магнитную» линию рассказа, я должен переместиться на полвека вперед, к 1948 г., когда в Перми был опубликован сборник «Биологическое и лечебное действие магнитного поля и строго-периодической вибрации» под редакцией физика В. И. Кармилова, физиолога М. Р. Могендовича и клинициста А. В. Селезнева. Через год в СССР была защищена первая кандидатская диссертация по магнитобиологии Р. Г. Скачедуб, посвященная влиянию магнитного поля на проницаемость мышечной ткани. <...> Через два года после этого в Перми появилась вторая кандидатская диссертация по магнитобиологии. О. С. Шерстнева назвала ее «Об изменениях фагоцитоза под влиянием магнитного поля, электронаркоза и химического наркоза». <...>

Пермский период (правильнее выразиться – «первый этап пермского периода». – Авт.¹⁸) в развитии магнитобиологии закончился в начале 50-х годов из-за смерти инициатора этих исследований В. И. Кармилова. Остались от этого периода две диссертации, сборник и несколько статей. Прошло еще 8 лет, прежде чем в МГУ была защищена диссертация автором этих строк. Она была третьей кандидатской диссертацией по магнитобиологии в СССР и имела название “К физиологическому анализу действия магнитных полей на животных”».

Аналогичную точку зрения на приоритетность исследований В. И. Кармилова высказывал и доктор медицинских наук, профессор, заведующий кафедрой оперативной хирургии и топографической анатомии Витебского медицинского института А. М. Демецкий (1921–2002), который в 1983 г. возглавил Проблемную комиссию Министерства здравоохранения СССР «Магнитобиология и магнитотерапия в медицине»¹⁹. Он отмечал, что в начале XX века применение магнитного поля в физиотерапии было вытеснено более мощными средствами электротерапии, и «лишь в 40-х годах специалисты вновь вернулись

¹⁸ Дискуссия по проблемам магнитобиологии, материалы которой были опубликованы в журнале «Наука и жизнь» в № 7 за 1961 год, проходила с участием пермских медиков.

¹⁹ Задачами комиссии ставились: координация деятельности 67 научных центров страны в познании механизмов лечебного действия магнитных полей в зависимости от формы, стадии и тяжести патологических процессов в организме человека, разработка научно обоснованных рекомендаций по использованию магнитных полей для профилактики, диагностики и лечения. См.: URL: http://www.surgery.by/pdf/full_text/2011_6_23_ft.pdf

к магнитолечению <...> благодаря работам сотрудников Пермского медицинского института В. Кармилова, М. Могендовича и других, успешно применявших магниты для лечения ряда кожных заболеваний, заживления ран, ликвидаций последствий травм и т.п.»²⁰.

Повторно вернувшийся в 1975 году к проблемам магнитотерапии, журнал «Наука и жизнь» назвал В. И. Кармилова «пропагандистом нового метода лечения»²¹.

Сегодня число работ по магнитобиологии и магнитотерапии исчисляется тысячами, разрабатываются и совершенствуются методики, делаются изобретения в этой области, созданы десятки соответствующих лечебных приборов и устройств. Продолжают защищаться кандидатские и докторские диссертации по этим проблемам. И нередко при актуализации темы диссертации упоминается имя Владимира Ивановича Кармилова, российского физика, одним из первых в мире предложившего техническое исполнение медицинского электромагнита.

В конце 40-х гг. прошлого века понятия «инновация» и «инноватор» в русском языке особенно не эксплуатировались. Но главные компоненты определения человека, занимающегося инновационной деятельностью, вполне соответствуют тому, чем был увлечен и чего добился В. И. Кармилов: ему принадлежит ряд идей и изобретений, которые он находил перспективными для широкого использования в медицине и с которых, собственно, на новом уровне начался «магнитотерапевтический бум» в нашей стране. Единственное сомнение вызывает вопрос, получал ли Владимир Иванович вознаграждение за свои труды? В его документах хранится бюрократическая отписка из Министерства социального обеспечения РСФСР, касающаяся его пенсии:

«Пенсия гр. Кармилову В. И. как работнику науки (семье работника науки) с 1 января 1950 г. не может выплачиваться, так как он не имеет 25-летнего стажа работы в ВУЗах.

Пенсию гр. Кармилову В. И. надлежит выплачивать по государственному социальному страхованию не менее 250 рублей в месяц, т.е. той суммы [пенсии], которую он получал ранее»²².

Заметим, что трудовой стаж В. И. Кармилова согласно его трудовой книжке составлял: работа

²⁰ Советская культура. 1984. 24 марта. № 36 (5824).

²¹ Мирлис А. Магнит врачующий // Наука и жизнь. 1975. № 3. С. 65–68.

²² Бланк отказа напечатан в 5000 (!) экз. Слова «с 1 января 1950 г.» включены в бланк.



по найму до поступления в Молотовский медицинский институт – 22 года и 1 месяц, служба в Красной армии – 1 год; работа в медицинском институте до «исключения из списка работников по случаю смерти» 19 октября 1954 г. – 16 лет 3 месяца. Итого – 49 лет и 4 месяца.



В. И. Кармилов в годы работы в Пермском университете [6]

Заключение

Возвращаясь к приведенным воспоминаниям Н. Н. Семёнова о годах своей учебы в реальном училище, стоит обратить внимание на то, что его очерк о В. И. Кармилове был впервые опубликован под рубрикой «Рассказы о школьном учителе» в 1948 г. в газете «Пионерская правда» [8], читательской аудиторией которой, как известно, были школьники младших и средних классов советских школ.

Чем ценна эта заметка? Во все времена главная задача, которую должен решать каждый педагог, – это вызвать интерес к своему предмету, будь то в средней школе или университете. Интерес становится главной мотивацией и движущей силой для самообразования и интеллектуального развития личности. И, по существу, заметка Н. Н. Семёнова была адресована не только (а, может быть, и сколько) школьникам, а школьным учителям как сигнал–побудитель творческого отношения к педагогическому труду. Вольно или невольно, прием, который использовал Николай Николаевич при написании заметки, является репликацией (воспроизведе-

нием на новом уровне) его личного опыта и впечатлений, сформированных преподавателем В. И. Кармиловым.

Сегодня, в условиях явного «охлаждения» молодежи к точным и физико-техническим наукам, подобные обращения к школьной (и не только к школьной) аудитории приобретают исключительную важность. В этом контексте рассказ Семёнова о Кармилове становится «хрестоматийным», представляя образы (и образцы!) прирожденного и эрудированного учителя и сверхталантливого и одержимого наукой ученика.

Свои воспоминания о Кармилове-учителе Н. Н. Семёнов закончил словами: «Мы остались с ним друзьями на всю жизнь». Он, как мог, помогал Владимиру Ивановичу в его работе и всегда находил время для встречи с ним, когда тот по делам приезжал в Ленинград, а потом и в Москву. «Отец, – писала Л. В. Кармилова, – поддерживал постоянный контакт с Николаем Николаевичем до конца своей жизни. Отношения их были теплыми и дружественными. Папа относился к Николаю Николаевичу с огромной любовью, всегда восхищался им как ученым, человеком, другом».

Добавим также, что талант, увлеченность наукой и личный пример самого Владимира Ивановича Кармилова не могли не сказаться на выборе жизненного пути и его собственными детьми – дочерью Людмилой и сыном Борисом. Оба они поступили в институты физического профиля. С началом Великой Отечественной войны Борис ушел на фронт и вскоре погиб. А Людмила Владимировна Кармилова (1920–1995), кандидат химических наук, около 50 лет проработала в области физико-химии полимеров в созданном Н. Н. Семёновым Институте химической физики Академии наук. Список ее научных работ очень весом, он включает и совместные публикации с Н. Н. Семёновым.

Ее сын Андрей Юрьевич Кармилов (1950–2010), окончив в 1973 г. Московский физико-технический институт и защитив в 1979 г. диссертацию, работал в научной группе академика А. Л. Бучаченко, преемника Н. Н. Семёнова на должности заведующего кафедрой химической кинетики химического факультета Московского университета. Затем он вел научную работу в Институте химической физики и Институте синтетических полимерных материалов Академии наук СССР (РАН).



Илья Андреевич Кармилов (р. 1975), внук Людмилы Владимировны и правнук Владимира Ивановича Кармиловых, будучи студентом МФТИ работал в Институте химической физики им. Н. Н. Семёнова, где в 2002 г. защитил диссертацию как аспирант МФТИ. У него два сына, Кирилл (р. 2005) и Александр (р. 2013), которые могут гордиться уникальной и славной историей своей семьи и, будем надеяться, смогут продолжить ее.

Автор благодарит Илью Андреевича Кармилова и Владимира Ильича Вардугина за предоставленные документальные материалы.

Список литературы

1. Биологическое и лечебное действие магнитного поля и строго-периодической вибрации (экспериментальные и клинические материалы) : сб. статей / под ред. доц. В. И. Кармилова, проф. М. Р. Могендовича и проф. А. В. Селезнева. Молотов : Молотовгиз, 1948.
2. Семёнов Н. Н. Избранные труды : в 4 т. / отв. ред. А. Е. Шилов, Г. Б. Сергеев. Т. 4. О времени и о себе. М. : Наука, 2006. С. 533, 534.
3. Вардугин В. И. Тайна огня : [Повесть о Н. Н. Семёнове]. Саратов : Приволж. кн. изд-во, 1986.
4. Максакова О. С. «Я не мыслю другой жизни, как жизнь вместе с наукой». URL: <http://rgantd-samara.ru/activity/articles/6777/> (дата обращения: 30.12.2015).
5. Воспоминания об академике Николае Николаевиче Семёнове / отв. ред. А. Е. Шилов. М. : Наука, 1993. (Сер. Ученые России. Очерки, воспоминания, материалы).
6. Сорокин М. П. Физический факультет Пермского государственного университета (история становления и развития). URL: <http://www.psu.ru/files/docs/ob-universitete/smi/knigi-ob-universitete/sorokin2006.pdf> (дата обращения: 30.12.2015).
7. Холодов Ю. А. Мозг в электромагнитных полях. М. : Наука, 1982.
8. Семёнов Н. Н. Наши первые друзья. Вспоминая школьные годы // Пионерская правда. № 22. 1948. 16 марта.

ВСЕРОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА-СЕМИНАР «ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО, ТЕРАГЕРЦОВОГО И ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРАМИ, МЕТАМАТЕРИАЛАМИ И БИООБЪЕКТАМИ»



На базе Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского проводится ежегодная Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». В 2014 г. она была посвящена 100-летию со дня рождения первой заведующей кафедрой физики твердого тела Саратовского университета, заслуженного деятеля науки РСФСР, профессора, доктора физико-математических наук Зинаиды Ивановны Кирьяшкиной, а в 2015 г. – 70-летию Победы в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.



Участники школы-семинара

В трудах школы-семинара представлены результаты перспективных исследований по тематике конференции, приведены и проде-



Лекцию участникам школы-семинара читает профессор Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова Ю. А. Пирогов



Профессор Ал. В. Скрипаль демонстрирует участникам школы-семинара новейшее оборудование

монстрированы образцы новейших приборов и устройств. Особенностью школы является участие в ней руководителей предприятий и главных конструкторов, разрабатывающих приборы по тематике школы-семинара. В 2014 г. 191 участником было представлено 80 докладов из 15 городов России и зарубежья, а в 2015 г. 241 участником – 80 докладов из 21 города России и зарубежья.

Известные специалисты в области полупроводниковой, СВЧ-, микро-, нано- и оптоэлектроники читали лекции для молодых уче-

ных, аспирантов и студентов по современным проблемам взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниковыми микро-, наноструктурами, метаматериалами и биообъектами и применению соответствующих физических эффектов в современной полупроводниковой микро- и наноэлектронике, в системах радиолокации, медицинской технике и устройствах неразрушающего контроля.

*Д. А. Усанов,
Ал. В. Скрипаль,
Ан. В. Скрипаль*



ВСЕРОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ ШКОЛА-СЕМИНАР
«ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО, ТЕРАГЕРЦОВОГО
И ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ
МИКРО- И НАНОСТРУКТУРАМИ, МЕТАМАТЕРИАЛАМИ И БИООБЪЕКТАМИ»,
посвященная 80-летию образования Саратовской области

Уважаемые коллеги!

Приглашаем вас принять участие во Всероссийской научной школе-семинаре «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», которая будет проходить с 19 по 20 мая 2016 г. на базе Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского» (<http://www.metananobio.ru>).

Организаторы мероприятия:

Министерство промышленности и энергетики Саратовской области,
Министерство образования Саратовской области,
ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н. Г. Чернышевского».

Наименования тематических секций:

Полупроводниковая микро- и наноэлектроника.
Фотонные кристаллы и метаматериалы.
Медико-биологические системы и технологии.
Твердотельная СВЧ-электроника.
Терагерцовые технологии.

Для участия в работе конференции необходимо зарегистрировать доклад на сайте конференции, пройдя по ссылке Online регистрация доклада (<http://www.metananobio.ru/reguser.php>).

Председатель оргкомитета –
заведующий кафедрой физики твердого тела
Саратовского университета
доктор физико-математических наук, профессор
Усанов Дмитрий Александрович.
Телефон для справок: (8452) 511430.
E-mail: usanovda@info.sgu.ru



СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Аникин Валерий Михайлович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), физический факультет, профессор, декан; базовая кафедра компьютерной физики и метаматериалов физического факультета СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, зав. кафедрой. E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

Бабков Лев Михайлович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет, кафедра теоретической физики, заведующий кафедрой, профессор. E-mail: babkov@sgu.ru

Боровкова Екатерина Игоревна – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ); базовая кафедра динамического моделирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, ассистент. E-mail: rubanei@mail.ru

Вениг Сергей Борисович – Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, декан, профессор. E-mail: sergey.venig@gmail.com

Волкова Надежда Владимировна – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, студент. E-mail: nadyavolkova@bk.ru

Герман Сергей Викторович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Образовательно-научный институт наноструктур и биосистем, лаборатория «Дистанционно управляемые системы для тераностики», младший научный сотрудник. E-mail: german0709@rambler.ru

Давидович Михаил Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет, кафедра радиотехники и электродинамики, профессор. E-mail: DavidovichMV@info.sgu.ru.

Дмитриев Вадим Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет, кафедра теоретической физики, доцент. E-mail: dmitrievv@gmail.com

Ишбулатов Юрий Михайлович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), базовая кафедра динамического мо-

делирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, инженер. E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Караваяев Анатолий Сергеевич – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ); базовая кафедра динамического моделирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, доцент; Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, старший научный сотрудник. E-mail: karavaevas@gmail.com

Киселев Антон Робертович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ); базовая кафедра динамического моделирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, профессор; Саратовский государственный медицинский университет имени В. И. Разумовского, НИИ кардиологии, отдел продвижения новых кардиологических информационных технологий, ведущий научный сотрудник; Научный центр сердечно-сосудистой хирургии имени А. Н. Бакулева, отделение хирургического лечения интерактивной патологии, научный сотрудник. E-mail: antonkis@list.ru

Корнев Игорь Александрович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра физики полупроводников, аспирант. E-mail: sennsey51@gmail.com.

Косицын Николай Васильевич – ООО «Корпорация «Спектр-Акустика» (Саратов), ведущий инженер-программист. E-mail: nikkosizin@yandex.ru

Кульминский Данил Дмитриевич – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ); базовая кафедра динамического моделирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, инженер; Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, младший научный сотрудник. E-mail: kulminskydd@gmail.com

Маркин Алексей Викторович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Образовательно-научный институт наноструктур и биосистем, Департамент нанотехнологий, Отдел наномеханики, инженер. E-mail: av_markin@mail.ru



Маханьков Алексей Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Вычислительный центр, программист. E-mail: next642009@yandex.ru

Митин Дмитрий Михайлович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра материаловедения, технологии и управления качеством, аспирант. E-mail: mitindm@mail.ru

Панферов Анатолий Дмитриевич – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, ПРЦНИТ, зам. начальника. E-mail: panferovad@info.sgu.ru

Петров Арсений Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра физики полупроводников, аспирант; ООО «Корпорация «СпектрАкустика» (Саратов), инженер. E-mail: arsenypetrov@gmail.com

Петров Владимир Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), физический факультет, базовая кафедра компьютерной физики и метаматериалов физического факультета СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, профессор; ООО «Корпорация «СпектрАкустика» (Саратов), генеральный директор. E-mail: petrovvv@sgu.ru

Пономаренко Владимир Иванович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ); базовая кафедра динамического моделирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, профессор; Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, ведущий научный сотрудник. E-mail: ponomarenkovi@gmail.com

Прохоров Михаил Дмитриевич – Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, заведующий лабораторией. E-mail: mdprokhorov@yandex.ru

Пулин Виктор Федотович – Саратовский государственный аграрный университет имени Н. И. Вавилова, факультет инженерии и природообустройства, кафедра инженерной физики, электрооборудования и электротехнологии, доцент. E-mail: oleg0571@mail.ru

Сердобинцев Алексей Александрович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Образовательно-научный институт наноструктур и биосистем, лаборатория «Материалы специального назначения», ведущий научный сотрудник. E-mail: alexas80@bk.ru

Скрипаль Александр Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра физики твердого тела, профессор. E-mail: skripala_v@info.sgu.ru

Скрипаль Анатолий Владимирович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра медицинской физики, зав. кафедрой, профессор. E-mail: skripalav@info.sgu.ru

Смолянский Станислав Александрович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет, кафедра теоретической физики, профессор. E-mail: sasmolyansky@gmail.com

Тимофеев Антон Игоревич – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет, кафедра прикладной физики, аспирант. E-mail: vsh@enta.su.

Усанов Дмитрий Александрович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра физики твердого тела, зав. кафедрой, профессор. E-mail: usanovda@info.sgu.ru

Хорев Владимир Сергеевич – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ); базовая кафедра динамического моделирования и биомедицинской инженерии факультета нано- и биомедицинских технологий СГУ в Саратовском филиале Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, ассистент. E-mail: zergs@inbox.ru

Элькин Михаил Давыдович – Энгельсский технологический институт (филиал) Саратовского государственного технического университета имени Гагарина Ю. А., кафедра технической физики и информационных технологий, профессор. E-mail: elkinmd@mail.ru

Элькин Павел Михайлович – Энгельсский технологический институт (филиал) Саратовского государственного технического университета имени Гагарина Ю. А., кафедра технической физики и информационных технологий, доцент. E-mail: pashaelkin@yandex.ru

Явчуновский Виктор Яковлевич – ООО НПФ «Этна» (Саратов), директор. E-mail: vvy@enta.su.

Яхиббаев Равиль Маратович – Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет, кафедра теоретической физики, студент. E-mail: ravmarat@gmail.com



INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Anikin Valeriy Mihaylovich – Saratov State University (SSU), Physical Faculty, Professor, Dean; Base Department of Computational Physics and Metamaterials of Physical Faculty at Saratov Branch of Institute of Radioengineering of RAS, Head. E-mail: AnikinVM@info.gu.ru

Babkov Lev Mikhailovich – Saratov State University, Physical Faculty, Department of Theoretical Physics, Head, Professor. E-mail: babkov@sgu.ru

Borovkova Ekaterina Igorevna – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Assistant. E-mail: rubanei@mail.ru

Davidovich Mikhail Vladimirovich – Saratov State University, Physical Faculty, Professor. E-mail: DavidovichMV@info.sgu.ru.

Dmitriev Vadim Vladimirovich – Saratov State University, Physical Faculty, Department of Theoretical Physics, Docent. E-mail: dmitrievv@gmail.com

German Sergey Viktorovich – Saratov State University, Remote Controlled Theranostic Systems Laboratory, Junior Researcher. E-mail: german0709@rambler.ru

El'kin Mikhail Davidovich – Engels Technological Institute (branch) of Saratov State Technical University, Department of Applied Physics and Information Technology, Professor. E-mail: elkinmd@mail.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

Ishbulatov Yurii Mikhailovich – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Engineer. E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Karavaev Anatoly Sergeevich – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Associate Professor; Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Senior Researcher. E-mail: karavaevas@gmail.com

Kiselev Anton Robertovich – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics

of RAS, Professor; Saratov State Medical University (SSMU); Research Institute of Cardiology, Department of New Cardiological Informational Technologies, Leading Researcher; Bakulev Scientific Center for Cardiovascular Surgery, Department of Surgical Treatment for Interactive Pathology, Researcher. E-mail: antonkis@list.ru

Khorev Vladimir Sergeevich – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Assistant. E-mail: zergs@inbox.ru

Kornev Igor Aleksandrovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical technologies, Department of Solid Body Physics, Graduate Student. E-mail: sennsey51@gmail.com.

Kositcyn Nikolay Vasilievich – Saratov State University, Physical Faculty, Department of Applied Physics, Engineer of SpectrAcoustics Co. E-mail: nikkosizin@yandex.ru

Kulminskiy Danil Dmitrievich – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Engineer; Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Junior Researcher. E-mail: kulminskydd@gmail

Makhankov Aleksey Vladimirovich – Saratov State University, Computer Center, Programmer. E-mail: next642009@yandex.ru

Markin Aleksey Viktorovich – Saratov State University, Saratov, Education and Research Institute of Nanostructures and Biosystems, Nanotechnology Department, Division of Nanomechanics, Engineer. E-mail: av_markin@mail.ru

Mitin Dmitry Michailovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical Technologies, Department of Material Science, Technology and Quality Management, Graduate Student. E-mail: mitindm@mail.ru

Panferov Anatoliy Dmitrievich – Saratov State University, Povolzhskiy Regional Center of New Information Technologies (PRCNIT), Deputy Chief. E-mail: panferovad@info.sgu.ru

Petrov Arseniy Vladimirovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical Technologies, Department of Physics of Semiconductors, Postgraduate; Engineer of SpectrAcoustics Co. E-mail: arsenyetrov@gmail.com

Petrov Vladimir Vladimirovich – Saratov State University, Physical Faculty, Departments of Computer Physics and Metamaterials, Professor; Director of SpectrAcoustics Co. E-mail: petrovvv@sgu.ru



Ponomarenko Vladimir Ivanovich – Saratov State University (SSU); Base Chair of Dynamical Modeling and Biomedical Engineering of Faculty of Nano- and Biomedical Technologies at Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Professor; Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Leading Researcher. E-mail: ponomarenkovi@gmail.com

Prokhorov Mikhail Dmitrievich – Saratov Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Head of Laboratory. E-mail: mdprokhorov@yandex.ru

Pulin Viktor Fedotov – Saratov State Agrarian University, Department of Engineering Physics, Electrical and Electrotechnology, Associate Professor. E-mail: oleg0571@mail.ru

Serdobintsev Aleksey Aleksandrovich – Saratov State University, Laboratory «Special Purpose Materials», Chief Researcher. E-mail: alexas80@bk.ru

Skripal Anatoly Vladimirovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical technologies, Department of Medical Physics, Head of Department, Professor. E-mail: skripalav@info.sgu.ru

Skripal Alexander Vladimirovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical Technologies, Department of Solid Body Physics, Professor. E-mail: skripala_v@info.sgu.ru

Smolyansky Stanislav Aleksandrovich – Saratov State University, Faculty of Physics, Professor. E-mail: sasmolyansky@gmail.com

Timofeev Anton Igorevich – Saratov State University, Department of Applied Physics, Graduate Student. E-mail: vsh@enta.su

Usanov Dmitriy Aleksandrovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical Technologies, Department of Solid State Physics, Head of Department, Professor. E-mail: usanovda@info.sgu.ru

Venig Sergey Borisovich – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical Technologies, Dean, Department of Material Science, Technology and Quality Management, Professor. E-mail: sergey.venig@gmail.com

Volkova Nadezhda Vladimirovna – Saratov State University, Faculty of Nano- and Biomedical Technologies, Department of Material Science, Technology and Quality Management, Student. E-mail: nadyavolkova@bk.ru

Yahibbaev Ravil Maratovich – Saratov State University, Faculty of Physics, Student. E-mail: ravmarat@gmail.com

Yavchunovsky Victor Yakovlevich – «Atna» Company (Saratov), Director. E-mail: vvy@enta.su



Подписка на II полугодие 2016 года

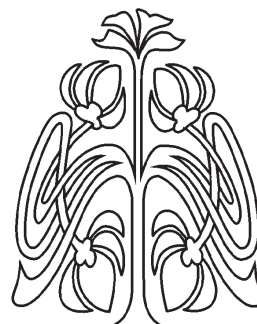
Индекс издания по объединенному каталогу «Пресса России» 36015.

Журнал выходит 4 раза в год.

Цена свободная.

Оформить подписку онлайн можно
в интернет-каталоге «Пресса по подписке» (www.akc.ru).

По всем вопросам обращаться в редакцию журнала:
410012, Саратов, Астраханская, 83;
тел. (845-2) 51-45-49, 52-26-89; факс (845-2) 27-85-29;
e-mail: izvestiya@sgu.ru



ПОДПИСКА

