

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИЗВЕСТИЯ

ВОЛГОГРАДСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО
ТЕХНИЧЕСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

Серия

ЭЛЕКТРОНИКА, ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА,
РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

Выпуск 6

№ 6(93)

Межвузовский сборник научных статей
Издается с января 2004 г.

2012



Волгоград
2012

УДК 519.284+541.183+621.3+539.2

Учредитель: ГОУ высшего профессионального образования
"Волгоградский государственный технический университет"

Сборник зарегистрирован в Управлении регистрации и лицензионной работы в сфере массовых коммуникаций федеральной службы по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия ПИ № ФС77–25660 от 13 сентября 2006 г.

Главный редактор сборника «Известия ВолгГТУ»

академик РАН *И. А. Новаков*

Редакционная коллегия серии: д-р физ.-мат. наук, проф., акад. МАР А. Г. Шеин (научный редактор)
д-р техн. наук, проф., акад. МАР Ю. П. Муха (зам. научного редактора)

д-р физ.-мат. наук, проф., акад. РАЕН О. В. Бецкий
д-р хим. наук, проф., член-корр. РАЕН А. О. Литинский
д-р физ.-мат. наук, проф. В. А. Смоляр
д-р техн. наук, проф., акад. МАР А. Н. Шилин
д-р техн. наук, проф. А. С. Гольцов
д-р физ.-мат. наук, проф. Л. В. Жога
д-р техн. наук, проф. В. П. Заярный
д-р физ.-мат. наук, проф. С. В. Крючков
д-р техн. наук, проф. В. В. Яцышен
канд. физ.-мат. наук, доц. С. С. Жуков
Т. В. Авчарова (секретарь редколлегии)

Печатается по решению редакционно-издательского совета
Волгоградского государственного технического университета

Известия Волгоградского государственного технического университета : межвуз. сб. науч. ст.
№ 6(93) / ВолгГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолгГТУ, 2012. – 126 с. (Сер. Электроника, измеритель-
ная техника, радиотехника и связь. Вып. 6).
ISBN 978–5–9948–0985–3

Представлены работы: по общим вопросам электроники; полупроводниковой, вакуумной и молекуляр-
ной электронике; информационно-измерительным системам в промышленности и медицине; теории измере-
ний; радиотехнике.

Ил. 112. Табл. 13. Библиогр.: 213 назв.

ISBN 978–5–9948–0985–3

© Волгоградский государственный
технический университет, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

Часть 1. ЭЛЕКТРОНИКА

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

<i>Подопригора А. Г., Колесников Э. В.</i> Исследование влияния различных видов aberrаций на относительную энтропию волнового фронта.....	7
<i>Смоляр В. А., Жалнина В. С., Бураков А. С.</i> Учет разброса по пробегам в уравнении диффузии электронов.....	12
<i>Смоляр В. А., Чан Хай Кат</i> Вычисление неупругого рассеяния электронов в твердых телах по теории Гризинского и по экспериментально измеренной диэлектрической функции.....	15

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

<i>Жога Л. В., Нестеров В. Н., Терех В. В., Дмитрук М. И.</i> Закономерности поведения поляризационных токов в сегнетокерамике при электромеханическом воздействии.....	21
<i>Завьялов Д. В., Крючков С. В., Носаева Т. А.</i> Влияние магнитного поля на взаимное выпрямление переменных токов в графене.....	25
<i>Литинский А. О., Новиков С. И.</i> Структура энергетических зон нанослоев нитрида галлия – изолированных и на подложке карбида кремния.....	30
<i>Литинский А. О., Аршинов А. В.</i> Энергетический спектр электронов в магний-бор-алюминиевых шпинелях.....	34
<i>Нгуен Хоай Тхыонг, Фам Май Ан, Медников С. В., Бурханов А. И.</i> Поведение эффективной проводимости в монокристалле LiNbO_3 в слабых переменных полях низко- и инфранизкой частоты.....	40

ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

<i>Шеин А. Г., Буланцев С. С., Ильин Ю. М.</i> Моделирование лампы бегущей волны М-типа с учетом неоднородного электростатического поля.....	42
<i>Кравченко П. Д., Шеин А. Г., Ильин Ю. М.</i> Исследование виртуального катода ленточных релятивистских электронных потоков.....	47

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

<i>Харланов А. В.</i> Учет упругих сил при прохождении электромагнитных волн через капилляр с жидкостью.....	52
<i>Титов В. А.</i> Исследование сдвигово-изгибной моды и спектра изгибов тонкого сдвигового пьезорезонатора из керамики.....	56

Часть 2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ МЕТРОЛОГИИ

<i>Кетов Д. Ю., Муха Ю. П.</i> Метрологическая схема испытаний энцефалографа.....	61
<i>Авдеюк О. А., Наумов В. Ю., Акулов Л. Г.</i> Влияние внешних факторов на измерительную ситуацию в гематологических исследованиях.....	64

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЙ

<i>Суркаев А. Л., Муха Ю. П., Кумыш М. М., Усачев В. И.</i> Исследование давления ударно-акустической волны электрического взрыва кольцевой фольги в конденсированной среде.....	69
<i>Суркаев А. Л., Кумыш М. М., Усачев В. И.</i> Методика исследования электрического взрыва цилиндрического проводника и кольцевой фольги.....	74

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА В НАУКЕ,
ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ

<i>Ерохин А. В., Акулов Л. Г.</i> Электронное устройство для эффективного воздействия на сенсорные системы человека.....	78
<i>Русаков С. А.</i> Построение физической модели нагружения костного регенерата в процессе чрескостного остеосинтеза.....	82
<i>Носенко В. А., Чернов А. В., Пугачёва О. Ю., Абидова Е. А.</i> Спектральный анализ сигналов при диагностировании электроприводной арматуры.....	85
<i>Носенко В. А., Чернов А. В., Пугачёва О. Ю., Абидова Е. А.</i> Идентификация диагностической информации при оценке технического состояния электроприводной арматуры АЭС.....	90
<i>Труханов В. М., Чернов А. В., Синельников П. В.</i> Экспериментальное исследование токового сигнала для проведения диагностического обследования электромеханического оборудования.....	94
<i>Яцышен В. В., Слюсарев М. В.</i> Разработка ультразвуковой измерительной системы для диагностики дефектов зоны сплавления в слоистых материалах.....	97

Часть 3. РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

<i>Черкесова Л. В., Заиченко А. Н.</i> Анализ функций связи контуров нелинейного резонатора в высших зонах неустойчивости электромагнитных колебаний.....	102
<i>Чеботаревский Ю. В., Конюшин А. В., Сурменко Е. Л., Соколова Т. Н., Попов А. В.</i> Лазерная обработка поверхности металло-пористых катодов в целях улучшения эмиссионных характеристик электронных компонентов.....	113
<i>Фролов А. А., Гирич С. В., Заярный В. П., Кузнецова Н. А.</i> Антенна кругового обзора на симметричных щелевых излучателях.....	116
<i>Костенко М. В., Курицын С. А.</i> Фазовые дрожания линейного тракта в цифровых системах передачи.....	120

CONTENS

Part 1. ELECTRONICS

THE GENERAL QUESTIONS OF ELECTRONICS

<i>Podoprigora A. G., Kolesnikov E. V.</i> Research of influence of various kinds of aberration on relative entropy of wavefront.....	7
<i>Smolar V. A., Zhalnina V. S., Burakov A. S.</i> Stragglng of electrons in the diffusion equation.....	12
<i>Smolar V. A., Tran Hai Kat</i> Calculation of inelastic scattering of electrons in condensed matter by Gryzinsky's theory and from experimentally measured dielectric function.....	15

SEMICONDUCTOR AND NANOELECTRONICS

<i>Zhoga L. V., Nesterov V. N., Terekh V. V., Dmitruk M. I.</i> Regularities of behavior of the polarization current in the ferroelectric with electromechanical effects.....	21
<i>Zavyalov D. V., Kruchkov S. V., Nosaeva T. A.</i> The influence of magnetic field on the mutual rectification of alternating currents in graphene.....	25
<i>Litinskiy A. O., Novikov S. I.</i> The structure of gallium nitride nanolayers energy bands – separated and on the silicon carbide substrate.....	30
<i>Litinskiy A. O., Arshinov A. V.</i> The energy spectrum of the electrons in the magnesium-bohr-aluminum spinels....	34
<i>Nguyen Hoai Thuong, Pham Mai An, Mednikov S. V., Burkhanov A. I.</i> Behaviour of the effective electrical conductivity in LiNbO3 single crystal at the weak electric fields of low and infralow frequencies.....	40

VACUUM ELECTRONICS

<i>Shein A. G., Bulancev S. S., Ilyin Y. M.</i> Modeling of the travelling wave tube taking into account the non-uniform electrostatic field.....	42
<i>Kravchenya P. D., Shein A. G., Ilyin Y. M.</i> Studying of virtual cathode of tape relativistic electron beams.....	47

ACOUSTOELECTRONICS AND MOLECULAR ELECTRONICS

<i>Harlanov A. V.</i> The account of elastic forces at passage of electromagnetic waves through the capillary with the liquid.....	52
<i>Titov V. A.</i> Investigation of shift- flexure mode and flexure spectrum of thin shift ceramic piezoresonator.....	56

Part 2. MEASURING TECHNICS

THEORY OF MEASURING

<i>Ketov D. Y., Mukha Yu. P.</i> The metrological scheme of tests of an encephalograph.....	61
<i>Avdeuk O. A., Naumov V. U., Akulov L. G.</i> Impact of external factors on the measuring situation in haematology research.....	64

THE GENERAL QUESTIONS OF MEASURING

<i>Surkaev A. L., Mukha Yu. P., Kumysh M. M., Usachjov V. I.</i> Technique of research of pressure of the shock-acoustic wave of electric explosion of the ring foil in the condensed environment.....	69
<i>Surkaev A. L., Kumysh M. M., Usachjov V. I.</i> Technique of research of electric explosion of the cylindrical conductor and ring foil.....	74

MEASURING DEVICES IN THE SCIENCE, THE INDUSTRIES, MEDICINE

<i>Erokhin A. V., Akulov L. G.</i> Electronic device for effective interaction with human sensory systems.....	78
<i>Rusakov S. A.</i> Develop of physical model of bone tissue's loading during transosseous osteosynthesis.....	82
<i>Nosenko V. A., Chernov A. V., Pugacheva O. Y., Abidova E. A.</i> The spectral analysis of signals at electric motor drive armatures diagnostics.....	85
<i>Nosenko V. A., Chernov A. V., Pugacheva O. Y., Abidova E. A.</i> The diagnostic information identification at estimation of a technical condition of electric motor drive armatures at NPP.....	90
<i>Truhanov V. M., Chernov A. V., Sinelshchikov P. V.</i> The current signal experimental analysis for the diagnostic evaluation of the electromechanical equipment.....	94
<i>Yatsishen V. V., Sluysarev M. V.</i> Creating the ultrasonic measuring system for the defect diagnostic in the alloying zone of layered metal samples.....	97

Part 3. RADIOTECHNICS AND TELECOMMUNICATION

<i>Cherckesova L. V., Zaichenko A. N.</i> Analysis of nonlinear resonator contours communication functions in higher zones of instability electromagnetic oscillations.....	102
<i>Chebotarevsky Yu. V., Konyushin A. V., Surmenko E. L., Sokolova T. N., Popov A. V.</i> Laser treatment of a surface of metal-porous cathodes for improvement of emission parameters of electronic components.....	113
<i>Frolov A. A., Girich S. V., Zayarnyi V. P., Kuznetsova N. A.</i> The antenna of the circular review on the basis of symmetrical transmitters.....	116
<i>Kostenko M. V., Kuritzyn S. A.</i> Phase jitter in linear part of digital transmission systems.....	120

УДК 621.373.826

А. Г. Подопригора, Э. В. Колесников

A. G. Podoprigora, E. V. Kolesnikov

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ АБЕРРАЦИЙ
НА ОТНОСИТЕЛЬНУЮ ЭНТРОПИЮ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
RESEARCH OF INFLUENCE OF VARIOUS KINDS OF ABERRATION
ON RELATIVE ENTROPY OF WAVEFRONT**

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: pag@vstu.ru

Исследована зависимость относительной энтропии волнового фронта от различного вида его aberrаций. Aberrации моделировались с помощью полиномов Цернике, элементарных функций и сплайн-интерполяции конечного множества случайных чисел.

Ключевые слова: относительная энтропия, aberrации волнового фронта, адаптивная оптическая система, качество коррекции.

Dependence the value of relative entropy wave front from its aberration of various kinds was investigated. Aberrations was modeled with the help Zernike polynomials, elementary functions and the spline-interpolation of the limited set of random numbers.

Keywords: relative entropy, wavefront aberrations, adaptive optical system, quality of correction.

В работах [1, 2] было показано, что относительные энтропии фазы и углов наклона волнового фронта могут быть использованы в качестве одних из критериев качества пучка лазерного излучения, а именно – определения эффективности корректировки пучка адаптивными оптическими системами. Так, например, относительная энтропия фазы волнового фронта определяется по формуле

$$\bar{H}(\varphi) = - \sum_{k=1}^{k=M} p_k(\varphi) \log_M [p_k(\varphi)], \quad (1)$$

где M – количество интервалов гистограммы распределения значений фазы волнового фронта φ ; $p_k(\varphi)$ – частота попадания значения фазы волнового фронта в k -й интервал гистограммы.

В лазерах могут быть использованы адаптивные оптические системы с модальной внутрирезонаторной коррекцией с помощью гибких

зеркал. Качество коррекции таких систем зависит как от степени приближения формы поверхности зеркала к форме корректируемого волнового фронта, так и от быстроты выполнения вычислительных процессов формирования оптимального управляющего воздействия на гибкое зеркало. В таких системах информацию об искажениях волнового фронта обычно получают посредством датчика Гартмана, фиксирующего углы его наклона.

Так, именно, с ростом относительной энтропии углов наклона волнового фронта увеличивается число циклов итераций Ω в вычислительном процессе восстановления формы волнового фронта (рис. 1), что, в свою очередь, приводит к динамическим погрешностям коррекции, из-за увеличения затрат времени на отдельный ее акт [3, 4].

Если относительная энтропия фазы определялась по формуле (1), то относительная энтро-

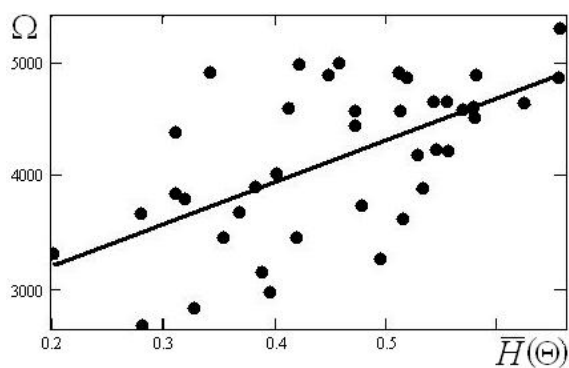


Рис. 1. Зависимость числа циклов итерации вычислительного процесса коррекции от относительной энтропии углов наклона волнового фронта

пия и углов наклона волнового фронта вычислялась по формуле

$$\bar{H}(\Theta) = a_x \cdot \bar{H}[\Theta(x)] + a_y \bar{H}[\Theta(y)], \quad (2)$$

где $\bar{H}[\Theta(x)] = -\sum_{k=1}^{k=M} p_k[\Theta(x)] \log_M \{p_k[\Theta(x)]\}$ –

относительная энтропия углов наклона в направлении оси Ox , а $\bar{H}[\Theta(y)]$ – направлении оси Oy ; a_x, a_y – весовые коэффициенты (принималось значение $a_x = a_y = 0,5$).

При этом дискретные множества углов наклона волнового фронта вычислялись как градиенты функции распределения фазы в направлении соответствующих координатных осей, например, для направления оси Ox :

$$\Theta(x) = \frac{\partial[\varphi(x, y)]}{\partial x}. \quad (3)$$

Разделение энтропии углов наклона по направлениям обусловлено особенностью формирования сигнала в датчике Гартмана [5].

Поскольку величина относительной энтропии зависит от структуры искажений пучка лазерного излучения, интерес представляет исследование зависимости относительной энтропии волнового фронта от различного вида его aberrаций.

Аберрации волнового фронта задавались тремя способами: полиномами Цернике, элементарными функциями и сплайн-интерполяцией конечного множества случайных чисел.

В первом случае функция фазы волнового фронта моделировалась с помощью пятнадцати двумерных полиномов Цернике – $F_\mu(x, y)$:

$$\varphi(x, y) = \sum_{\mu=1}^M a_\mu F_\mu(x, y), \quad (4)$$

где a_μ – весовой коэффициент аберрации с номером μ ; $M = 15$ – число видов aberrаций.

Результаты, полученные для апертуры квадратной формы, типичной для некоторых типов лазеров, например, газоразрядных, с поперечной прокачкой активной среды, представлены в табл. 1. В столбце «вид» табл. 1 представлены карты линий уровня фазовой функции с градацией серого цвета по уровням.

Таблица 1

Относительная энтропия aberrаций, задаваемых полиномами Цернике

Виды aberrации				Относительная энтропия	
μ	Название	Формула	Вид	углов наклона, $\bar{H}(\Theta)$	фазы, $\bar{H}(\varphi)$
1	Средняя фаза	1			
2	Наклон по X	$2x$		0	1
3	Наклон по Y	$2y$		0	1
4	Дефокусировка	$\sqrt{3}(2x^2 + 2y^2 - 1)$		1	0.937
5	Астигматизм	$2\sqrt{6}xy$		1	0.871
6	Астигматизм	$\sqrt{6}(x^2 - y^2)$		1	0.950
7	Кома	$\sqrt{8}[3(x^2 + y^2) - 2]y$		0.911	0.676

Окончание табл. 1

Виды aberrации				Относительная энтропия	
μ	Название	Формула	Вид	углов наклона, $\bar{H}(\Theta)$	фазы, $\bar{H}(\varphi)$
8	Кома	$\sqrt{8}[3(x^2 + y^2) - 2]x$		0.911	0.676
9	Трилистник	$3\sqrt{8}[3(x^2 + y^2) - 4y^3]$		0.871	0.811
10	Трилистник	$3\sqrt{8}[4x^3 - 3(x^2 + y^2)]$		0.871	0.811
11	Сферическая	$\sqrt{5}[6(x^2 + y^2)^2 - 6(x^2 + y^2) + 1]$		0.833	0.710
12	Астигматизм 5-го порядка	$\sqrt{10}[10(x^2 + y^2) - 3\sqrt{x^2 - y^2}](x^2 - y^2)$		0.834	0.895
13	Астигматизм 5-го порядка	$2\sqrt{10}[10(x^2 + y^2) - 3\sqrt{x^2 - y^2}]xy$		0.785	0.679
14	Ashtray	$\sqrt{10}(x^4 - 6x^2y^2 + y^4)$		0.811	0.738
15	Ashtray	$4\sqrt{10}xy(x^2 - y^2)$		0.811	0.846

Для первых трех видов aberrаций ($\mu = 1, 2, 3$) относительная энтропия углов наклона постоянна и равна нулю. Это говорит о том, что данные виды aberrации (средняя фаза и наклоны) не являются искажением плоскости волнового фронта, а характеризуют направление его распространения.

Для aberrаций типа Кома ($\mu = 7, 8$) и Трилистник ($\mu = 9, 10$) энтропии, соответствующие каждой aberrации, равны, поскольку переход от $F_7(x, y)$ к $F_8(x, y)$ и от $F_9(x, y)$ к $F_{10}(x, y)$ означает лишь поворот фронта вокруг оси пучка на угол $\pi/2$.

На графиках, построенных по данным табл. 1 и представленных на рис. 2, заметно, что относи-

тельные энтропии углов наклона (рис. 2, а) и фазы (рис. 2, б) уменьшаются с увеличением порядка полиномов Цернике. При этом корреляция для энтропии углов наклонов достаточно высока (коэффициент корреляции $\rho = 0,96$ отвечает функциональной зависимости), а для энтропии фазы, хотя и имеется, но очень слабая ($\rho = 0,47$). Также необходимо отметить, что между энтропией углов наклонов и энтропией фазы волнового фронта, моделируемого полиномами Цернике, наблюдается более высокая корреляция с коэффициентом $\rho = 0,63$ (рис. 3) в сравнении со случаем, когда волновой фронт задается случайным числовым множеством с равномерным распределением вероятностей – $\rho = 0,42$ [3].

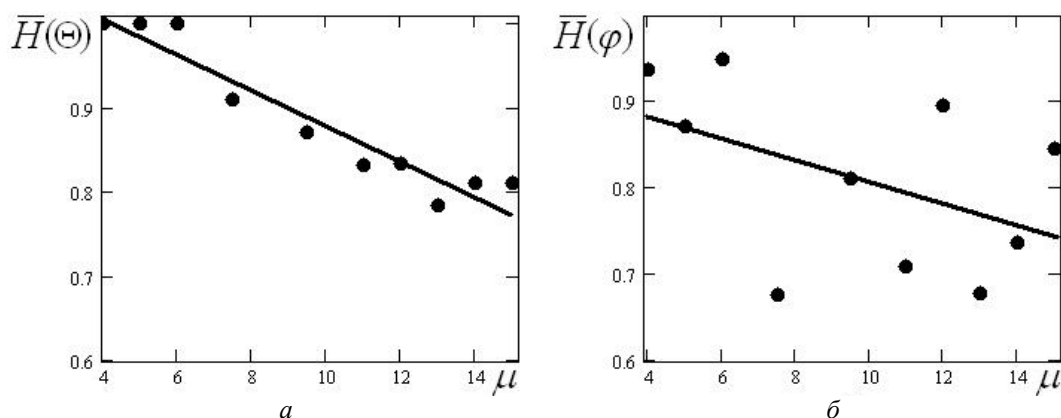


Рис. 2. Зависимость относительных энтропий углов наклона волнового фронта (а), фазы (б) от порядка полинома Цернике

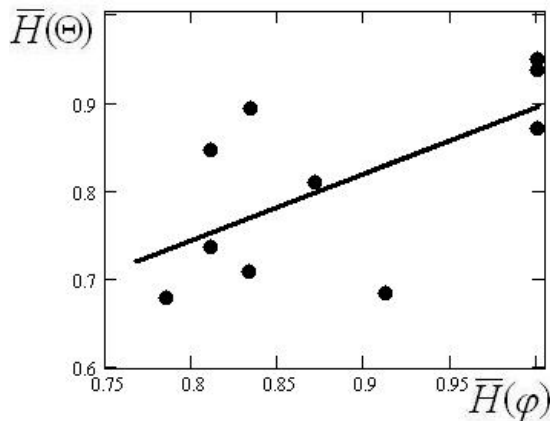


Рис. 3. Корреляционная связь относительных энтропий фазы и углов наклона волнового фронта, задаваемого полиномами Цернике

Практический интерес представляют aberrации волнового фронта, имеющие место при формировании пучка лазерного излучения в активной среде с простейшими детерминированными возмущениями. Такие возмущения, наряду со случайными возмущениями, возникают в активной среде газодинамических и химических лазеров за сопловыми решетками, в пограничных слоях вблизи стенок или поверхности оптических элементов, в импульсно периодических лазерах вследствие акустических колебаний и ударных волн.

Искажение волнового фронта на таких возмущениях можно задать с помощью элементарных функций. Например, для моделирования искажений, полученных на стоячих акустических волнах и возмущениях за сопловыми решетками можно использовать тригонометрические функции, а для пограничных слоев – экспоненциальные. Результаты моделирования aberrаций представлены в табл. 2.

Следует отметить, что при задании aberrаций с помощью элементарных функций, между энтропией углов наклонов и энтропией фазы волнового фронта, наблюдается чуть более высокая корреляция, с коэффициентом $\rho = 0,66$ (рис. 4), в сравнении со случаем, когда фаза волнового фронта задается полиномами Цернике – $\rho = 0,62$ (рис. 3).

Интерес также представляет мелкомасштабная изотропная турбулентность, возникающая, например, на границах струи в аэродинамических окнах мощных технологических лазеров или в потоке активной среды, при больших числах Рейнольдса.

Для этого случая функция фазы волнового фронта сначала задавалась дискретно, в сотне

Таблица 2

Относительная энтропия aberrаций, задаваемых элементарными функциями

Формула aberrации	Вид	Относительная энтропия	
		углов наклона, $\bar{H}(\Theta)$	фазы, $\bar{H}(\varphi)$
$\text{Sin}x$		0.556	0.556
$\text{Sin}x + \text{Sin}y$		0.556	0.952
$\text{Sin}x \cdot \text{Sin}y$		0.752	0.705
$\exp(0,1 \cdot x)$		0.923	0.923
$1/x$		0.278	0.579
$\text{Arctg}(x)$		0.408	0.649
$\exp(0,1 \cdot x^{-2})$		0.834	0.880

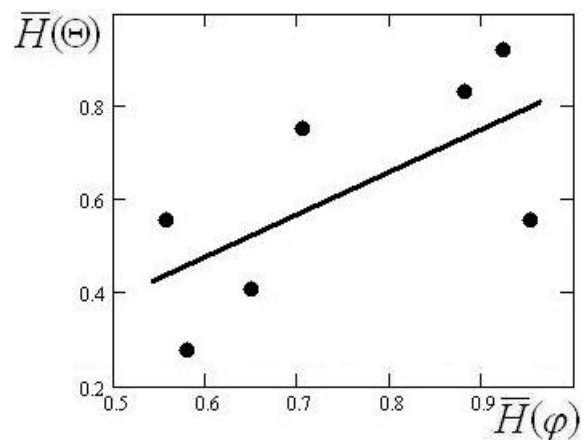


Рис. 4. Корреляционная связь относительных энтропий фазы и углов наклона волнового фронта, задаваемого элементарными функциями

точек (10×10) квадратной апертуры псевдослучайными числами с равномерным распределением. С помощью двумерной кубической сплайн-интерполяции по дискретной функции фазы «восстанавливалась» непрерывная функция фазы $\varphi(x, y)$.

Для сравнения, на рис. 5 представлены две из пятнадцати реализаций множества случайных значений функции фазы, с минимальным – $\bar{H}_{\min}(\varphi) = 0.86$ (рис. 5, а) и максимальным –

$\bar{H}_{\max}(\varphi) = 0.97$ (рис. 5, б) значением относительной энтропии фазы волнового фронта.

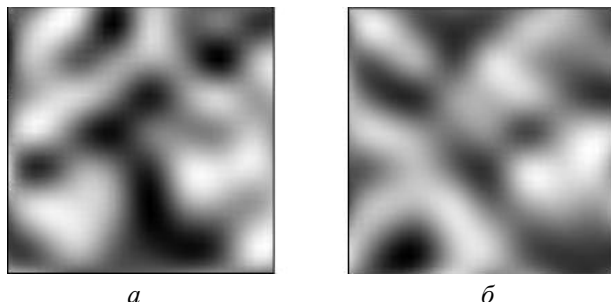


Рис. 5. Карта линий уровня с минимальной (а) и максимальной (б) относительной энтропией фазы волнового фронта

Заметно, что карта линий уровня функции фазы (с градацией серого цвета по уровням) более упорядочена и контрастна для волнового фронта с меньшим значением относительной энтропии фазы волнового фронта (рис. 5, а).

Следует особо отметить, что, в случае мелкомасштабной изотропной турбулентности, корреляция между энтропией углов наклонов и энтропией фазы волнового фронта практически отсутствует – $\rho = 0,16$ (рис. 6).

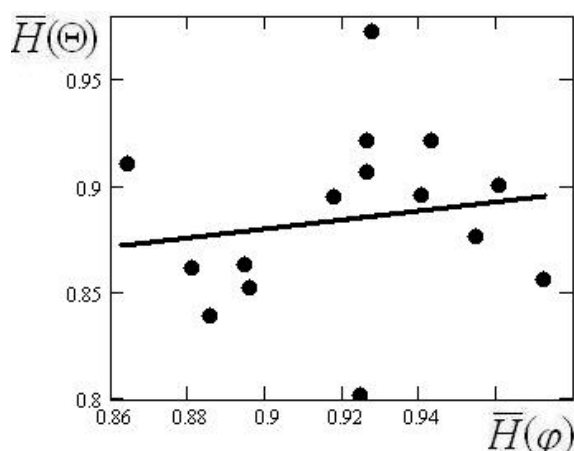


Рис. 6. Связь относительных энтропий фазы и углов наклона волнового фронта, задаваемого случайными числами с равномерным распределением

По результатам проведенного исследования можно следующие основные выводы:

- 1) относительные энтропии углов наклона и фазы волнового фронта уменьшаются с увеличением порядка полиномов Цернике;
- 2) значения энтропий аббераций волнового фронта, описываемые элементарными функциями, имеют меньшую величину, чем значения энтропий аббераций, описываемые полиномами Цернике;
- 3) максимальные значения относительных энтропий имеет волновой фронт с абберациями, задаваемыми дискретным множеством случайных чисел.
- 4) корреляционная связь между относительными энтропиями фазы и углов наклона волнового фронта ослабевает и практически исчезает при переходе от детерминированных к мелкомасштабным случайным абберациям.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Podoprigora, A. G.* Quality criterion of radiation in active medium of laser systems with adaptive optics / А. Г. Подопригора // 6th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. LFNМ 2004: proc. / Kharkiv (Ukraine), 2006. – Р. 35–37. – Англ.
2. *Подопригора, А. Г.* Выбор режимов работы и параметров конструкции лазерных систем с внутрирезонаторной коррекцией волнового фронта / А. Г. Подопригора // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2004. – № 2. – С. 52–57.
3. *Подопригора, А. Г.* Влияние пространственных характеристик лазерного излучения на качество его коррекции / А. Г. Подопригора // Изв. ВолгГТУ: межвуз. сб. науч. ст. № 6(79) / ВолгГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолгГТУ, 2011. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 5). – С. 81–84.
4. *Podoprigora, A. G.* Influence of various kinds of aberration on relative entropy of wavefront / А. Г. Подопригора // 8th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. LFNМ 2006: proc. / Kharkiv (Ukraine), 2006. – Р. 332–334. – Англ.
5. *Куйко, В. В.* Алгоритм восстановления распределения фазы поля при измерениях датчиком Гартмана / В. В. Куйко, В. И. Кислов, Е. Н. Офицеров // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 4. – С. 359–364.

УДК 538.935

*В. А. Смоляр, В. С. Жалнина, А. С. Бураков**V. A. Smolar, V. S. Zhalnina, A. S. Burakov*

УЧЕТ РАЗБРОСА ПО ПРОБЕГАМ В УРАВНЕНИИ ДИФФУЗИИ ЭЛЕКТРОНОВ STRAGGLING OF ELECTRONS IN THE DIFFUSION EQUATION

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: smolar.v@mail.ru, valentina-zhaln@mail.ru, burakov.a.c@gmail.com

Уравнение гиперболического типа, к которому сводится кинетическое уравнение в приближении диффузии в пространстве координат и энергий, и в котором соединены диффузия и разброс пробегов электронов – страглинг (straggling), – пока не удастся решить ни аналитически, ни численно. Решение этого уравнения сильно зависит от начальных условий, корректное описание которых само по себе представляет сложную задачу. В данной работе предлагается способ обойти эти трудности, учитывая страглинг в уравнении диффузии. Показано, что фундаментальные решения уравнений диффузии в пространстве координат и в пространстве энергий представляют собой гауссианы с дисперсиями, одинаково зависящими от энергии электронов. Предлагается учесть дисперсию пробегов, увеличив дисперсию в пространстве координат так, чтобы коэффициенты обратного рассеяния и прохождения совпали с тестовыми данными, полученными методом Монте – Карло.

Ключевые слова: разброс пробегов, упругое рассеяние, неупругое рассеяние, уравнение диффузии, дисперсия пробегов, угловое рассеяние.

In this work, not moving from the diffusion equation for the wave equation in the first approximation takes into account the electron scattering mean free paths and thus improve the approximation of continuous slowing down. This approach allows the construction of a model kinetic equation equally well to take into account both elastic and inelastic interactions in the transport of particles in matter.

Keywords: scattering, elastic scattering, inelastic scattering, diffusion equation, the dispersion ranges, the angular scattering.

Введение

Современные модели кинетического уравнения позволяют получить интегральные и дифференциальные характеристики процессов проникновения и диффузии заряженных частиц в веществе. Однако соответствие этих данных с экспериментальными или результатами, полученными на основе метода Монте – Карло, оставляет желать лучшего. Это заставляет искать новые модели, поскольку применение способов быстрого расчета характеристик переноса обещает открыть доступ к множеству технологий, которые на сегодняшний момент недоступны из-за медлительности численных методов Монте – Карло.

Целью данной работы является учет страглинга в рамках диффузионной модели.

Теория

1. Диффузия в пространстве энергий

Кинетическое уравнение Больцмана, записанное в приближении «прямо-вперед», может описывать явление страглинга, так как в этом приближении путь, пройденный частицей, однозначно связан с его пространственными координатами. Следовательно, для $F(s, E)$ – плотности потока электронов с энергией E , прошедших путь s , – можно записать:

$$\frac{dF(s, E)}{ds} = -\omega_{in}(E)F(s, E) + \int_0^{E_{max}} \omega_{in}(E + \varepsilon|\varepsilon)F(s, E + \varepsilon)d\varepsilon + \delta(s)\delta(E - E_0), \quad (1)$$

где $\omega_{in}(E)$ и $\omega_{in}(E + \varepsilon|\varepsilon)$ – это полная и дифференциальная обратные длины неупругого рассеяния, описывающие вероятность электрона с энергией E потерять любую энергию на единице пути и вероятность электрона с энергией $E + \varepsilon$ потерять энергию ε на единице пути соответственно.

Фундаментальное решение уравнения (1) в диффузионном приближении подробно описано в [1] и имеет вид:

$$F(s, E) = \frac{1}{\bar{\varepsilon}(E)\sqrt{2\pi\sigma^2(s)}} \exp \left\{ -\frac{(R_0 - R(E) - s)^2}{2\sigma^2(s)} \right\}, \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon}(E)$ – средние потери энергии электрона с энергией E на единице пути, а $\sigma(s)$ – дисперсия, определяемая формулой

$$\sigma^2(s) = \int_{\bar{\varepsilon}}^{\bar{\varepsilon}_0} dE \frac{\bar{\varepsilon}^2(E)}{(\bar{\varepsilon}(E))^3}; \quad (3)$$

энергия E в нижнем пределе интеграла определяется из уравнения

$$R_0 - R(E) = s. \quad (4)$$

Это выражение совпадает с формулой Бора [2], [3].

2. Диффузия в пространстве координат

Для нахождения плотности потока электронов часто используют диффузионную модель кинетического уравнения, в которой применяется приближение «непрерывного замедления», а сама плотность потока раскладывается по сферическим функциям с удержанием первых двух членов

$$F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \frac{1}{4\pi} (F_0(\vec{r}, E) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{F}_1(\vec{r}, E)). \quad (5)$$

В диффузионном приближении

$$\vec{F}_1(\vec{r}, E) = -\frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla F_0(\vec{r}, E); \quad (6)$$

здесь λ_{tr} – транспортная длина.

С учетом (5) и (6), модельное кинетическое уравнение записывается так:

$$\nabla \left(-\frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla F_0(x, E) \right) = \frac{\partial}{\partial E} (\bar{\varepsilon} F_0(x, E)) + \delta(s) \delta(E - E_0). \quad (7)$$

Фундаментальное решение уравнения (7) имеет вид гауссиана:

$$F(x, E) = \frac{1}{\varepsilon(E) 2\sqrt{\pi\tau(E)}} \exp \left\{ -\frac{x^2}{4\tau(E)} \right\}, \quad (8)$$

где

$$\tau(E) = \int_{\bar{\varepsilon}}^{\bar{\varepsilon}_0} dE \frac{\lambda_{tr}(E)}{\bar{\varepsilon}(E)} = \frac{1}{6d_1} (1 - E^{2\alpha}). \quad (9)$$

Квадрат дисперсии в пространстве с энергией электронов E равен $2\tau(E)$.

В приближении «непрерывного замедления» существует однозначная связь между пройденным путем и энергией частицы; таким образом, явления страглинга в данной модели просто опускается.

3. Волновая модель кинетического уравнения

Чтобы учесть явление страглинга в диффузионной модели, описанной выше, в уравнении (7) необходимо к члену, отвечающему за неуп-

ругое взаимодействие, добавить квадратичный член в разложении интеграла по неупругим столкновениям. В этом случае вместо уравнения (7) получим

$$\nabla \left(-\frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla F_0(x, E) \right) = \frac{\partial}{\partial E} (\bar{\varepsilon} F_0(x, E)) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E} \left(\bar{\varepsilon}^2 \frac{\partial}{\partial E} F_0(x, E) \right) + Q(x, E); \quad (10)$$

здесь $Q(x, E)$ – источник.

Решение этого уравнения сильно зависит от начальных условий, корректное описание которых представляет сложную задачу.

На настоящий момент уравнение гиперболического типа (10), к которому сводится кинетическое уравнение в приближении диффузии в пространстве координат и энергий, и в котором соединены диффузия и разброс пробегов электронов, пока не удастся решить ни аналитически, ни численно.

4. Учет разброса по пробегам в уравнении диффузии электронов

Суть предлагаемого метода учета страглинга в рамках диффузионной модели (7) состоит в том, что поскольку процессы упругого и неупругого рассеяния можно разделить и считать происходящими независимо друг от друга, дисперсии этих процессов должны складываться в пространстве координат.

Для начала покажем тот факт, что дисперсии разброса по координатам и по пробегам одинаково зависят от энергии. Запишем формулу В. С. Вавилова [4] для средних потерь энергии электрона на единице пути так:

$$\bar{\varepsilon}(E) = A(E) L_{ion}, \quad (11)$$

где L_{ion} ионизационный логарифм, а $A(E)$ – некоторая функция от E .

По определению

$$\left| -\frac{dE}{ds} \right| \equiv \bar{\varepsilon} = \int_0^{\varepsilon_{max}} \frac{\partial \lambda_{in}^{-1}}{\partial \varepsilon} (\varepsilon, E) \varepsilon d\varepsilon. \quad (12)$$

Положим, в (12)

$$\frac{\partial \lambda_{in}^{-1}}{\partial \varepsilon} (\varepsilon, E) = \begin{cases} \frac{A(E)}{\varepsilon^2}, & \varepsilon \geq \frac{I(Z)}{2 \cdot 1.166}, \\ 0, & \varepsilon < \frac{I(Z)}{2 \cdot 1.166}; \end{cases} \quad (13)$$

здесь $I(S)$ – средний ионизационный потенциал. Зная (13), легко получить средний квадрат потерь энергии на единице пути:

$$\bar{\varepsilon}^2(E) = A(E) \left(\frac{E}{2} - \frac{I(Z)}{2 \cdot 1.166} \right), \quad E \geq I(Z)/(2 \cdot 1.166). \quad (14)$$

Из (11) и (14) получаем

$$\frac{\bar{\varepsilon}^2(E)}{\varepsilon(E)} = \frac{1}{L_{ion}} \left(\frac{E}{2} - \frac{I(Z)}{2 \cdot 1.166} \right) \quad (15)$$

$$E \geq I(Z)/(2 \cdot 1.166)$$

Используя степенную аппроксимацию Спенсера для соотношения «пробег – энергия», легко получить выражение для средних потерь энергий на единице пути:

$$\varepsilon(E) \equiv \frac{dE}{dR} = \frac{1}{\alpha} R^{1-\alpha} = \frac{1}{\alpha} E^{1-\alpha} \quad (16)$$

Перепишем (3) с учетом (15) в виде:

$$\sigma^2(E) = \frac{1}{2L_{ion}} \int_E^1 dE \frac{E}{(\varepsilon(E))^2} \quad (17)$$

Подставив сюда (16), получаем окончательно

$$\sigma^2(E) = \frac{\alpha}{4L_{ion}} (1 - E^{2\alpha}) \quad (18)$$

Сравнивая дисперсии фундаментальных решений по пробегам и в координатном пространстве, получаем соотношение

$$c = \frac{\sigma^2(E)}{2\tau(E)} = \frac{3\alpha d_1}{4L_{ion}} \quad (19)$$

Таким образом, в фундаментальном решении уравнения диффузии электронов (8) величину τ следует увеличить с учетом разброса пробегов:

$$\tau_s = \tau(1 + c) \quad (20)$$

Для этого в формуле вместо d_1 введем

$$d_{1s} = d_1/(1 + c) \quad (21)$$

Важно отметить, что коэффициент c можно использовать в качестве подгоночного параметра, а выражение (19) – для его оценки. Введение нового d_1 позволяет учесть страглинг в диффузионной модели. Таким образом, можно учесть дисперсию пробегов, увеличив дисперсию в пространстве координат так, чтобы коэффициенты обратного рассеяния и прохождения совпали с тестовыми данными, полученными методом Монте – Карло.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим, как влияет учет разброса по пробегам на энергетические спектры обратно рассеянных электронов, полученных на основе диффузионной модели кинетического уравнения. Решение уравнения (7) производилось численно с помощью программы, написанной на C++, созданной авторами работы. Энергетические спектры обратно рассеянных электронов

для золота и кремния приведены на рис. 1. Учет явления страглинга делает спектры более размытыми и уменьшает амплитуды. На настоящий момент нет достоверных экспериментальных данных по энергетическим спектрам, однако качественный анализ немногих попыток получить энергетические спектры на установках говорит о том, что величина дисперсии, вероятно, должна быть большей, чем в диффузионной модели, без учета страглинга [5]. Включение разброса по пробегам позволяет размыть спектры и лучше приблизиться к физической реальности.

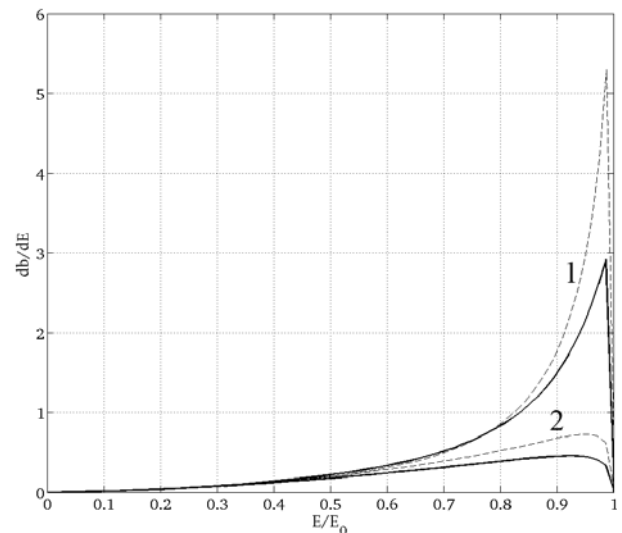


Рис. 1. Энергетические спектры обратно-вышедших из мишеней электронов: золото (1) и кремний (2) при начальной энергии частиц 10 кэВ и толщине мишени 2000 нм; пунктирная линия – без учета дисперсии пробегов; сплошная линия – с учетом этого явления

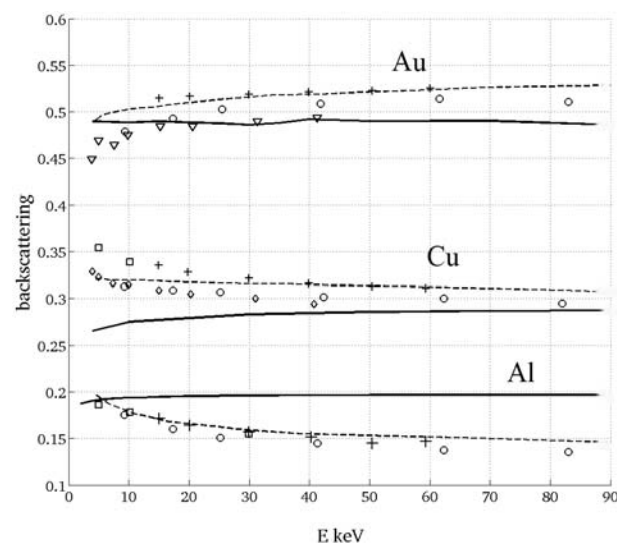


Рис. 2. Коэффициент обратного рассеяния (backscattering): сплошная линия – на основе диффузионной модели с учетом страглинга; пунктирная линия – с помощью программы Penelopa; точки – экспериментальные данные

На рис. 2 представлены для сравнения с экспериментальными данными графики коэффициентов обратного рассеяния для алюминия, золота и меди, вычисленные на основе диффузионной модели, в которой учитывается страглинг через коэффициент s , рассчитанный по аналитической формуле (19), а также графики, полученные с помощью программы Penelopa, разработанной в CERN [6].

Таким образом, учет страглинга через коэффициент s позволяет существенно улучшить диффузионную модель и дает возможность, не решая уравнения гиперболического типа, рассматривать влияние дисперсии пробега на характеристики переноса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Калашников, Н. П. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах / Н. П. Калашников, В. С. Ремизович, М. И. Рязанов. – М.: Атомиздат., 1980. – 272 с.
2. Бор, Н. Прохождение атомных частиц через вещество : пер. с англ. Н. Бор. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1950. – 147 с.
3. Тер-Микаелян, М. Л. К теории многократного рассеяния / М. Л. Тер-Микаелян // Журн. эксперим. и теорет. физ. Вып. 1. – 1959. – Т. 36. – С. 253–257.
4. Вавилов, В. С. Действие излучений на полупроводники / В. С. Вавилов. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 264 с.
5. Энергетические спектры обратнорассеянных электронов от массивных твердотельных мишеней / А. В. Болотина, Ф. А. Лукьянов, Э. И. Рау, Р. А. Сеннов, А. Г. Ягола // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. – 2009. – № 5. – С. 30–32. – Библиогр.: С. 25.
6. Salvat, F. Workshop / F. Salvat, J. M. Fernandes-Varea, J. Sempau – Proc. Barcelona, Spain, 4–7 June 2006, OECD 2006, NEA N 6222. <<http://www.nea.fr/html/science/pubs/2006/nea6222-penelope.pdf>>

УДК 537.533.74

В. А. Смоляр, Чан Хай Кат

V. A. Smolar, Tran Hai Kat

ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПО ТЕОРИИ ГРИЗИНСКОГО И ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ИЗМЕРЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ

CALCULATION OF INELASTIC SCATTERING OF ELECTRONS IN CONDENSED MATTER BY GRYZINSKY'S THEORY AND FROM EXPERIMENTALLY MEASURED DIELECTRIC FUNCTION

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: smolar.v@mail.ru, tranhaicat@hotmail.com

Дифференциальное сечение, полное сечение, средний свободный пробег, средние потери энергии при каждом столкновении и тормозная способность электронного пучка с энергией от 20 эВ до 100 кэВ при неупругом рассеянии в конденсированном веществе вычислены по квантово-механической теории рассеяния частиц на атоме Гризинского. Проведено сравнение с расчетами этих характеристик по диэлектрической функции, полученной по оптическим данным.

Ключевые слова: дифференциальное сечение, неупругое рассеяние, тормозная способность, энергетические потери.

Differential cross section, total cross section, mean free path, average energy loss per collision and stopping power of the electron beam with energies from 20 eV to 100 keV at inelastic scattering in condensed matter are calculated by the Gryzinsky's quantum-mechanical theory. Comparison with calculation of these characteristics on the dielectric function received under the optical data is spent.

Keywords: differential cross section, inelastic scattering, stopping power, energy loss.

Введение

Неупругое рассеяние электрона на атоме сопровождается изменением внутреннего состояния последнего. При этом налетающий электрон теряет часть своей энергии. Существуют три подхода к вычислению процесса энергетических потерь, обусловленных неупругим рассеянием, сопровождающимся ионизацией. Первый подход (так называемое приближение непрерывного замедления) основан

на предположении, что электрон теряет свою энергию непрерывным образом по закону Бете [1]. Второй подход, предложенный Гризинским [2] (назовем его дискретным), предназначен для определения величины теряемой энергии в момент неупругого парного столкновения налетающего электрона с одним из электронов атома. Третий подход основан на моделировании процесса неупругого рассеяния по экспериментально измеренным диэлектри-

ческим функциям $\varepsilon(k, \omega)$, где k – волновое число; ω – частота [3].

В работе [3] дифференциальное сечение рассчитывалось на основе диэлектрического подхода по экспериментально измеренным оптическим данным – зависимостям показателя преломления и коэффициента поглощения от энергии кванта света. Эти данные отобраны и систематизированы в сборнике Палика [4]. Однако из-за конечного числа измеренных оптических данных как по составу веществ, так и по области энергий, этот подход сильно ограничен. В нашей работе мы будем использовать теорию Гризинского, позволяющую вычислить дифференциальное сечение неупругого рассеяния электрона на атомах, если известны энергии связи атомных электронных оболочек [2]. Эта теория не имеет таких жестких ограничений по составу веществ, поскольку энергетические спектры атомов в веществах хорошо изучены и по ним имеются надежные данные [5]. Кроме того, она дает больше детальной информации о соударении электронов с атомами, так как можно вычислить вклад в рассеяние каждой электронной оболочки атома. В настоящей работе вычисления рассеяния проведены по теории Гризинского и по экспериментально измеренным диэлектрическим функциям для кремния в области энергий электронов от 20 эВ до 50 кэВ с целью проверки соответствия этих подходов друг с другом при малых энергиях, а при больших энергиях электронов – соответствия хорошо известной величине (средним потерям энергии на единице пути), вычисленной по формуле Бете [1].

$$\sigma_{i,\Delta E}(E, U_i, \Delta E) = \frac{\pi e^4}{\Delta E^3} \frac{U_i}{E} \left(\frac{E}{E + U_i} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{\Delta E}{E} \right)^{\frac{U_i}{U_i + \Delta E}} \times \left\{ \frac{\Delta E}{U_i} \left(1 - \frac{U_i}{E} \right) + \frac{4}{3} \ln \left[2.7 + \left(\frac{E - \Delta E}{U_i} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}. \quad (2)$$

Эта формула широко используется по причине ее хорошего совпадения с экспериментально измеренными сечениями процессов однократной ионизации атомов. Однако эта формула не точна при рассмотрении неупругого рассеяния на валентных электронах твердого тела, поскольку валентные электроны в твердом теле находятся в иных энергетических состояниях, чем в уединенном атоме.

Видно, что для использования формулы (2) надо знать экспериментальные значения энергий связи электронов в атомах. В табл. 1, взя-

Расчет неупругого рассеяния электронов по теории гризинского

Основным процессом при неупругом рассеянии электрона является однократная ионизация атомов вещества. При этом электрон теряет свою энергию дискретным образом. Для сечения ионизации атома при взаимодействии с налетающим электроном было предложено несколько выражений. Наиболее широкое применение получила полуклассическая нерелятивистская формула Гризинского для дифференциального сечения однократной ионизации атома электроном с энергией E , которая сопровождается потерей энергии ΔE , т. е. вероятности того, что при единичной плотности потока (за 1 с единичную площадку пересекает один электрон) этот электрон столкнется с одним атомом, расположенным в некоторой точке этой площадки, и при этом произойдет однократная ионизация атома, т. е. будет выбит один из n_i электронов, находящихся на i -й оболочке атома с энергией связи U_i , и ему будет сообщена некоторая кинетическая энергия, так что потеря энергии столкнувшегося с атомом электрона составит величину $\Delta E > U_i$:

$$\sigma_{\Delta E}(E, \Delta E) = \sum_i n_i \sigma_{i,\Delta E}(E, U_i, \Delta E). \quad (1)$$

Здесь суммирование ведется по всем оболочкам атома, нижний индекс ΔE означает дифференцирование по переменной ΔE и, в соответствии с этими обозначениями, $\sigma_{i,\Delta E}$ – дифференциальное сечение однократной ионизации i -й оболочки атома. Предложенная Гризинским формула для вычисления этого дифференциального сечения имеет вид [2]:

той из работы [6], приведены значения энергий связи электронов в атоме кремния.

По оптическим данным вычисляются вероятности неупругого рассеяния электронов на единице длины пути в веществе – $\lambda_{\Delta E}^{-1}$. Дифференциальные обратные длины неупругого рассеяния связаны с дифференциальными сечениями однократной ионизации выражением

$$\lambda_{\Delta E}^{-1} = \sum_i n_i \sigma_{i,\Delta E}, \quad (3)$$

где n_i – число электронов в i -й оболочке атома. Дифференциальные обратные длины неупруго-

го рассеяния для кремния, вычисленные по формулам (1) и (2) и по оптическим данным, показаны на рис. 1. Из рис. 1 видно, что при энергиях электронов, близких к энергиям ионизации оболочек, имеют место скачки дифференциальной обратной длины неупругого рассеяния вследствие резонансного возбуждения оболочек налетающим электроном.

Таблица 1

Число электронов в каждой оболочке атома кремния и энергии ионизации оболочек

Оболочка	Обозначение	Число электронов n_i	Энергия ионизации U_i , (эВ)
K	1s	2	1844
L-I	2s	2	154
L-II	2p 1/2	3	104
L-III	2p 3/2	3	104
M-I	3s	2	13.46
M-II	3p	2	8.15

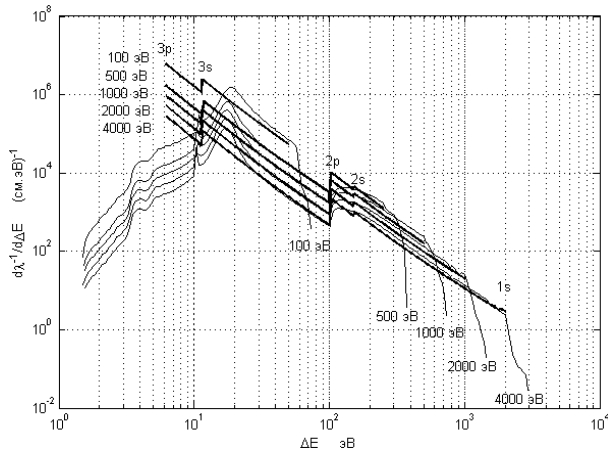


Рис. 1. Зависимости дифференциальные обратных длин от энергии потери для значений энергии налетающих электронов 100, 500, 1000, 2000 и 4000 эВ, вычисленные для кремния: жирные линии – по теории Гризинского (1); тонкие линии – по оптическим данным (13)

Интегрированием дифференциальных сечений, задаваемых формулой Гризинского, по потерянной электроном энергии получим сечение однократной ионизации i -й оболочки атома:

$$\sigma_i(E, U_i) = n_i \int_{\Delta E_{\min}}^{\Delta E_{\max}} \sigma_{i, \Delta E}(E, U_i, \Delta E) d(\Delta E), \quad (4)$$

где $\Delta E_{\min}$ и $\Delta E_{\max}$ – минимальная и максимальная энергии потерь подающего электрона, причем $\Delta E_{\min} = U_i$, а $\Delta E_{\max} = E/2$ в силу неразличимости электронов падающего на атом и выбитого из него в результате ионизации. Пол-

ное сечение рассеяния равно сумме сечений по всем отдельным актам ионизации:

$$\sigma(E) = \sum_i \sigma_i(E, U_i). \quad (5)$$

Результаты расчетов полного сечения для кремния показаны на рис. 2.

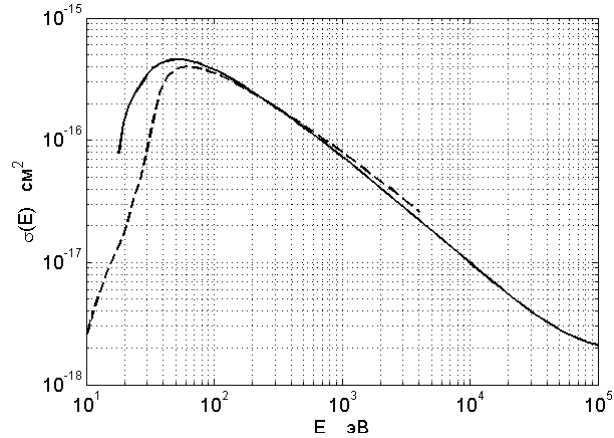


Рис. 2. Зависимость полного сечения рассеяния от энергии падающих электронов, рассеянных на атомах кремния: сплошная линия – по теории Гризинского; штриховая линия – по оптическим данным

Воспользовавшись выражением для полного сечения (5), получим среднюю длину свободного пробега при неупругом рассеянии

$$\lambda(E) = \frac{1}{n\sigma(E)}, \quad (6)$$

где n – концентрация атомов в веществе. Результаты вычисления длины свободного пробега в кремнии показаны на рис. 3.

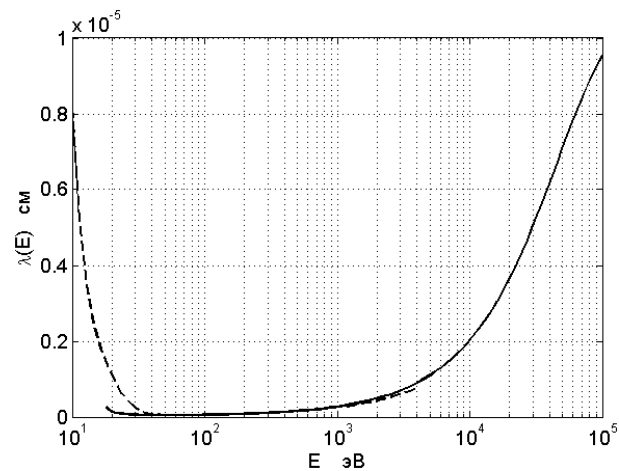


Рис. 3. Зависимость среднего свободного пробега электронов, рассеянных на атомах кремния от энергии налетающих электронов: сплошная линия – по теории Гризинского; штриховая линия – по оптическим данным

По определению среднего значения, средние потери энергии на ионизацию i -й оболочки атома даются выражением

$$S_i(E, U_i) = n_i \int_{\Delta E_{\min}}^{\Delta E_{\max}} \Delta E \sigma_{i, \Delta E}(E, U_i, \Delta E) d(\Delta E). \quad (7)$$

Общие средние потери энергии при ионизации оболочек:

$$S(E) = \frac{1}{\sigma(E)} \sum_i n_i \int_{\Delta E_{\min}}^{\Delta E_{\max}} \Delta E \sigma_{i, \Delta E}(E, U_i, \Delta E) d(\Delta E). \quad (8)$$

На рис. 4 показана зависимость средних потерь энергии при однократных столкновениях электрона с атомом кремния. Потеря энергии при одном столкновении имеет значения порядка энергии связи электронов в атоме. Для кремния средние потери энергии при однократном столкновении достигают максимума при 20–30 кэВ и дальше, с ростом энергии, уменьшаются.

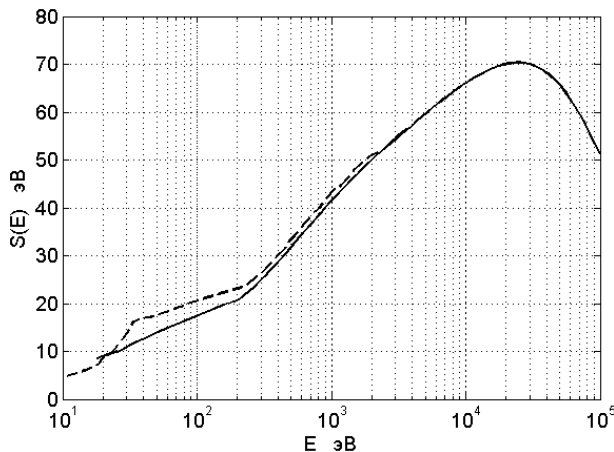


Рис. 4. Зависимость средней потери энергии при столкновении электрона с атомом кремния от энергии электрона: сплошная линия — по теории Гривинского; штриховая линия — по оптическим данным

Тормозная способность, вычисленная по формуле

$$-\frac{dE}{ds}(E) = nS(E)\sigma(E), \quad (9)$$

приведена на рис. 5. На этом графике видны изменения наклона кривой при значениях энергий налетающих электронов около 30 и 200 эВ. Это явление можно объяснить следующим образом. Максимальное значение энергии потери равно половине значения энергии падающего электрона. Это значит, что электроны атомов в оболочках $3s$ и $2p$ с энергиями связи 13,46 и 104 эВ могут участвовать в процессе ионизации, если энергия падающего электрона превышает, соответственно, 27 и 208 эВ. Поэтому

при энергиях 27 и 208 эВ скорость изменения тормозной способности dE/ds изменяется и наклон кривой увеличивается. Теоретически могут существовать и другие изменения наклона кривой, соответствующие остальным значениям энергий связи, однако они незначительны и не видны на рисунке.

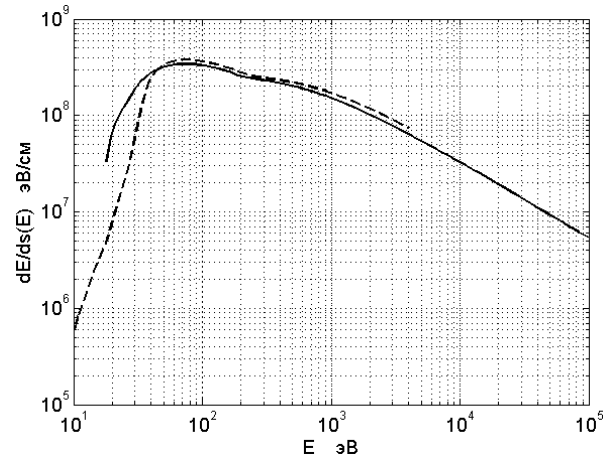


Рис. 5. Зависимость тормозной способности кремния от энергии падающих электронов: сплошная линия — по теории Гривинского; штриховая линия — по оптическим данным

Средний путь, пройденный электронами с начальной энергией E до остановки, выражается через средние потери энергии на единицу пути интегралом

$$R(E) = \int_E^0 \frac{1}{dE/ds} dE. \quad (10)$$

На рис. 6 приведена зависимость этого пробега от энергии падающих электронов. Из рисунка видно, что зависимость пробега от энергии можно аппроксимировать степенной функцией

$$R = aE^\alpha. \quad (11)$$

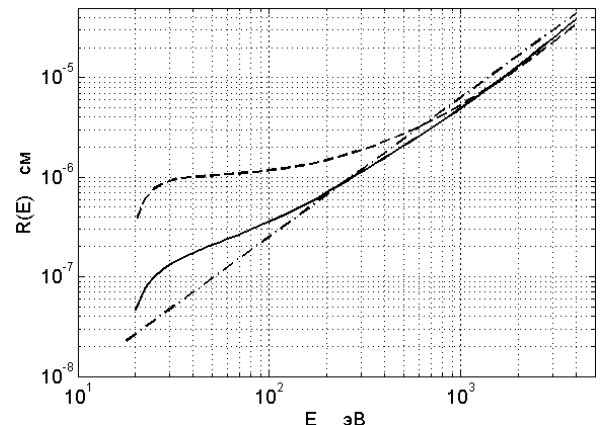


Рис. 6. Зависимость среднего полного пробега электронов в кремнии от начальной энергии налетающих электронов: сплошная линия — по теории Гривинского (10); штриховая линия — вычисление по оптическим данным; штрих-пунктирная линия — степенная аппроксимация соотношения «пробег — энергия» по формуле (11), где для кремния $a = 10^{-10}$, $\alpha = 1.4$

Сравнение с результатами, вычисленными по оптическим данным и по формуле Бете

Дважды дифференциальный свободный пробег (т. е. вероятность того, что электрон или позитрон с энергией E передаст среде импульс q и потеряет энергию ω на единице пути) может быть представлен на основе диэлектрического подхода в виде:

$$\frac{\partial^2 \lambda^{-1}}{\partial \omega \partial q} = \frac{1}{\pi E q} \operatorname{Im} \left[\frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right], \quad (12)$$

где $\varepsilon(q, \omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость. Здесь используются атомные единицы, в которых $\hbar, m, e = 1$.

Так как информация о диэлектрической проницаемости $\varepsilon(q, \omega)$, в основном, имеется в пределе $q \approx 0$ (т. е. по оптическим измерениям), требуется связать $\varepsilon(q, \omega)$ с оптическими данными $\varepsilon(0, \omega)$:

$$\varepsilon(0, \omega) = \frac{1}{(n(\omega) - ik(\omega))^2},$$

где $n(\omega)$ – показатель преломления; $k(\omega)$ – коэффициент поглощения, измеренные экспериментально.

В работе [3] приведена формула для вычисления дифференциального сечения и дифференциальной обратной длины в зависимости от потерянной энергии

$$\frac{\partial \lambda^{-1}}{\partial \omega}(E, \omega) = \frac{1}{2\pi E} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} d\omega' \omega' \operatorname{Im} \left[\frac{-1}{\varepsilon(0, \omega')} \right] \frac{1}{\omega(\omega - \omega')}, \quad (13)$$

$$\text{где } \omega'_{\min} = \begin{cases} 0, & \omega \leq E/2 \\ 2\omega - E, & E/2 < \omega \leq 3E/4 \end{cases};$$

$$\omega'_{\max} = 2\sqrt{E - \omega}(\sqrt{E} - \sqrt{E - \omega}); \quad 0 < \omega \leq 3E/4.$$

Интегрирование дифференциального обратного среднего свободного пробега по всем допустимым значениям потерянной энергии ω дает длину свободного пробега

$$\lambda(E) = \left[\int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \frac{\partial \lambda^{-1}}{\partial \omega}(E, \omega) d\omega \right]^{-1}. \quad (14)$$

Тормозная способность (т. е. средняя потеря энергии на единице пути) дается выражением

$$-\frac{dE}{ds}(E) = \int d\omega \omega \frac{\partial \lambda^{-1}}{\partial \omega}(E, \omega). \quad (15)$$

Средний путь, пройденный электронами с начальной энергией E до остановки, выражается через средние потери энергии на единице пути интегралом, аналогичным (10):

$$R(E) = \int_E^0 \frac{1}{dE/ds} dE. \quad (16)$$

Результаты расчетов по формулам (13)–(16) для кремния показаны также на рис. 1, 2, 3, 5 и 6 соответственно, где они сравниваются с результатами наших вычислений по теории Гризинского. Из рис. 2, 3, 5 и 6 видно, что в области от 100 до 4000 эВ расчеты по формуле Гризинского и по оптическим данным очень хорошо согласуются друг с другом. Отсюда можно заключить, что при высоких энергиях налетающих электронов вероятность ионизации атома существенно превосходит вероятность возбуждения электронных уровней, так как формула Гризинского предназначена только для вычисления ионизации.

Оптические данные в области энергии больше 4000 эВ для кремния отсутствуют в [4]. Расчеты по формуле Гризинского при энергиях $E < 16$ эВ невозможны, так как налетающие электроны не имеют достаточно энергии для ионизации электронов внешних оболочек атомов.

На рис. 1 показаны зависимости дифференциальной обратной длины от потерянной энергии. При энергиях, меньших 8 эВ, вероятность неупругого рассеяния по Гризинскому равна нулю, в то время как вероятность неупругого рассеяния по оптическим данным легко вычисляется. Это объясняется тем, что формула Гризинского применима только для случая ионизации, а метод расчета по оптическим данным используется не только для ионизации, но и для возбуждения плазменных колебаний электронов в атоме в зоне проводимости. Из сопоставления с кривыми, полученными по оптическим данным, видно, что скачки, возникающие на кривых, вычисленных по формуле Гризинского, хорошо объясняют причину появления скачков, особенно в области больших потерь энергии. При потерях энергии, соответствующих значениям энергий ионизации, приведенных в табл. 1, электроны атомов в оболочках $1s$, $2s$, $2p$, $3s$ и $3p$, соответственно, получают достаточно энергии и начинают участвовать в процессе ионизации. При таких значениях потерянной энергии число неупругих соударений налетающих электронов с электронами атомов резко увеличивается, вследствие чего возникают локальные скачки.

В табл. 1 показаны значения энергий связи электронов только в уединенных атомах [6], но экспериментальные измерения диэлектрической функции проводятся для кристаллов. Что-

бы получить значения энергии ионизации, надо добавлять поправку, которая называется *химическим сдвигом уровней*, и по величине близка к работе выхода. Для кремния работа выхода электронов равна 4,52 эВ.

Таблица 2

Число электронов в каждой оболочке кремния и их энергии ионизации с учетом их сдвига на величину работы выхода

Оболочка	Обозначение	Число электронов n_i	Энергия ионизации U_i (эВ)
K	1s	2	1849
L-I	2s	2	159
L-II	2p 1/2	3	109
L-III	2p 3/2	3	109
M-I	3s	2	18
M-II	3p	2	12.67

На рис. 7 показаны дифференциальные обратные длины, вычисленные по теории Гринзского по формулам (1), (2) с исходными параметрами, взятыми из табл. 2, и по формуле (13) по оптическим данным для кремния. Из сравнения с рис. 1 видно, что учет сдвигов уровней

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} nZ \left[\ln \left(\frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2} - \delta) \right], \quad (17)$$

где $E = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$ – релятивистская кинетическая энергия электрона; e – заряд электрона; m_e – масса покоя электрона; c – скорость света; $\beta = v/c$; s – путь, пройденный электроном в веществе; Z – атомный номер; n – плотность электронов в веществе; I – средняя энергия ионизации атома; δ – поправка на эффект плотности, учитывающая поляризацию среды.

Эта формула приведена в NIST [5]. Для нерелятивистских электронов потери энергии на единицу пути можно подсчитать по формуле, предложенной Вавиловым:

$$-\frac{dE}{ds} = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} nZ \ln \left(\frac{m_e v^2}{2I} \sqrt{\frac{e}{2}} \right). \quad (18)$$

Точные таблицы среднего ионизационного потенциала I , полученные из экспериментальных измерений, можно найти в архиве NIST [5]. Тормозная способность кремния, вычисленная по программе ESTAR [7], приводится в табл. 3.

энергии ионизации оболочек лучше объясняет положение скачков, соответствующих оболочкам 3s и 3p.

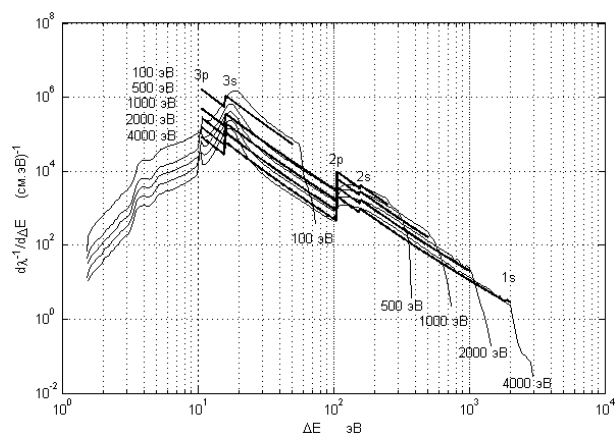


Рис. 7. Зависимости дифференциальных обратных длин неупругого рассеяния от энергии потери для значений энергии налетающих электронов 100, 500, 1000, 2000 и 4000 эВ, вычисленные для кремния: жирные линии – по теории Гринзского (1); тонкие линии – по оптическим данным (13)

Формула Бете для вычисления средних потерь энергии на единицу пути электрона в веществе [1] имеет вид:

Таблица 3

Зависимость тормозной способности от энергии по данным NIST

Кинетическая энергия (МэВ)	Тормозная способность	Кинетическая энергия (МэВ)	Тормозная способность
1.000E-02	1.689E+01	4.500E-02	5.576E+00
1.250E-02	1.432E+01	5.000E-02	5.175E+00
1.500E-02	1.251E+01	5.500E-02	4.842E+00
1.750E-02	1.115E+01	6.000E-02	4.559E+00
2.000E-02	1.010E+01	7.000E-02	4.107E+00
2.500E-02	8.556E+00	8.000E-02	3.761E+00
3.000E-02	7.480E+00	9.000E-02	3.487E+00
3.500E-02	6.682E+00	1.000E-01	3.265E+00
4.000E-02	6.067E+00		

Данные, взятые из этой таблицы, приведены на рис. 5 для сравнения с значениями, которые вычислены по формуле Гринзского. Расчеты по программе ESTAR в NIST проводятся только для энергий выше 10 кэВ. В этой области результаты расчетов хорошо согласуются с результатами наших вычислений по теории Гринзского.

Таким образом, при энергиях больше 100 эВ расчеты тормозной способности по теории Гризинского хорошо согласуются с расчетами по оптическим данным. Учет сдвига уровней энергии атомов в твердом теле приводит к лучшему согласию дифференциальных сечений, вычисленных по теории Гризинского с вычисленными по оптическим данным.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Bethe, H. A.* Hand.d.Physik / H. A. Bethe. – Berlin, 1933. – V. 4.
2. *Gryzinsky, M.* Two-particle collisions. II. Coulomb collisions in the laboratory system of coordinates / M. Gryzinsky //

Phys. Rev. – 1965. – V. 138. – № 2A. – P. 322–335.

3. *Ashley, J. C.* Energy loss rate and inelastic mean free path of low-energy electrons and positrons in condensed matter / J. C. Ashley // Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. – 1990. – V. 50. – P. 323–334.

4. *Palik, E. D.* Handbook of Optical Constants of Solids / E. D. Palik. – New York, 1985.

5. Электронный архив NIST. – Режим доступа : <http://www.nist.gov/pml/data/index.cfm>

6. *Силаков, М. В.* Исследование численного моделирования на основе метода Монте – Карло для исследования и оптимизации процессов высокоэнергетической электронной литографии : дис. ... канд. физ.-мат. наук / А. В. Силаков. – М., 2003. – 151 с.

7. Электронный архив ESTAR. – Режим доступа : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 539:537.226.4

Л. В. Жога, В. Н. Нестеров, В. В. Терех, М. И. Дмитрук
L. V. Zhoga, V. N. Nesterov, V. V. Terekh, M. I. Dmitruk

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ТОКОВ В СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ ПРИ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ REGULARITIES OF BEHAVIOR OF THE POLARIZATION CURRENT IN THE FERROELECTRIC WITH ELECTROMECHANICAL EFFECTS

Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
Volgograd State University of Architecture and Civil Engineering

E-mail: levjog@mail.ru, nv2-nesterov@yandex.ru, faithter@mail.ru

Исследовано временное поведение токов в сегнетокерамике, возникающих при последовательном наложении постоянного электрического поля и механической нагрузки. Обнаружено, что при наложении механической нагрузки пик и экспоненциальный спад тока поляризации сопровождается скачками случайного характера. Анализ экспериментальных данных проведен в рамках модели движения 180° и не 180° -доменных стенок с учетом внутренних механических напряжений в образце. На основе анализа сделана оценка вкладов 180° и не 180° -доменных стенок в ток поляризации, а также средней величины амплитуды внутренних механических напряжений.

Ключевые слова: моделирование, ток поляризации, доменные стенки, механическая нагрузка, микроразрушения.

Investigated the current behavior as a function of time in ferroelectric arising from the sequential application of a dc electric field and mechanical stress. It is found that upon application of mechanical stress peak and exponential decline by polarization current is accompanied by jumps of the random nature. Analysis of experimental data conducted by the simulation of the movement of 180° and 180° -domain walls in the light of internal mechanical stresses in sample. Based on analysis of assessment of contributions made by 180° and 180° -domain walls in the current polarization, as well as the average amplitude of these internal mechanical stresses.

Keywords: modeling, polarization current, domain walls, mechanical stress, micro destruction.

Введение

В радиоэлектронике, технике связи, приборостроении широко используются топологически неупорядоченные материалы, такие как сегнетокерамика, халькогенидные стеклообразные полупроводники, стекла с наноразмерной

топологической неупорядоченностью, керамические материалы с микроразмерной топологической неупорядоченностью [1]. В настоящее время сегнетоэлектрики привлекают все большее внимание и активно захватывают ведущие позиции в твердотельном приборостроении, из-

мерительной и радиотехнике. Прогнозирование процессов переключения поляризации в сегнетокерамике является важной задачей при конструировании и создании новой техники.

Известно большое количество направлений по теоретическим и экспериментальным исследованиям процессов переключения поляризации и динамики доменов в сегнетоэлектриках. В работе [2] экспериментально обнаружен и с помощью компьютерного моделирования исследован новый механизм быстрой кинетики доменов за счет роста ступеней, образовавшихся при слиянии доменов. В [3] предложена имитационная модель, отражающая динамику переполяризации сегнетоэлектрического кристалла в рамках двумерного геометрического представления. В [4] рассматривается модель упругой и релаксационной поляризации сегнетоэлектриков с распределением доменных границ по временам релаксации и собственным частотам. Временные характеристики переполяризации обычно связывают с диэлектрической релаксацией неравновесного экранирующего объемного заряда, с $\tau_g = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma} \sim 10^{-1} - 10^5$ с [5].

Вид тока поляризации сегнетокерамики может быть обусловлен особенностью динамики доменной структуры [6]. В силу значительного симметричного отличия воздействия механических и электрических нагрузок на сегнетоэлектрические образцы их совместное воздействие существенно изменяет поведение доменной структуры сегнетокерамики в отличие от случая действия одного (электрического или механического) нагружающего фактора [7, 8].

Методика эксперимента и образцы

Для измерения тока поляризации в изогнутом образце сегнетокерамики использовалась модернизированная схема Мерца [9]. Измерения проводились на нагруженных методом осесимметричного изгиба [7] поляризованных дисках сегнетокерамики на основе титаната и цирконата свинца (добротностью $Q = 260$; коэффициентом электромеханической связи $k = 0,45$; тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta = 0,56$ (%); частотой резонанса $f_p = 121,1$ кГц и антирезонансной частотой $f_a = 136,1$ кГц). Верхний вожженный серебряный электрод был по диаметру нагружающего пуансона 6 мм, нижний – 20 мм; толщина диска $h = 1$ мм. При переключении поляризации сегнетокерамики, через резистор течет переходный ток, соответствующий заряд-

ке статической емкости и изменению плотности зарядов на обкладке конденсатора, связанных с изменением поляризации.

Результаты опытов и их обсуждение

На рис. 1 приведен график тока переполяризации для образца, полученный при следующих условиях: в начальный момент времени включено постоянное электрическое поле напряженностью $E = 2$ МВ/м; наблюдается пик силы тока в момент времени $t_1 = 1$ с, который в дальнейшем спадает по экспоненциально подобному закону. В момент времени $t_2 = 7$ с прикладывается механическая нагрузка $\sigma = 15$ МПа; при этом постоянное электрическое поле остается включенным. В результате, наблюдается пик тока поляризации в момент времени $t_3 = 17$ с, который со временем спадает по экспоненциально подобному закону. Обнаружено, что при наложении механической нагрузки пик и экспоненциальный спад тока поляризации сопровождается скачками случайного характера. В момент времени $t_4 = 77$ с механическая и электрическая нагрузки снимаются, и значение силы тока падает.

Анализ экспериментальных данных проведен в рамках модели движения 180° и не 180° -доменных стенок с учетом внутренних механических напряжений [10, 11, 12]. Время релаксации может зависеть от доменной структуры и ее взаимодействия с точечными дефектами, поэтому релаксация характеризуется соответствующим рядом времен τ_1 для 180° -доменов и τ_2 для не 180° -доменов. Необходимо учитывать, что движение не 180° -доменов может вызывать как электрическое поле E , так и внешние механические напряжения σ и внутренние механические напряжения σ_0 , а движение 180° -доменов только электрическое поле E .

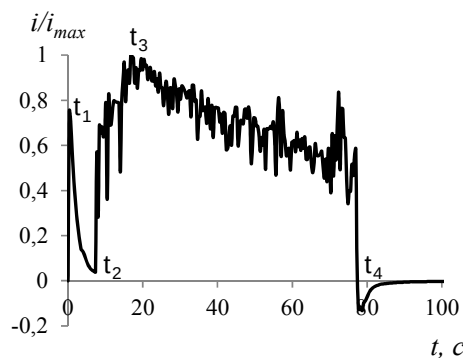


Рис. 1. Диаграмма нормированных значений тока поляризации для образцов при $E = 2$ МВ/м и механической нагрузке $\sigma = 15$ МПа. После разгрузки обнаружена трещина

С учетом этого и рассматривая случай, когда движение одних доменных границ не влияет на движение других доменных границ, т. е. вдали от насыщения поляризации, ток поляризации (плотность тока, умноженная на площадь сечения образца) сегнетокерамики можно описать системой уравнений:

$$\tau_1 \dot{p}_1 + p_1 = \alpha_1 E \quad (1)$$

$$\tau_2 \dot{p}_2 + p_2 = \alpha_2 E + \beta(\sigma + \sigma_s) \quad (2)$$

$$i = \dot{p}_1 + \dot{p}_2, \quad (3)$$

где p_1 – поляризация, обусловленная наличием 180° -доменов, и p_2 – поляризация, обусловленная наличием не 180° -доменов; коэффициенты α_1 , α_2 и β определяются геометрией взаимного расположения векторов напряженностей электрического поля E , компонентов тензора механических напряжений σ и направлений векторов спонтанной поляризации $\vec{P}_s$ в 180° -доменах и не 180° -доменах; i – ток поляризации, обусловленный движением 180° и не 180° -доменных границ. В модели используются усредненные по всем кристаллитам величины. Компоненты вектора E и тензора напряжений определяются прикладываемым воздействием к образцу.

Проведены компьютерные расчеты зависимости тока поляризации от времени, согласно модели по уравнениям (1–3) и получена теоретическая зависимость (рис. 2). Форма зависимости тока поляризации от времени воспроизводит основные особенности экспериментальных данных, наблюдаемых при последовательном приложении постоянной электрической и механической нагрузки (рис. 1).

Моделирование поляризационных процессов проведено с учетом выбора параметров, отвечающих условиям экспериментального наблюдения.

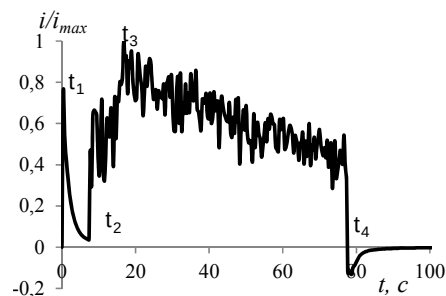
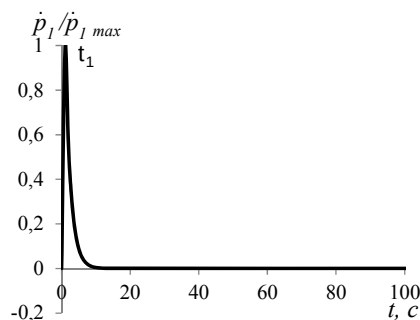


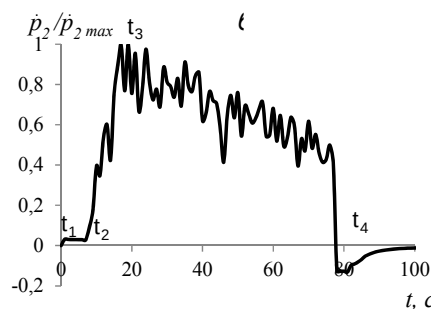
Рис. 2. Смоделированный вид нормированных значений тока поляризации, обусловленного движением 180° - и не 180° -доменных границ при приложении электрической и механической нагрузки

Модель позволяет произвести разделение вкладов 180° -доменных стенок $\dot{p}_1$ и вкладов не 180° -доменных стенок $\dot{p}_2$ в ток поляризации (3). На рис. 3, а приведен результат моделирования вклада $\dot{p}_1$ в поляризационный ток. На рис. 3, б приведен результат моделирования вклада $\dot{p}_2$ в поляризационный ток. Их суммирование дает смоделированный вид поляризационного тока, представленный на рис. 2. Следовательно, можно сделать вывод, что вклад в первый пик (t_1) (рис. 3, а) дают только 180° -доменные стенки (1), а вклад во второй пик (t_3) (рис. 3, б) – преимущественно не 180° -доменные стенки. Рассчитанная средняя величина амплитуды внутренних механических напряжений $\sigma_s = 2,6$ МПа.

При постоянной напряженности внешнего электрического поля в момент времени t_1 начинается релаксационное движение 180° -доменных границ согласно уравнению (1) с характерным временем релаксации τ_1 под действием вынуждающей электрической силы, определяемой членом $\alpha_1 E$ (рис. 3, а) и движение не 180° -доменных границ согласно уравнению (2)



а



б

Рис. 3. Временная зависимость вкладов в токи поляризации: а – 180° -доменных стенок $\dot{p}_1$; б – не 180° -доменных стенок $\dot{p}_2$

с характерным временем релаксации τ_2 под действием вынуждающей электрической силы, определяемой членом $\alpha_2 E$ и с учетом влияния внутренних механических напряжений σ_e .

Со временем скорость доменных границ падает, вклад в поляризационный ток также уменьшается, что и наблюдается в эксперименте (рис. 1).

В момент времени t_2 (рис. 1, 2), когда воздействие электрического поля продолжается, прикладывают механическую нагрузку σ . Возникают дополнительные заряды на электродах за счет пьезоэффекта и, как следствие, новый скачок силы тока. Замедленное увеличение значения тока поляризации на участке от t_2 до t_3 можно объяснить вкладом в пьезоэффект процесса перестройки доменной структуры. И дальнейшее замедление скорости движения доменной стенки вызывается уменьшением локального поля на стенке под действием остаточного деполяризующего поля, создаваемого связанными зарядами в области за движущейся стенкой [2]. По достижении максимального значения тока поляризации в момент времени t_3 начинается релаксационное движение доменных границ при одновременном действии электрического поля и механического напряжения (что отражается на рис. 1, 2 замедлением скорости релаксации тока). Вследствие пьезоэлектрического эффекта возросло электрическое поле; кроме того, за счет обратного пьезоэффекта и из-за поликристалличности образца выросли внутренние механические напряжения σ_v , величина которых складывается из суммы локальных, вызванных внешней нагрузкой, и внутренних механических напряжений. Такое воздействие может привести к микроразрушениям в образце. Развитию подобных эффектов способствуют также процессы переориентации сегнетоэлектрических доменов – механических двойников. Видимо происходят необратимые 90° -доменные переориентации, которые можно рассматривать как пластическое деформирование путем двойникования [13].

Скачкообразная перестройка доменной структуры под действием электрического поля и механических напряжений приводит к значительной немонотонности тока переключения и возрастанию шумовой компоненты (шумам Баркгаузена) [2]. Так как движение доменных стенок при большой механической нагрузке может приводить к увеличению структурных

перенапряжений и появлению микротрещин, то образование новых поверхностей в результате разрушений на микроструктурном уровне приводит к появлению локальных градиентов поляризации [14] (рис. 1, 2).

Таким образом, под действием электрического поля и механической нагрузки основной вклад в поляризационный ток дают не 180° -доменные границы. Так как $\tau_2 > \tau_1$ и скорость изменения поляризации в период времен от t_3 до t_4 меньше, чем при воздействии только одного электрического поля в период времени от t_1 до t_2 (рис. 1, 2), то уменьшение поляризационного тока происходит медленнее в период времен от t_3 до t_4 , чем при воздействии только одного электрического поля в период времени от t_1 до t_2 .

Итак, наблюдается замедленная переполаризация на временном интервале от t_3 до t_4 при одновременном воздействии постоянного электрического поля и механической нагрузки по сравнению с быстрым спадом значения тока поляризации на участке от t_1 до t_2 при воздействии только одного постоянного электрического поля.

В момент времени t_4 образец накоротко замыкается. Электрическое поле быстро уменьшается, в результате ток поляризации падает.

Заключение

Модель движения доменных границ позволяет с единой точки зрения описать экспериментальные закономерности поведения поляризационных токов при электромеханическом воздействии и дает возможность провести анализ вкладов 180° - и не 180° -доменных стенок в ток поляризации сегнетокерамики. Выявленная особенность поведения зависимости тока поляризации от времени при одновременно приложении электрической и механической нагрузки в виде скачков случайного характера обусловлена перестройкой доменной структуры образца. Наблюдаемая замедленная переполаризация при одновременном воздействии постоянного электрического поля и механической нагрузки по сравнению с быстрым спадом значения тока поляризации при воздействии только одного постоянного электрического поля может быть объяснена конкурирующим влиянием механического напряжения и электрического поля на динамику доменных стенок. Описан механизм усиления шумовой компоненты тока переполаризации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Новиков, В. В. Диелектрическая релаксация Коул-Коула / В. В. Новиков, О. А. Комкова // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2004. – № 5. – С. 61–64.
2. Кинетика доменной структуры и токи переключения в монокристаллах конгруэнтного и стехиометрического танталата лития / В. Я. Шур [и др.] // Физика твердого тела. – 2002. – Т. 44. – № 11. – С. 2055–2060.
3. Масловская, А. Г. Имитационное моделирование процесса переключения поляризации сегнетоэлектрических кристаллов под действием инжектированных зарядов / А. Г. Масловская, Т. К. Барабаш // Вестник МГОУ. Сер. Физика – Математика. – 2011. – № 2. – С. 53–60.
4. Тиллес, В. Ф. Модель упругой и релаксационной поляризации сегнетоэлектриков с распределением доменных границ по временам релаксации и собственным частотам / В. Ф. Тиллес, А. М. Метальников, Р. М. Печерская // Физика твердого тела. – 2009. – Т. 51. – № 7. – С. 1415–1418.
5. Gundel, H. Time-dependent electron emission from ferroelectrics by external pulsed electric fields / Gundel H., Hańderek J., Riege H. // J. Appl. Phys., 1991. – V. 69, № 2. – С. 957–982.
6. Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики / под ред. А. В. Гориша. – М.: Радиотехника, 1999. – 367 с.
7. Шпейзман, В. В. Кинетика разрушения поликристаллической сегнетокерамики в механическом и электрическом полях / В. В. Шпейзман, Л. В. Жога // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47, № 5. – С. 843–849.
8. Нестеров, В. Н. Абсорбционный ток в нагруженной сегнетокерамике / В. Н. Нестеров, И. В. Кочергин, Л. В. Жога // ФТТ. – 2009. – Т. 51, № 7. – С. 1439–1440.
9. Merz, W. J. Domain Properties in BaTiO₃ // Phys. Rev., 1952. – № 88. – С. 421–425.
10. Nesterov, V. N. The computer analysis of dynamics of domain boundaries in ferroelectrics-Ferroelastics / V. N. Nesterov, A. V. Shil'nikov // Ferroelectrics, 2002. – № 265. – С. 153–159.
11. Shil'nikov, A. V. Mechanisms of motion of domain and interphase boundaries and their computer simulation / A. V. Shil'nikov, V. N. Nesterov, A. I. Burkhanov // Ferroelectrics, 1996. – № 175. – С. 145–151.
12. Arlt, G. 90°-domain wall relaxation in tetragonally distorted ferroelectric ceramics / G. Arlt, H. Dederichs, R. Herbit // Ferroelectrics, 1987. – V. 47, № 1. – С. 37–53.
13. Жога, Л. В. Кинетика хрупкого разрушения материалов в электрических и механических полях: монография / Л. В. Жога, В. В. Шпейзман. – Волгоград: ВолГАСУ, 2008. – 198 с.
14. Судьенков, Ю. В. Электромагнитное излучение при разрушении пьезоэлектриков субмикросекундными импульсами давления / Ю. В. Судьенков // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, № 12. – С. 101–103.

УДК 539.23, 539.21

Д. В. Завьялов, С. В. Крючков*, **, Т. А. Носаева**
D. V. Zavyalov, S. V. Kruchkov*, **, T. A. Nosaeva**

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМНОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ
 ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ В ГРАФЕНЕ¹**
**THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON THE MUTUAL RECTIFICATION
 OF ALTERNATING CURRENTS IN GRAPHENE¹**

*Волгоградский государственный социально-педагогический университет

*Volgograd State Social-Pedagogical University

**Волгоградский государственный технический университет

**Volgograd State Technical University

E-mail: sed@fizmat.vspu.ru

Найдена постоянная составляющая тока, возникающего в графене, помещенном в постоянное магнитное поле в случае, когда на поверхность образца нормально падают две электромагнитные волны с параллельными плоскостями поляризации, в направлении, перпендикулярном векторам напряженности падающих волн.

Ключевые слова: графен, двуслойный графен, отношение частот, влияние магнитного поля, взаимное выпрямление, переменные токи.

We find a direct current component arising in graphene placed in a constant magnetic field in conditions, when two electromagnetic waves with coinciding polarization planes are incident normally to the surface of the sample, in direction transverse to vectors of electric field strength of waves.

Keywords: graphene, bias bilayer graphene, frequencies ratio, influence of magnetic field, mutual rectification, alternating currents.

Графен – новый перспективный материал нанoeлектроники. Впервые он был получен в 2004 году [1]. Данное открытие вызвало большой интерес к свойствам материала, которые

изучаются экспериментально и теоретически. Одной из важных особенностей графена является неаддитивность энергетического спектра [2], которая приводит к взаимной зависимости движения носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений.

¹ Работа поддержана Государственным научным грантом Волгоградской области.

Из исследований стало ясно, что в спектре графена отсутствует энергетическая щель между валентной зоной и зоной проводимости, поэтому графен является полуметаллом. Одним из первых был получен графен на подложке SiO_2 [5]. В отдельных случаях в спектре графена появляется запрещенная зона. В [6] сообщается о получении монослойного графена на подложке SiC , в спектре которого имеется энергетическая щель. Запрещенная зона возникает и в спектре двуслойного графена [7], помещенного в поперечное постоянное электрическое поле.

В работе [3] рассмотрен эффект возникновения постоянного тока под влиянием двух переменных электрических полей со взаимно перпендикулярными векторами напряженности в присутствии магнитного поля. Показано, что постоянный ток возникает только в случае, когда отношение частот падающих волн равно двум и одной второй. Получены зависимости величины постоянного тока от сдвига фаз между падающими волнами, а также от температуры.

В настоящей работе рассмотрен случай, когда векторы напряженности электрических полей сонаправлены; падающие на образец волны поляризованы в одной плоскости, а постоянное магнитное поле перпендикулярно поверхности образца.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу о взаимном выпрямлении переменных токов в графене, когда магнитное поле падает перпендикулярно поверхности образца, а векторы напряженности направлены параллельно друг другу. Покажем, что при определенном соотношении между частотами этих волн возможно возникновение постоянной составляющей тока в образце. Геометрия задачи представлена на рис. 1.

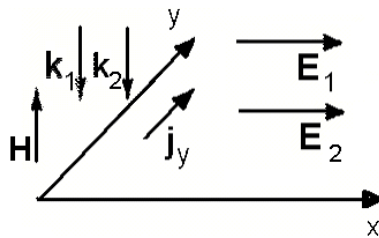


Рис. 1. Геометрия задачи

Здесь $E_1 = E_{10} \cos(\omega_1 t)$; $E_2 = E_{20} \cos(\omega_2 t + \varphi)$ – напряженности электрических полей падающих волн; $\mathbf{H}$ – напряженность постоянного магнитного поля; $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ – волновые векторы.

Будем рассматривать двуслойный графен, энергетический спектр носителей которого определяется выражением [2, 4]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{t_{\perp}^2}{2} + \Delta^2 + v_f^2 \mathbf{p}^2} - \sqrt{\frac{t_{\perp}^4}{4} + v_f^2 \mathbf{p}^2 (t_{\perp}^2 + 4\Delta^2)}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ – вектор квазиимпульса; $v_f \approx 10^8 \text{ cm/s}$ – скорость на поверхности Ферми; Δ – полуширина запрещенной зоны; $t_{\perp} \approx 0.35 \text{ eV}$ – интеграл перекрытия между слоями графена.

Спектр (1) достаточно сложный для проведения аналитических выкладок. Однако в случае, когда актуальные значения квазиимпульса p малы, можно с достаточной точностью [2] ограничиться следующим выражением, являющимся разложением (1) в ряд Тейлора:

$$\varepsilon(\mathbf{q}) \approx \Delta \left(1 - 2V^2 |\mathbf{q}|^2 + \frac{1}{2} V^2 |\mathbf{q}|^4 \right). \quad (2)$$

Здесь введены обозначения: $V = \Delta/t_{\perp}$; $\mathbf{q} = \mathbf{p} v_f / \Delta$; $v_f \approx 10^8 \text{ cm/s}$ – скорость на поверхности Ферми; Δ – полуширина запрещенной зоны; $t_{\perp} \approx 0.35 \text{ eV}$ – интеграл перекрытия между слоями графена; p – квазиимпульс электрона. Малость значений импульса означает выполнение условий $|\mathbf{q}| \ll 1/V$ и $V \ll 1$.

Вычисление плотности тока

Плотность тока вдоль оси Y определяется стандартным образом:

$$j_y = e \sum_{\mathbf{q}} v_y(\mathbf{q}) f(\mathbf{q}, t), \quad (3)$$

где $v_y = \frac{\partial \varepsilon}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial p_y} = 2 v_f V^2 u_y$;

$$\mathbf{u} = \{q_x (|\mathbf{q}|^2 - 2); q_y (|\mathbf{q}|^2 - 2)\}. \quad (4)$$

Неравновесная функция распределения $f(\mathbf{q}, t)$ является решением кинетического уравнения Больцмана, столкновительный член которого выберем в приближении постоянной частоты столкновений ν . Уравнение Больцмана имеет вид:

$$\frac{\partial f(\mathbf{q}, \theta)}{\partial \theta} + (\mathbf{F} + [\mathbf{u}, \mathbf{R}]) \frac{\partial f(\mathbf{q}, \theta)}{\partial \mathbf{q}} = -\gamma [f(\mathbf{q}, \theta) - f_0(\mathbf{q})], \quad (5)$$

где $f_0(\mathbf{q})$ – равновесная функция распределения;

$$\mathbf{F} = \left\{ F_1 \cos(b\theta), \frac{F_2}{b} \cos(\theta + \varphi), 0 \right\}; \quad F_1 = eE_{01}v_f / \omega_1 \Delta; \\ F_2 = eE_{02}v_f / \omega_2 \Delta; \quad R = 2eHv_f^2 \Delta / \omega_2 c t_{\perp}^2; \quad \theta = \omega_1 t; \\ b = \omega_1 / \omega_2; \quad \gamma = v / \omega_1.$$

Решение уравнения (4) находится методом характеристик и имеет вид:

$$f(\mathbf{q}, \theta) = \gamma \int_{-\infty}^{\theta} d\theta_1 \exp(-\gamma(\theta - \theta_1)) f_0(q_1(\theta_1; \mathbf{q}, \theta)), \quad (6)$$

где компоненты $q_1(\theta_1; \mathbf{q}, \theta)$ представляют собой решения классических уравнений движения:

$$\frac{dq_{1x}}{d\theta_1} = F_1 \cos(\theta_1) + \frac{F_2}{b} \cos\left(\frac{\theta_1}{b} + \varphi\right) + \\ + Rq_{1y}(-2 + |q|^2); \quad (7)$$

$$\frac{dq_{1y}}{d\theta_1} = -Rq_{1x}(-2 + |q|^2), \quad (8)$$

с начальным условием

$$\theta_1 = \theta; \quad q_1 = q. \quad (9)$$

Полагая $F_1, F_2 \gg R$, решаем уравнения движения итерациями по R .

В нулевом приближении по R уравнения движения принимают вид:

$$\frac{dq_{1x}}{d\theta_1} = F_1 \cos(\theta_1) + \frac{F_2}{b} \cos\left(\frac{\theta_1}{b} + \varphi\right); \quad (10)$$

$$\frac{dq_{1y}}{d\theta_1} = 0. \quad (11)$$

Решением уравнений (10), (11) являются следующие функции:

$$q_{1x} = q_x + F_1 g_1(\theta_1, \theta) + \frac{F_2}{b} g_2(\theta_1, \theta);$$

$$g_1(\theta_1, \theta) = \sin(\theta_1) - \sin(\theta);$$

$$g_2(\theta_1, \theta) = \sin\left(\frac{\theta_1}{b} + \varphi\right) - \sin\left(\frac{\theta}{b} + \varphi\right); \quad (12)$$

$$q_{1y} = q_y. \quad (13)$$

Подставляем (12), (13) в правые части (7), (8) и находим q_{1x} , q_{1y} в первом приближении по R .

Начальные условия накладываем в форме (9). Получаем:

$$q_{1x} = q_x + F_1 g_1 + \frac{F_2}{b} g_2 + Rq_y \left(-2 + (q_x + q_y)^2 \right) + R \left(F_1^2 q_y \int_{\theta}^{\theta_1} g_1^2 d\theta_1 + \right. \\ \left. + \left(\frac{F_2}{b} \right)^2 q_y \int_{\theta}^{\theta_1} g_2^2 d\theta_1 + 2F_1 (q_y^2 + q_x q_y) \int_{\theta}^{\theta_1} g_1 d\theta_1 + 2 \frac{F_2}{b} q_y^2 \int_{\theta}^{\theta_1} g_2 d\theta_1 + 2F_1 \frac{F_2}{b} q_x q_y \int_{\theta}^{\theta_1} g_1 g_2 d\theta_1 \right) \quad (14)$$

$$q_{1y} = q_y - R \left(q_x + F_1 g_1 + \frac{F_2}{b} g_2 \right) \left(-2 + (q_x + q_y)^2 \right) - R \left(F_1^2 (3q_x + 2q_y) \int_{\theta}^{\theta_1} g_1^2 d\theta_1 + \right. \\ \left. + \left(\frac{F_2}{b} \right)^2 (q_x + 2q_y) \int_{\theta}^{\theta_1} g_2^2 d\theta_1 + 2F_1 (q_y q_x + q_x^2) \int_{\theta}^{\theta_1} g_1 d\theta_1 + 2 \frac{F_2}{b} q_y q_x \int_{\theta}^{\theta_1} g_2 d\theta_1 + \right. \\ \left. + 2F_1 \frac{F_2}{b} (q_x^2 + 2q_y + q_x) \int_{\theta}^{\theta_1} g_1 g_2 d\theta_1 + F_1^3 \int_{\theta}^{\theta_1} g_1^3 d\theta_1 + F_1 \left(\frac{F_2}{b} \right)^2 (1 + 2q_x) \int_{\theta}^{\theta_1} g_2^2 g_1 d\theta_1 + \right. \\ \left. + F_1^2 \frac{F_2}{b} (2q_x + 1) \int_{\theta}^{\theta_1} g_1^2 g_2 d\theta_1 + \left(\frac{F_2}{b} \right)^3 \int_{\theta}^{\theta_1} g_2^3 d\theta_1 \right). \quad (15)$$

Выбираем $f_0(\mathbf{p})$ в виде функции распределения Больцмана, в первом не исчезающем приближении по напряженностям электрических полей F_1 , F_2 и магнитного поля R . Подставляем найденные выражения для компонент импульса в выражение для плотности тока (2).

Получаем следующее выражение для поперечной поверхностной плотности тока:

$$j_y = j_0 (G_{11} \cos \varphi + G_{12} \sin \varphi) F_1^2 F_2 R \delta_{b,2} + \\ + j_0 (G_{21} \cos 2\varphi + G_{22} \sin 2\varphi) F_1 F_2^2 R \delta_{b,1/2}. \quad (16)$$

В (16) введены обозначения:

$$j_0 = ev_f n \left(\left(2\sqrt{2} V^{7/2} \gamma e^{-2V^3/T'} \right) / T'^{1/2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\sqrt{2V^3/T'} \right) \right) \right), \quad T' = T / t_{\perp};$$

$$\begin{aligned}
G_{11} = & \int_0^\infty \frac{1}{8v(4+v^2)^2 T} \exp \left[\frac{V}{T} \left(2q^2 V^2 - \frac{q^4 V^2}{2} \right) \right] q^2 (-2+q^2) V^3 \times \\
& \times \left(\left(2 - \frac{8q^4 V^3}{T} + \frac{2q^6 V^3}{T} + q^2 \left(-3 + \frac{8V^3}{T} \right) \right) (192 + 96v^2 + 12v^4) + \right. \\
& + \left(-4 + \frac{48V^3}{T} - \frac{24V^6 q^8}{T^2} + \frac{3V^6 q^{10}}{T^2} + \frac{8V^3 q^4}{T} \left(11 - \frac{12V^3}{T} \right) + \frac{V^3 q^6}{T} \left(-19 + \frac{72V^3}{T} \right) + \right. \\
& \left. \left. + 2q^2 \left(3 - \frac{62V^3}{T} + \frac{24V^6}{T^2} \right) \right) (-4v + v^3) \right) dq; \tag{17}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_{12} = & \int_0^\infty \frac{1}{2v(4+v^2)^2 T} \exp \left[\frac{V}{T} \left(2q^2 V^2 - \frac{q^4 V^2}{2} \right) \right] vq^3 (-2+q^2) V^3 \times \\
& \times \left(-4 + \frac{48V^3}{T} - \frac{24V^6 q^8}{T^2} + \frac{3V^6 q^{10}}{T^2} + \frac{8V^3 q^4}{T} \left(11 - \frac{12V^3}{T} \right) + \frac{V^3 q^6}{T} \left(-19 + \frac{72V^3}{T} \right) + \right. \\
& \left. + 2q^2 \left(3 - \frac{62V^3}{T} + \frac{24V^6}{T^2} \right) \right) dq; \tag{18}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_{21} = & \int_0^\infty \frac{1}{4v(4+v^2)^2 T} \exp \left[\frac{V}{T} \left(2q^2 V^2 - \frac{q^4 V^2}{2} \right) \right] q^3 (-2+q^2) V^3 \times \\
& \times \left(\left(2 - \frac{8q^4 V^3}{T} + \frac{2q^6 V^3}{T} + q^2 \left(-3 + \frac{8V^3}{T} \right) \right) (12 + 24v^2 + 12v^4) + \right. \\
& + \left(-4 - \frac{48V^3}{T} + \frac{24V^6 q^8}{T^2} - \frac{3V^6 q^{10}}{T^2} + \frac{8V^3 q^4}{T} \left(-7 + \frac{12V^3}{T} \right) + \frac{V^3 q^6}{T} \left(11 - \frac{72V^3}{T} \right) + \right. \\
& \left. \left. + q^2 \left(6 + \frac{92V^3}{T} - \frac{48V^6}{T^2} \right) \right) (v + v^3) \right) dq; \tag{19}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_{22} = & \int_0^\infty \frac{1}{2(1+v^2)^2 T} \exp \left[\frac{V}{T} \left(2q^2 V^2 - \frac{q^4 V^2}{2} \right) \right] vq^3 (-2+q^2) V^3 \times \\
& \times \left(4 + \frac{48V^3}{T} - \frac{24V^6 q^8}{T^2} + \frac{3V^6 q^{10}}{T^2} + \frac{8V^3 q^4}{T} \left(7 - \frac{12V^3}{T} \right) + \frac{V^3 q^6}{T} \left(-11 + \frac{72V^3}{T} \right) + \right. \\
& \left. + q^2 \left(-6 - \frac{92V^3}{T} + \frac{48V^6}{T^2} \right) \right) dq; \tag{20}
\end{aligned}$$

Графики зависимости G_{ij} от безразмерной частоты столкновений γ при $V=0.25$ приведены на рис. 2.

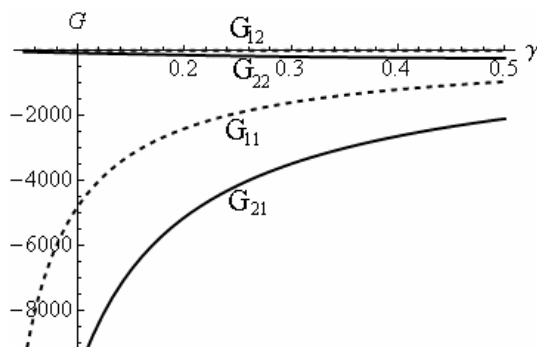


Рис. 2. Зависимость G_{ij} от безразмерной частоты столкновений γ

Обсуждение результатов

Постоянная составляющая электрического тока в направлении, перпендикулярном плоскостям поляризации падающих волн, возникает в графене только в присутствии магнитного поля при отношении частот, равном двум. При $E_1, E_2 \sim 0.1$ ед. СГС, $H \sim 10^2$ Э, $\omega_1, \omega_2 \sim 10^{12}$ с⁻¹, $\nu \sim 10^{11}$ с⁻¹, $T = 50$ К, $V = 0.25$ плотность тока $j_y \sim 10^{-7}$ А/см, что соответствует пространственной плотности тока $j_{xs} \approx 10^3$ А/м². Такие плотности тока достижимы в двуслойном графене при температурах порядка 30 К [8].

Отметим, что возникновение постоянной составляющей тока при воздействии на материал только переменных электрических полей (в частности, в случае отношения частот, равном двум), изучалось во многих работах. Одна из первых работ [9] посвящена эффекту взаимного выпрямления двух электромагнитных волн в сверхрешетке, когда плоскости поляризации совпадают с направлением оси сверхрешетки. При этом ток возникал вдоль оси сверхрешетки за счет непараболичности энергетического спектра этой структуры. Ранее эффект продольного выпрямления токов изучался в объемных полупроводниках (см., например, ссылки в [9]). В настоящей работе изучен эффект возникновения тока в поперечном направ-

лении под влиянием магнитного поля. Благодаря присутствию в выражении энергетического спектра слагаемого, пропорционального четвертой степени квазиимпульса, постоянный ток возникает и вдоль направления поляризации падающих волн. В присутствии магнитного поля возникает ток и в поперечном направлении. Причиной возникновения этого тока является эффект Холла. Похожая ситуация рассмотрена в [10], где изучен эффект Холла в режиме эллиптически поляризованной волны в графене.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Wallace, P. R. The band theory of graphite // *Physical Review*. – 1947. – V. 71. – P. 622–634.
2. Castro Neto, A. H. The electronic properties of graphene / A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, A. K. Geim // *Reviews of Modern Physics*. – 2009. – V. 81. – P. 109–163.
3. Завьялов, Д. В. Влияние магнитного поля на эффект взаимного выпрямления переменных токов, индуцированных электромагнитными волнами в графене / Д. В. Завьялов, В. И. Конченков, С. В. Крючков // *Физика твердого тела*. – 2010. – Т. 52, вып. 4. – С. 746–750.
4. Nilsson, J. Impurities in a biased graphene bilayer / J. Nilsson, A. H. Castro Neto // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – V. 98. – P. 126801.
5. Novoselov, K. S. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov // *Science*. – 2004. – V. 306. – P. 666–669.
6. Zhou, S. Y. Substrate-induced bandgap opening in epitaxial graphene / S. Y. Zhou, G.-H. Gweon, A. V. Fedorov, P. N. First, W. A. de Heer, D.-H. Lee, F. Guinea, A. H. Castro Neto, A. Lanzara // *Nature Materials*. – 2007. – V. 6. – P. 770–775.
7. Castro, E. V. Biased Bilayer Graphene: Semiconductor with a Gap Tunable by the Electric Field Effect / E. V. Castro, K. S. Novoselov, S. V. Morozov, N. M. R. Peres, J. M. B. Lopes dos Santos, J. Nilsson, F. Guinea, A. K. Geim and A. H. Castro Neto // *Physical Review Letters*. – 2007. – V. 99. – P. 216802.
8. Ohta, T. Controlling the Electronic Structure of Bilayer Graphene / T. Ohta, A. Bostwick, T. Seyller, K. Horn, E. Rotenberg // *Science*. – 2006. – V. 313. – P. 951–954.
9. Менса, С. Взаимное выпрямление двух электромагнитных волн в сверхрешетке / С. Менса, Г. М. Шмелев, Э. М. Эпштейн // *Изв. вузов. Физика*. – 1988. – Т. 31. – № 6. – С. 112–114.
10. Karch, J. Circular ac Hall Effect / J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer et al // *E-print archives, cond-mat* / 1008.2116v1.

УДК 538.915:(546.72-31+546.74-31)

*А. О. Литинский, С. И. Новиков**A. O. Litinskiy, S. I. Novikov***СТРУКТУРА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН НАНОСЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ –
ИЗОЛИРОВАННЫХ И НА ПОДЛОЖКЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ****THE STRUCTURE OF GALLIUM NITRIDE NANOLAYERS ENERGY BANDS –
SEPARATED AND ON THE SILICON CARBIDE SUBSTRATE****Волгоградский государственный технический университет****Volgograd State Technical University**

E-mail: litinski@inbox.ru

Изучены электронно-энергетические и оптические спектры GaN-структур: а) объемных; б) изолированных нанослоев; в) нанослоев на подложке карбида кремния. Для расчета применена процедура на основе теории функционала плотности, обобщенная на случай периодических систем. Проведен сравнительный анализ результатов. Отмечена корреляция между плотностями одноэлектронных состояний изученных систем и их спектрами поглощения.

Ключевые слова: энергетический спектр электронов; вычислительные схемы на основе теории функционала плотности для систем с трансляционной симметрией; гексагональный нитрид галлия; кристаллические нанослои; спектр поглощения.

Electronic-energy and optical spectra of GaN-structures a) bulked; b) separated nanolayers; c) nanolayers on silicon carbide substrate, were studied. The computing scheme on the basis of the density functional theory, generalized on periodic systems, were applied for calculation. Comparative analysis of results was carried out. Correlation between one-electronic states density of investigated systems and their absorption spectra was noted.

Keywords: energy spectrum of electrons; calculation schemes on basis of density functional theory for the systems with translation symmetry; hexagonal gallium nitride; crystalline nanolayers; absorption spectrum.

Нитрид галлия находит применение в оптоэлектронике в связи с тем, что материалы на его основе активны в коротковолновой области видимого спектра и в УФ-диапазоне. Основное преимущество данного широкощелевого полупроводника над другими материалами – химическая и радиационная стойкость, а также высокая теплопроводность. Особый интерес представляют наноструктурированные по одному из кристаллографических направлений образцы нитрида галлия. В этом случае имеют место эффекты квантования энергии двумерного электронного газа, а также влияния поверхностей и границ раздела на электронно-энергетические и оптические свойства полупроводника.

В данной работе нами исследован электронно-энергетический спектр как объемной структуры нитрида галлия, так и слоев GaN толщиной от 1 до 10 нм как изолированных, так и на подложке SiC. Слои образованы разрывом связей Ga-N в 001-направлении кристалла нитрида галлия с образованием двух поверхностей, на одну из которых выступают атомы галлия, а на другую – атомы азоты.

Для расчета применена процедура на основе теории функционала плотности [1], обобщенная на случай трехмерных и двумерных (вдоль поверхности слоя) периодических структур (про-

граммный пакет SIESTA [2, 3]) с обменно-корреляционным потенциалом Пердью, Бурке, Эрнзерхофа [4] в базисе двухэкспонентных (валентно-расщепленных) псевдоорбиталей с включением поляризационных функций, главное квантовое число которых такое же, как для орбиталей валентной оболочки. Влияние остовных электронов учитывалось введением псевдопотенциала Труллье – Мартинсона – Клейнмана – Биландера [5, 6]. Циклические граничные условия накладывались на расширенную в трех или в двух (вдоль поверхности) измерения ячейку, содержащую $N=9 \times 9 \times 9$ или $\tilde{N}=(9 \times 9)_m$ элементарных ячеек состава Ga_2N_2 соответственно (индекс m нумерует количество слоев; рассмотрены поверхностные структуры с $m=2, 5, 10, 20$) (рис. 1, а, б). Это соответствует тому, что в суммирование по занятым состояниям электронов (например, при расчете электронной плотности $\rho(\mathbf{r})$) включены N или $\tilde{N}$ равномерно распределенных точек $\mathbf{k}$ гексагональной зоны Бриллюэна (трехмерной или двумерной соответственно) (рис. 1, в, г). Численное интегрирование по пространственным переменным проводилось с участием точек узлов сетки, которая соответствовала пренебрежению в разложении волновых функций электронов по плоским волнам таких волн, энергия которых превышает 150 Ry.

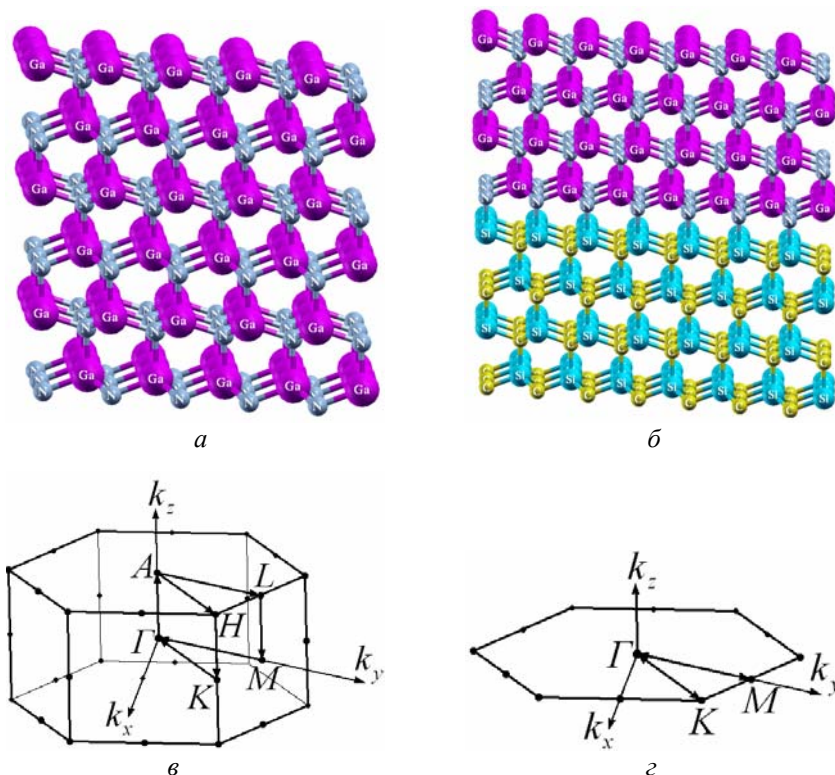


Рис. 1:

a – элемент объемной структуры GaN; *б* – элемент поверхностной структуры GaN на подложке SiC; *в* – трехмерная зона Бриллюэна; *г* – двумерная зона Бриллюэна

Межатомное расстояние $R(\text{Ga-N})$ для внутриобъемной структуры принималось равным его экспериментальному значению $1,94 \text{ \AA}$. Что касается поверхностных длин связей, то они получены путем оптимизации ($R_{\text{пов}}(\text{Ga-N}) = 2,00 \text{ \AA}$). Подложка из карбида кремния моделировалась четырьмя двухатомными слоями Si-C с замыканием концевых (выходящих на поверхность) атомов углерода псевдоатомами водорода $\tilde{\text{H}}$.

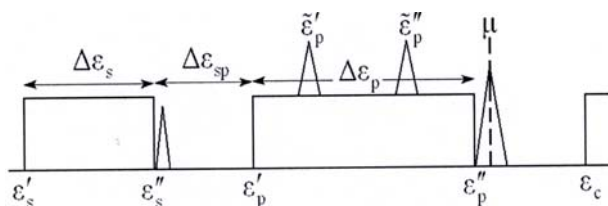


Рис. 2. Общая схема энергетического спектра

В результате расчета для всех изученных структур получены зависимости $\varepsilon(\mathbf{k})$ энергий электронов от квазиволнового вектора $\mathbf{k}$ и плотности состояний $\eta(\varepsilon)$. На их основе рассчитаны оптические спектры (зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости ε_2 и коэффициента поглощения k_{ω} от энергии

фотона) [2, 3]. Типичные графики таких зависимостей приведены на рис. 3. Общая схема энергетического спектра представлена на рис. 2.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы.

1. *Объемная структура GaN.* Заполненные состояния занимают две энергетические подзоны, разделенные щелью $\Delta\varepsilon_{\text{sp}} \approx 5,5 \text{ эВ}$. В нижнюю и верхнюю занятые валентными электронами подзоны преимущественный вклад вносят $2s$ - и $2p$ -орбитали атомов азота соответственно. Внутри $2p_{(\text{N})}$ -подзоны имеются две области с повышенной плотностью состояний в области энергий $\tilde{\varepsilon}'_p \approx -11,4 \text{ эВ}$ и $\tilde{\varepsilon}''_p \approx -6,8 \text{ эВ}$, а внутри $2s_{(\text{N})}$ -подзоны максимальная плотность состояний отвечает ее верхней границе ($\varepsilon''_s \approx -18,0 \text{ эВ}$). Зона вакантных состояний, преимущественный вклад в которую вносят орбитали атомов галлия, отделена от верхней границы $2p_{(\text{N})}$ -подзоны энергетической щелью $\Delta\varepsilon_{\text{g}} \approx 2,2 \text{ эВ}$. В этой зоне области с повышенными значениями плотностей состояний отсутствуют. Уровень химического потенциала μ , находящийся в области запрещенных энергий, отстоит от верхней границы $2p_{(\text{N})}$ -подзоны $\approx$ на $\Delta\varepsilon_{\text{g}}/3$. В [7] рас-

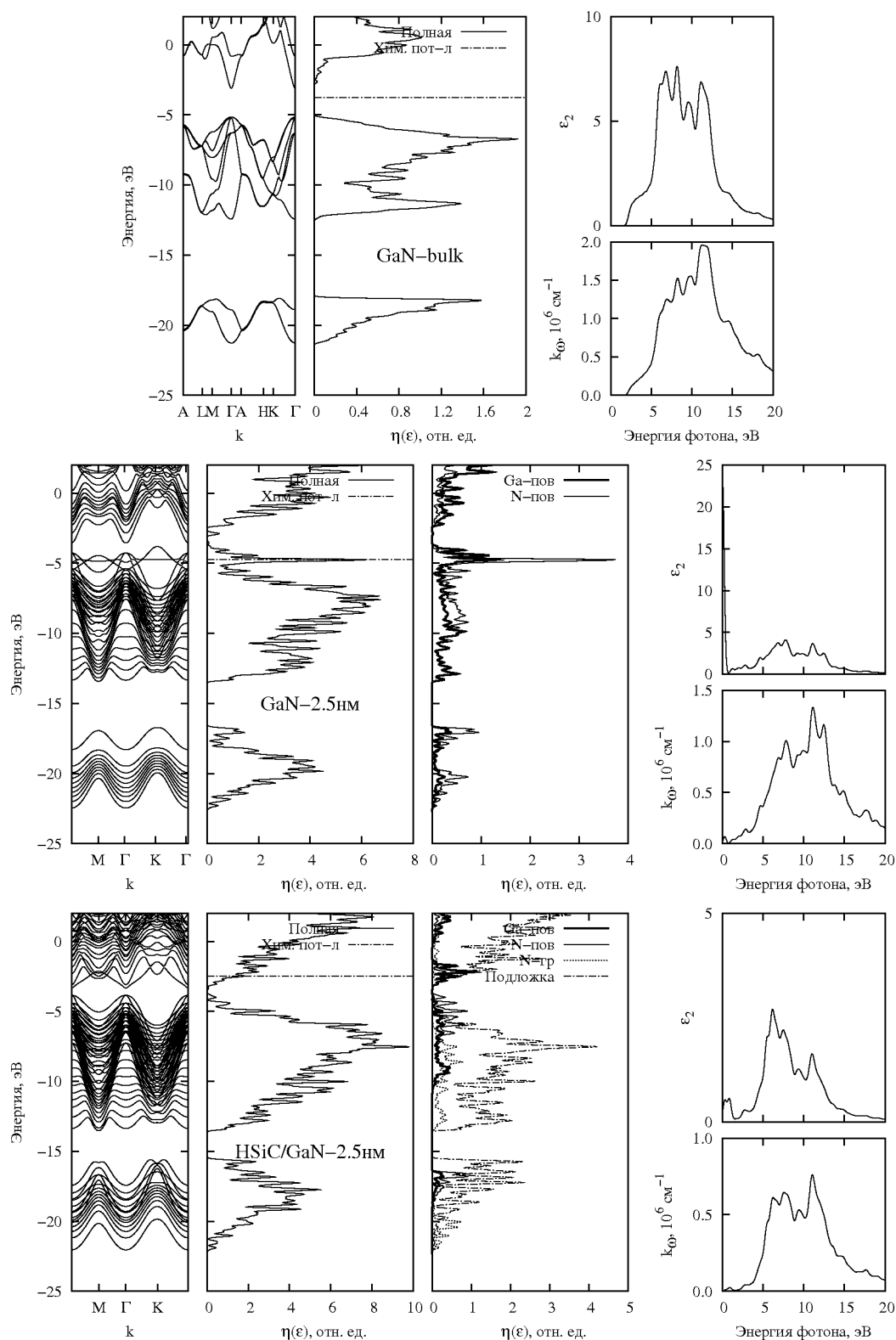


Рис. 3. Дисперсионные кривые $\epsilon(\mathbf{k})$, полные и парциальные плотности состояний $\eta(\epsilon)$, оптические спектры (ϵ_2 – мнимая часть диэлектрической проницаемости; k_0 – коэффициент поглощения)

считана электронно-энергетическая структура гексагонального GaN методом локального когерентного потенциала с использованием кла-

стерной версии muffin-tin приближения в рамках теории многократного рассеяния. Для ширины верхней валентной $2p_{(N)}$ -подзоны было

получено значение 7,1 эВ, близкое к данным наших расчетов (7,05 эВ). Структура энергетической $2p_{(N)}$ -полосы также хорошо совпадает (имеются два максимума $\eta(\epsilon)$ с таким же отношением их амплитуд). В работе [8] приводятся кривые экспериментальной, расчетно-экспериментальной и расчетной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ_2 от энергии фотона $h\nu$ для объемного нитрида галлия. Соответствующая кривая $\epsilon_2(h\nu)$, полученная нами, удовлетворительно согласуется с этими данными.

2. При переходе от объемной фазы к *двумерным изолированным структурам* (кристаллическим слоям с двусторонней поверхностью) *GaN* в энергетическом спектре появляются состояния, преимущественный вклад в которые вносят атомы, выходящие на поверхность. Возникновение поверхностных состояний внутри $2s_{(N)}$ -подзоны приводит к следующему. При уменьшении толщины слоя *GaN* ширина подзоны возрастает на величину от 1,2 эВ ($m=20$) до 3 эВ ($m=2$). При этом максимум плотности состояний перемещается от верхней границы подзоны (характерно для объемной фазы) к центру подзоны. Вблизи верхней границы $2s_{(N)}$ -подзоны появляется второй максимум плотности состояний, образованный поверхностными состояниями. Интенсивность этого максимума в δ раз меньше интенсивности центрального максимума, причем величина δ увеличивается с ростом числа слоев от 1,5 ($m=2$) до 20 ($m=20$). Это приводит к изменению формы кривой $\eta(\epsilon)$ для $2s_{(N)}$ -подзоны.

Нижняя граница $2p_{(N)}$ -подзоны смещается в область более низких энергий, причем величина этого смещения убывает с ростом числа слоев от 0,9 эВ ($m=2$) до 0,7 эВ ($m=20$).

В $2p_{(N)}$ -подзоне вклад в плотность состояний орбиталей объемных атомов азота увеличивается с ростом толщины слоя. Это приводит к усилению поглощения электромагнитного излучения во всем диапазоне длин волн. Кроме того, в этой подзоне появляются также состояния, обусловленные орбиталями поверхностных атомов азота. Вклад этих состояний уменьшается с увеличением толщины слоя. Это приводит к тому, что при переходе к слоям малой толщины исчезает минимум плотности состояний в центре $2p_{(N)}$ -подзоны (это обуславливает исчезновение минимума в спектре поглощения в области энергий фотонов ≈ 10 эВ).

В запрещенной зоне появляются состояния с максимумом вблизи потолка $2p_{(N)}$ -подзоны, преимущественный вклад в которые вносят поверхностные атомы азота (и в меньшей степени поверхностные атомы галлия). При большей толщине слоя ($m=20$) эти состояния перекрывают всю запрещенную зону, что приводит к смещению края собственного поглощения в длинноволновую область. Отметим также, что с уменьшением толщины слоя данный тип поверхностных состояний преобладает над поверхностными состояниями внутри $2p_{(N)}$ -подзоны. Это приводит к усилению поглощения в длинноволновой области спектра.

Химический потенциал μ для многослойных структур совпадает с максимумом плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне. С уменьшением толщины слоя уровень химического потенциала смещается в область более низких энергий в пределах 0,5 эВ ($m=20$) ÷ 1,0 эВ ($m=2$).

3. Для *GaN-структур на подложке SiC* нижняя граница $2s_{(N)}$ -подзоны перемещается в область более низких энергий по сравнению с объемной фазой. Это обусловлено появлением состояний, преимущественный вклад в которые вносят орбитали Si-N-связей на границе раздела «подложка – слой». С уменьшением толщины слоя нижняя граница $2s_{(N)}$ -подзоны смещается в область более высоких энергий вплоть до величины 0,5 эВ (при $m=2$).

Верхняя граница $2s_{(N)}$ -подзоны с уменьшением толщины слоя *GaN* смещается в область более высоких энергий в пределах $\approx 2,0$ эВ ($m=20$) ÷ 2,5 эВ ($m=2$) за счет появления состояний, преимущественный вклад в которые вносят орбитали как поверхностных атомов галлия и азота, так и атомов подложки.

Нижняя граница $2p_{(N)}$ -подзоны также располагается ниже по энергии, чем для объемной фазы. Это обусловлено появлением состояний, преимущественный вклад в которые вносят как орбитали Si-N-связей на границе раздела «подложка – слой», так и орбитали атомов подложки. С уменьшением толщины слоя нижняя граница $2s_{(N)}$ -подзоны смещается в область более высоких энергий вплоть до величины $\approx 0,4$ эВ (при $m=2$).

Форма плотности состояний $2p_{(N)}$ -подзоны качественно изменяется так же, как и в случае изолированных слоев *GaN*, за исключением отсутствия характерного пика у верхней границы $2p_{(N)}$ -подзоны. При этом занятые состояния, преимущественный вклад в которые вносят ор-

битали поверхностных атомов галлия и азота, а также орбитали атомов подложки, проникают в область энергий, являющуюся зоной проводимости для объемной фазы. Уровень химического потенциала при этом оказывается выше, чем для объемной фазы и изолированных слоев GaN, и с изменением толщины слоя от 10 нм до 1 нм он смещается в область более высоких энергий на величину от $\approx 0,7$ эВ ($m=20$) до 1,2 эВ ($m=2$) относительно химического потенциала, соответствующего объемной фазе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Koch, W. A chemist's guide to density functional theory / W. Koch, C. Holthausen. – WILEY-VCH, 2001. – 293 p.
2. The Siesta method for ab initio order-N materials simulations / J. M. Soler [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. –

2002. – Vol. 14, N 11. – P. 2745–2779.

3. Ordejón, P. Linear scaling ab-initio calculations in nanoscale materials with SIESTA // Phys. Stat. Sol.(b). – 2000. – V. 217, N 1. – P. 335.

4. J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof. Generalized Gradient Approximation Made Simple // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – P. 3865–3868.

5. N. Troullier, J.L. Martins. Efficient pseudopotentials for plane-wave calculations // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol. 43, N 3. – P. 1993.

6. L. Kleinman, D.M. Bylander. Efficacious Form for Model Pseudopotentials // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 48, N 20. – P. 1425–1428.

7. Илясов, В. В. Электронная энергетическая структура и рентгеновские спектры кристаллов GaN и $B_xGa_{1-x}N$ / В. В. Илясов, Т. П. Жданова, И. Я. Никифоров // ФТТ. – 2006. – Т. 48. – С. 614–622.

8. Соболев, В. В. Фундаментальные оптические спектры нитридов группы $A^{III}B^V$ / В. В. Соболев, М. А. Стерхова // Светодиоды и лазеры. – 2003. – № 1–2. – С. 87.

УДК 538.915:(546.72-31+546.74-31)

А. О. Литинский, А. В. Аршинов

A. O. Litinski, A. V. Arshinov

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИЙ-БОР-АЛЮМИНИЕВЫХ ШПИНЕЛЯХ THE ENERGY SPECTRUM OF THE ELECTRONS IN THE MAGNESIUM-BOHR-ALUMINUM SPINELS

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: litinski@inbox.ru

Расчетная схема на основе теории функционала плотности, обобщенная для случая периодических структур, применена для расчета энергетического спектра электронов бинарных и тройных оксидов магния, алюминия и бора со структурой шпинели состава $MgB_xAl_{2-x}O_4$. Проанализирована зависимость электронно-энергетических характеристик изученных структур от степени смешения x . Показано, что путем изменения этого параметра (т. е. состава тройного оксида) можно регулировать ширину запрещенной зоны магний-бор-алюминиевой шпинели в диапазоне 5,2÷2,9 эВ.

Ключевые слова: энергетический спектр электронов; магний-бор-алюминиевая шпинель; ширина запрещенной зоны; DFT-расчеты кристаллов.

The calculation procedure based on density functional theory with Perdew – Zunger exchange-correlation potential generalized to case of periodic structures was applied to calculate the energy spectrum of electrons of binary and triple oxides of magnesium, aluminium and boron with the spinel structure. The dependence of the electron-energy characteristics of mixing degree x was analysed. It was shown that by changing this parameter the forbidden zone of magnesium-boron-aluminium spinel can be adjust in the range 5,2÷2,9 eV.

Keywords: energy spectrum of electrons; magnesium-bohr-aluminium spinel crystalline; the band gap; DFT-calculations of crystals.

Бинарные и тройные оксиды непереходных элементов, имеющие структуру шпинели, находят широкое применение в технике [1, 2]. Отметим, что для их целенаправленного использования в качестве материалов микро- и нанoeлектроники требуется знание деталей энергетического спектра электронов в этих системах.

В данной работе рассчитаны и проанализированы электронно-энергетические характери-

стики магний-алюминиевой шпинели $MgAl_2O_4$ и валентно-изoeлектронные структуры, образующиеся из нее путем замещения атомов алюминия атомами бора состава $MgB_xAl_{2-x}O_4$ (твердые растворы MgO , Al_2O_3 и B_2O_3 с разной степенью смешения x оксидов алюминия и бора, которая варьировалась в пределах 0,25 ÷ 2,0).

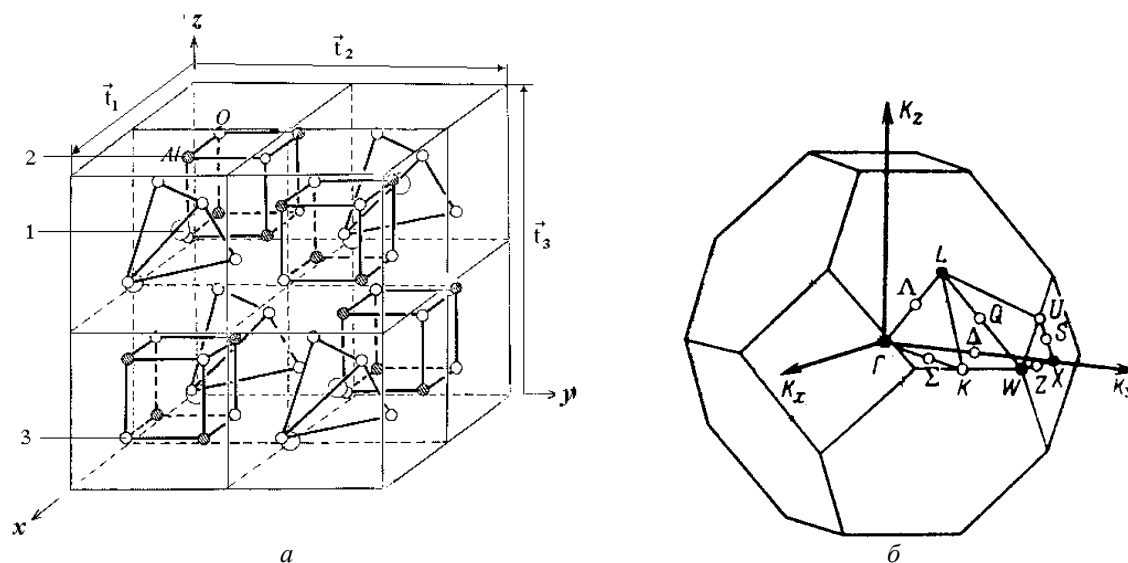


Рис. 1:

a – элементарная ячейка кристалла шпинели состава $Mg_8Al_{16}O_{32}$ (1 – Mg; 2 – Al; 3 – O; $\vec{t}_1, \vec{t}_2, \vec{t}_3$ – векторы трансляции; $|\vec{t}_1| = |\vec{t}_2| = |\vec{t}_3| = a$);
б – зона Бриллюэна кубической гранцентрированной решетки

Элементарная ячейка структуры $MgAl_2O_4$ - шпинели, имеющая состав $Mg_8Al_{16}O_{32}$ (восемь формульных единиц), представлена на рис. 1, *a*. Для расчета применена схема на основе теории функционала плотности, обобщенная на случай систем с трансляционной симметрией [3–5], с обменно-корреляционным потенциалом Пердью – Зангера [6]. Влияние остовных электронов учитывалось введением эффективного потенциала лос-аламосского типа [7, 8]. Отметим, что применение такого типа подхода к диэлектрическим и полупроводниковым системам приводит к вполне адекватным результатам [9–17].

Циклические граничные условия накладывались на расширенную ячейку, образованную из $N = 3 \times 3 \times 3 = 27$ элементарных ячеек (трехкратное увеличение элементарной ячейки вдоль основных векторов трансляции), что соответствует учету $N = 27$ точек $\vec{k}$, равномерно распределенных по зоне Бриллюэна (рис. 1, *б*):

$$\vec{k}_{n_1 n_2 n_3} = \frac{n_1}{N} \vec{b}_1 + \frac{n_2}{N} \vec{b}_2 + \frac{n_3}{N} \vec{b}_3, \quad (1)$$

где $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ – основные векторы трансляции обратной решетки, связанные с основными векторами трансляции прямой решетки соотношением $\vec{a}_i \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$; δ_{ij} – символ Кронеккера); n_1, n_2, n_3 – целые числа. Численное интегрирование по пространственным переменным проводилось с участием точек узлов сетки, которое соответствовало пренебрежению

в разложении волновых функций электронов по плоским волнам таких волн, энергия которых превышает 400 Ry.

Координаты атомов в элементарной ячейке магний-алюминиевой шпинели, взятые первоначально из кристалло-структурных данных [18], в дальнейшем оптимизировались для всех $MgB_x Al_{2-x} O_4$ -структур.

Дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$ и плотности одноэлектронных состояний $\eta(\varepsilon)$, рассчитанные для $MgAl_2O_4$ и $MgB_x Al_{2-x} O_4$ приведены на рис. 2 для случая $x = 0, 1, 2$. Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. Для всех изученных соединений ряда $MgAl_2O_4 \rightarrow MgB_x Al_{2-x} O_4 \rightarrow MgB_2O_4$ энергетически более выгодной является нормальная структура, в которой атомы Mg занимают тетраэдрические позиции, а атомы Al и (или) атомы B – октаэдрические позиции. Переход к обращенной (или частично обращенной) структуре (в которой все или часть атомов Al и B переходят в тетра-, а атомы Mg – в октаэдрические позиции) приводит к проигрышу энергии $\Delta \approx 0,5 \div 1,5$ эВ в пересчете на одну формульную единицу (см. таблицу).

2. Для всех $MgB_x Al_{2-x} O_4$ -структур валентные электроны занимают состояния, энергии которых отвечают двум, разделенным энергетической щелью $\Delta \varepsilon_{sp}$, подзонам, преимущественный вклад в которые вносят 2s- и 2p-орбитали атомов

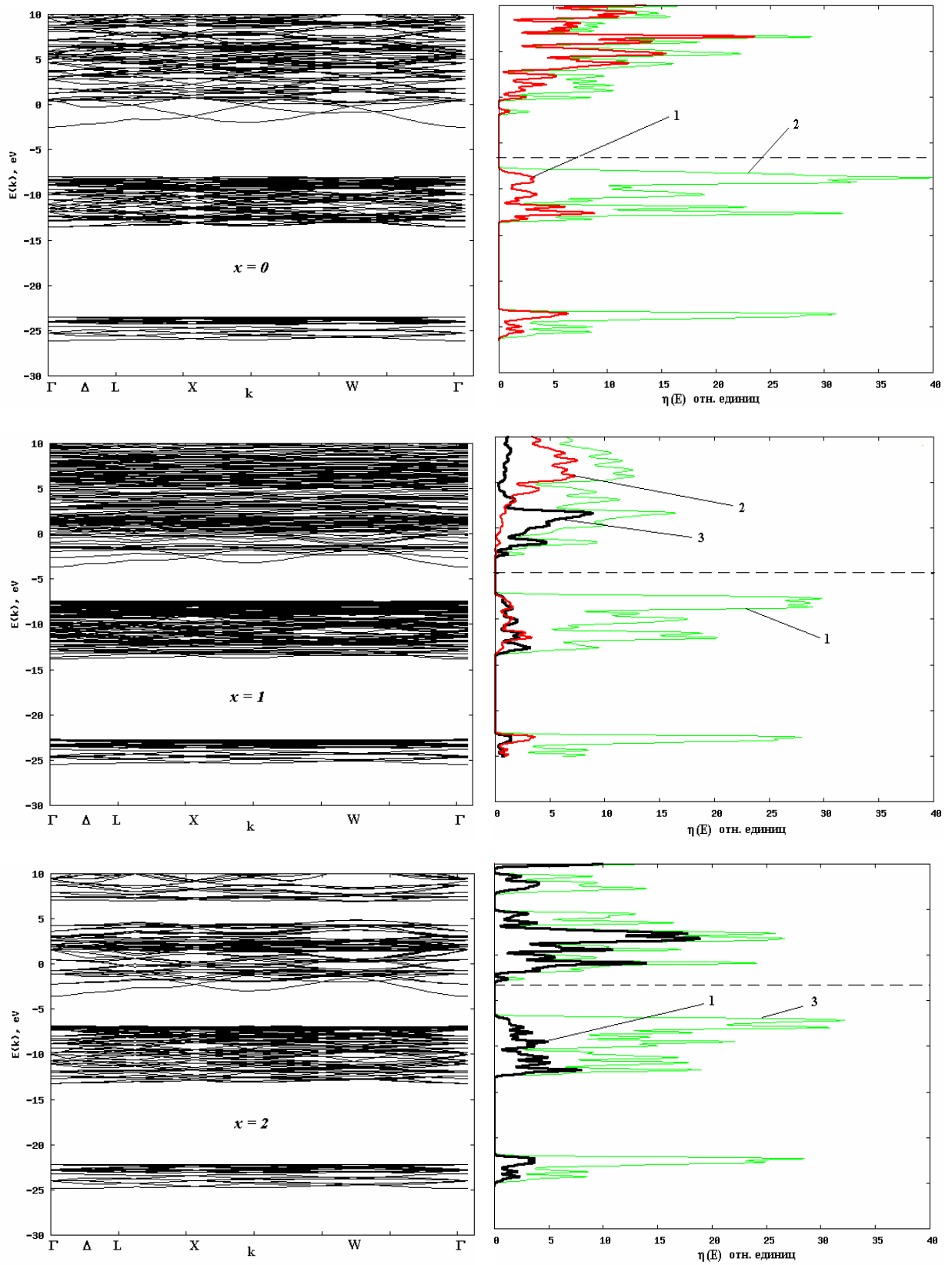


Рис. 2. Дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$ и плотности состояний $\text{MgB}_x\text{Al}_{2-x}\text{O}_4$ (1 – полная; 2 и 3 – вклады орбиталей атомов алюминия и бора соответственно) для $x = 0, 1, 2$ (пунктиром показано положение уровня химического потенциала; обозначение точек зоны Бриллюэна – согласно рис. 1, б)

Разность полных энергий обращенной и нормальной шпинелей ($\Delta = E_{\text{обр}} - E_{\text{норм}}$) (в пересчете на одну формульную единицу) (в квадратных скобках символы атомов в окта-узлах, перед скобками – в тетра-позициях)

Нормальная структура	Обращенная структура	Δ , эВ
Mg[Al ₂]O ₄	Al[MgAl]O ₄	1,24
Mg[BAl]O ₄	Al[MgB]O ₄	0,53
Mg[BAl]O ₄	Al _{0,5} B _{0,5} [MgB _{0,5} Al _{0,5}]O ₄	0,76
Mg[BAl]O ₄	B[MgAl]O ₄	0,59
Mg[B ₂]O ₄	B[MgB]O ₄	1,5

кислорода (нижняя и верхняя валентные подзоны соответственно). Область вакантных состояний (ОВС) (отделена от верхней границы 2p_(O) – подзоны энергетической щелью $\Delta\epsilon_g$), обуслов-

лена, в основном, орбиталями атомов алюминия и бора. Рассчитанная нами величина $\Delta\epsilon_g$ для MgAl₂O₄ ($\approx 5,2$ эВ) близка к экспериментальному значению $\Delta\epsilon_g^{\text{эксп}} = 5,9$ эВ для γ -Al₂O₃ [19], имеющей структуру шпинели. В 2s_(O)- и 2p_(O)- подзонах имеется по одному ($\epsilon_m^{(s)}$ и $\epsilon_m^{(p)}$), а в нижней части ОВС – по три максимума плотности состояний, в первые два из которых ($\epsilon_{m1}^{(B)}$, $\epsilon_{m2}^{(B)}$) (см. рис. 3) основной вклад вносят орбитали бора, а в третий ($\epsilon_m^{(Al)}$) – в области более высоких энергий – орбитали алюминия.

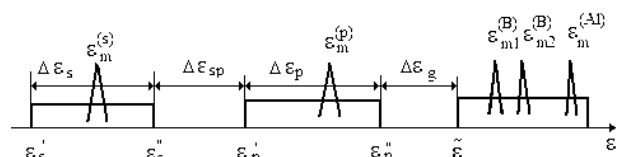


Рис. 3. Схема энергетических зон MgB_xAl_{2-x}O₄

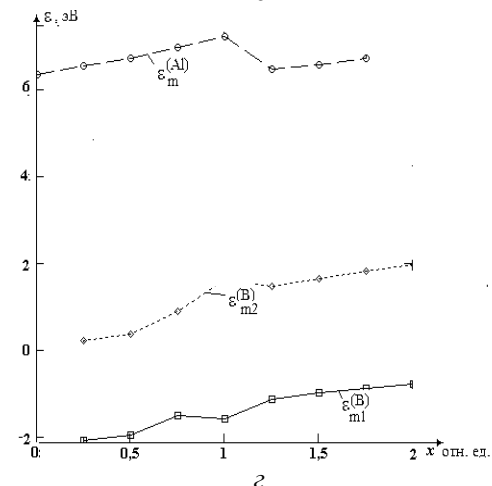
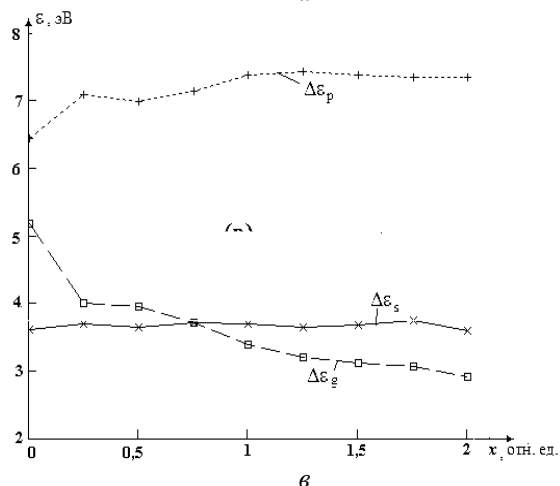
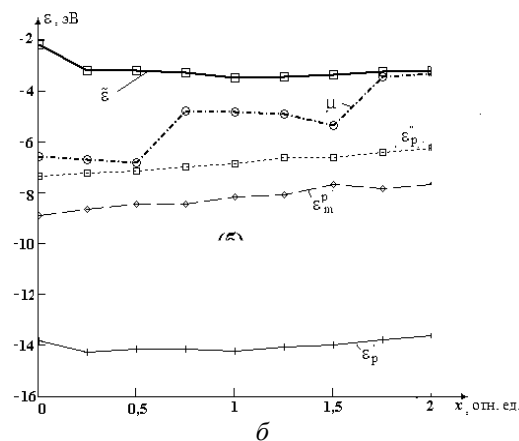
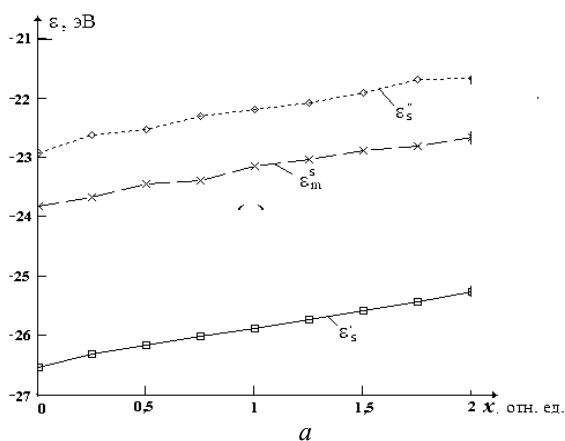


Рис. 4. Зависимости от степени смешения x :

a – для 2s_(O)-подзоны (положения границ (ϵ'_s , ϵ''_s) и максимума плотности состояний $\epsilon_m^{(s)}$); $б$ – уровня химического потенциала μ и для 2p_(O)-подзоны (положения границ (ϵ'_p , ϵ''_p) и максимума плотности состояний $\epsilon_m^{(p)}$); $в$ – ширины 2s_(O)- и 2p_(O)-подзон и области запрещенных энергий $\Delta\epsilon_g$; $г$ – положения максимумов плотности состояний $\epsilon_{m1}^{(B)}$, $\epsilon_{m2}^{(B)}$, $\epsilon_m^{(Al)}$, обусловленных орбиталями атомов бора и алюминия в области энергий вакантных состояний

3. Энергии нижней ε'_s и верхней ε''_s границ $2s_{(O)}$ -подзоны и положение максимума плотности состояний $\varepsilon_m^{(s)}$ этой подзоны линейно возрастают с ростом степени замещения x атомов алюминия атомами бора от $x=0$ до $x=2$ от $-26,5$ эВ до $-25,3$ эВ; от $-22,9$ эВ до $-21,7$ эВ и от $-23,8$ эВ до $-22,7$ эВ соответственно, причем $\frac{\Delta\varepsilon'_s}{\Delta x} \approx \frac{\Delta\varepsilon''_s}{\Delta x} \approx \frac{\Delta\varepsilon_m^{(s)}}{\Delta x} \approx 0,6$ эВ (рис. 4, а). При этом ширина $2s_{(O)}$ -подзоны ($\Delta\varepsilon_s \approx 3,6$ эВ) почти не изменяется (рис. 4, в).

Энергия нижней границы $2p_{(O)}$ -подзоны незначительно возрастает с ростом x от $-13,8$ эВ ($x=0$) до $-13,6$ эВ ($x=2$); энергия верхней границы $2p_{(O)}$ -подзоны с ростом x возрастает более существенно от $-7,4$ эВ ($x=0$) до $-6,3$ эВ ($x=2$), так что ширина $\Delta\varepsilon_p$ этой подзоны с ростом x возрастает от $6,4$ эВ ($x=0$) до $7,4$ эВ ($x=2$). Положение максимума плотности состояний в этой подзоне также возрастает от $-8,9$ эВ ($x=0$) до $-7,7$ эВ ($x=2$) (рис. 4, б).

4. Относительные интегральные вклады δ орбиталей атомов Y ($Y \equiv B; Al$) в плотность состояний соответствующей зоны (подзоны) (ε' и ε'' – энергии нижней и верхней границы рассматриваемых зон)

$$\delta = \frac{\int_{\varepsilon'}^{\varepsilon''} \eta^{(Y)}(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon'}^{\varepsilon''} \eta_{полн}(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (2)$$

линейно изменяются (для $Y \equiv B$ возрастают, а для $Y \equiv Al$ убывают): а) для $Y \equiv B$ от 0,0 до 0,17 по закону $\delta_{(s)}^{(B)} = 0,0535x$, от 0,0 до 0,19 по

закону $\delta_{(p)}^{(B)} = 0,095x$ и от 0,0 до 0,51 по закону $\delta_{(OBC)}^{(B)} = 0,255x$; б) для $Y \equiv Al$ от 0,21 до 0,0 по закону $\delta_{(s)}^{(Al)} = 0,21 - 0,105x$, от 0,16 до 0,0 по закону $\delta_{(p)}^{(Al)} = 0,16 - 0,08x$ и от 0,66 до 0,0 по закону $\delta_{(OBC)}^{(Al)} = 0,66 - 0,33x$ для $2s_{(O)}$ -, $2p_{(O)}$ -подзон и нижней части (до $\varepsilon < 10$ эВ) области вакантных состояний соответственно (см. рис. 3 и 5).

5. Энергия нижней границы области вакантных состояний $\tilde{\varepsilon}$ (рис. 3, 4, б) с ростом x линейно убывает от $-2,1$ эВ ($x=0$) до $-3,2$ эВ ($x=2$) по закону $\tilde{\varepsilon} = -2,2 - 0,5x$, в результате чего (с учетом того, что энергия ε''_p верхней границы $2p_{(O)}$ -подзоны с ростом x возрастает (см. выше)) энергетическая щель, отвечающая зоне запрещенных энергий $\Delta\varepsilon_g$ убывает в интервале $5,2 \div 2,9$ эВ сначала резко (примерно на 1,2 эВ при переходе от чистой магний-алюминиевой шпинели $MgAl_2O_4$ к структуре $MgB_{0,25}Al_{1,75}O_4$), а затем равномерно от 4,0 эВ ($x=0,25$) до 2,9 эВ ($x=2$, чистая магний-борная шпинель MgB_2O_4) по закону $\Delta\varepsilon_g \approx 4,0 - 0,63x$. Отметим, что эта закономерность позволяет регулировать ширину запрещенной зоны магний-бор-алюминиевой шпинели в указанном диапазоне энергий путем изменения состава (степени смещения x) этой структуры.

Отмеченные в п. 2 максимумы плотности состояний $\varepsilon_{m1}^{(B)}$ и $\varepsilon_{m2}^{(B)}$ с ростом x перемещаются в область более высоких энергий соответственно от $-2,1$ эВ ($x=0,25$) до $-0,8$ эВ ($x=2$) по закону $\varepsilon_{m1}^{(B)} \approx 2,3 + 0,75x$ и от 0,2 эВ ($x=0,25$) до 2,0 эВ ($x=2$) по закону $\varepsilon_{m2}^{(B)} \approx -0,05 + 1,05x$.

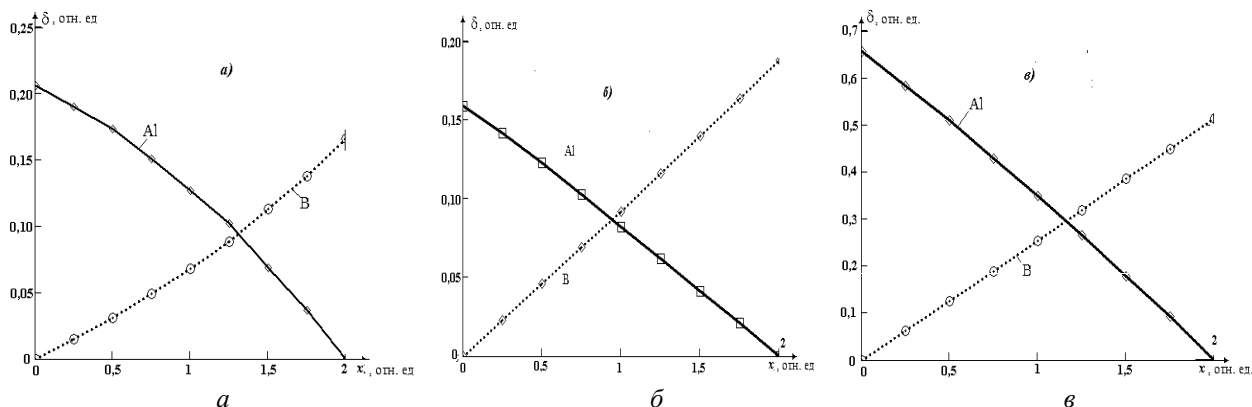


Рис. 5. Зависимость от степени смещения x вкладов орбиталей бора (пунктир) и алюминия (сплошная линия) в полную плотность состояний:

а – $2s_{(O)}$ -подзоны; б – $2p_{(O)}$ -подзоны; в – в низкоэнергетическую часть зоны вакантных состояний

Что касается высокоэнергетического максимума $\varepsilon_m^{(Al)}$, то с ростом x его перемещение в сторону более высоких энергий имеет более пологий характер $\varepsilon_m^{(Al)} \approx 6,4 + 0,25x$ ($\varepsilon_m^{(Al)}$ возрастает от 6,4 эВ ($x = 0$) до 6,8 эВ ($x = 1,75$)).

6. Уровень химического потенциала в зависимости от состава тройного оксида (параметра x) изменяется немонотонно: а) при переходе от $x = 0$ до $x = 0,5$ уменьшается от –6,6 эВ до –6,8 эВ; б) при переходе к $x = 0,75$ увеличивается до $\approx -4,8$ эВ; в) в диапазоне $0,75 < x < 1,5$ монотонно уменьшается до $\approx -5,4$ эВ; г) далее с ростом x от 1,5 до 2 возрастает до $\approx -3,3$ эВ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Папков, В. С. Эпитаксиальные кремниевые слои на диэлектрических подложках и приборы на их основе / В. С. Папков, М. Б. Цыбульников ; под ред. А. Ю. Малинина. – М.: Энергия, 1979. – 88 с.
2. Зависимость свойств толстопленочных терморезисторов от состава базовой шпинели / И. В. Ганзаман, О. Я. Мруз, О. И. Шпотюк, И. В. Брунец // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2005. – № 5. – С. 62–64.
3. Koch, W. A chemist's guide to density functional theory / W. Koch, C. Holthausen. – WILEY-VCH, 2001. – 293 p.
4. Soler, J. M. The Siesta method for ab initio order-N materials simulations / Soler, J. M. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. – 2002. – Vol. 14, N 11. – P. 2745–2779.
5. Ordejón, P. Linear scaling ab-initio calculations in nanoscale materials with SIESTA // Phys. Stat. Sol.(b). – 2000. – V. 217, N 1. – P. 335.
6. Perdew, J. P. Self-interaction correction to density-functional approximation for many-electron systems / J. P. Perdew, A. Zunger // Phys. Rev. B. – Condensed Matter. – 1981. – № 23. – P. 5048–5079.
7. Troullier, N. Efficient pseudopotentials for plane-wave calculations / N. Troullier, J. L. Martins // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol. 43, N 3. – P. 1993.
8. Bylander, D. M. Efficacious Form for Model Pseudopotentials / L. Kleinman, D. M. Bylander // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 48, N 20. – P. 1425–1428.
9. Литинский, А. О. Двумерные углеродные нанотрубки, допированные атомами щелочных металлов – системы с двумя устойчивыми состояниями равновесия / А. О. Литинский, В. В. Камнев // Научные технологии. – 2010. – № 10. – С. 26–31.
10. Литинский, А. О. Квантовохимический расчет спектра электронов в ионных щелочно-галогенидных и LiH кристаллах с дефектами на поверхности / А. О. Литинский, Г. Ю. Васильева // Известия ВолГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 3 / ВолГТУ. – Волгоград, 2009. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 3). – С. 26–31.
11. Литинский, А. О. Особенности энергетического спектра электронов в ионных кристаллах с дефектами в объеме и на поверхности. Модельных квантовохимический расчет / А. О. Литинский, Г. Ю. Васильева // Известия ВолГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 4 / ВолГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 2). – С. 17–22.
12. Васильева, Г. Ю. Электронное строение и энергетический спектр одноэлектронных состояний поверхности $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ с дефектами замещения атомов Al на атомы 3D элементов / Г. Ю. Васильева // Изв. ВолГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 4 / ВолГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 2). – С. 22–38.
13. Литинский, А. О. Электронные ловушки в одномерных диэлектрических структурах с дефектами замещения электроноакцепторными группами / А. О. Литинский, Нгуен Тхи Ша // Изв. ВолГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 6 / ВолГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолГТУ, 2011. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 5). – С. 20–25.
14. Литинский, А. О. Энергетический спектр электронов поверхности оксидов железа и никеля с фторполимерным диэлектрическим покрытием / А. О. Литинский, М. В. Петров, С. И. Новиков // Известия ВолГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 3 / ВолГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолГТУ, 2010. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 4). – С. 40–43.
15. Литинский, А. О. Электронно-энергетические характеристики и спектр одноэлектронных состояний поверхностей оксида молибдена и его твердых растворов с оксидами ниобия и технеция с фторполимерным покрытием / А. О. Литинский, М. В. Петров, С. И. Новиков // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2011. – № 7. – С. 85–90.
16. Литинский, А. О. Электронно-энергетические характеристики и спектр одноэлектронных состояний поверхностей оксидов железа и никеля с фторполимерным покрытием / А. О. Литинский, М. В. Петров, С. И. Новиков // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2010. – № 1. – С. 17–23.
17. Litinsky, A. O. Peculiarities of the silica surface center structure in rigid dehydroxidation conditions / A. O. Litinsky, V. N. Perminov, G. Y. Vasilieva // International Journal of Quantum Chemistry, 2007. – Vol. 107. – P. 326–329.
18. Information-Calculating System on Crystal Structure Data of Minerals (MINCRYST) [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://database.iem.ac.ru/mincryst/rus/s_carta.php?%FB%D0%C9%CE%C5%CC%D8+4452.
19. Осинский, В. И. Управление свойствами III оксидных нанокристаллических элементов в технологиях оптоэлектронных приборов на нитридах галлия, индия и алюминия / В. И. Осинский, О. Д. Дяченко, П. В. Деминский // V Международная конференция по оптоэлектронным информационным технологиям PHOTONICS-ODS 2010. – Винница, 2010. – С. 92–93.

УДК 537.226.33

Нгуен Хоай Тхыонг, Фам Май Ан*, С. В. Медников*, А. И. Бурханов****Nguyen Hoai Thuong*, Pham Mai An*, S. V. Mednikov*, A. I. Burkhanov***

**ПОВЕДЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ LiNbO_3
В СЛАБЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ НИЗКО- И ИНФРАНИЗКОЙ ЧАСТОТЫ**
**BEHAVIOUR OF THE EFFECTIVE ELECTRICAL CONDUCTIVITY IN LiNbO_3 SINGLE
CRYSTAL AT THE WEAK ELECTRIC FIELDS OF LOW AND INFRALOW FREQUENCES**

Волгоградский государственный технический университет**Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет***Volgograd State Technical University****Volgograd State Architectural and Engineering University*

E-mail: hthuongphysics@yahoo.com

Исследуется поведение эффективной проводимости в кристалле ниобата лития LiNbO_3 по полярной оси c в области температур от комнатной до 200 °С в диапазоне частот от 1 до 1000 Гц при слабых переменных полях. Обсуждаются механизмы проводимости в монокристалле LiNbO_3 . Полученные в настоящей работе результаты могут свидетельствовать о том, что в данной области температур для LiNbO_3 выполняется прыжковая проводимость.

Ключевые слова: температурная зависимость эффективной проводимости, частотная зависимость эффективной проводимости, прыжковая проводимость.

A behaviour of effective electrical conductivity in LiNbO_3 single crystal along a polar axis c at the temperature region from the room temperature to 200 °C in a weak alternating electrical field with frequencies 1–1000 Hz have been investigated. The probable mechanisms of the electrical conductivity in LiNbO_3 single crystals are discussed. The results obtained in this work can suggest for LiNbO_3 the hopping conduction in this temperature range.

Keywords: temperature dependence of the effective electrical conductivity, frequency dependence of the effective electrical conductivity, the hopping conduction.

Введение

Благодаря уникальному комплексу оптических свойств кристаллы ниобата лития LiNbO_3 уже длительное время являются объектом интенсивного изучения [1]. Кроме непосредственно оптических свойств важным является изучение поведения электрофизических параметров кристаллов LiNbO_3 . Например, эффективность и скорость распада голографических решеток, создаваемых в LiNbO_3 , регулируются темновой проводимостью [2], что ставит исследование данного параметра в ряд актуальных задач.

В работах [1, 3, 4, 5] показано, что проводимость связана с существованием дефектов в LiNbO_3 . Дефекты образуют глубокие электронные ловушки (например, большое количество ионов Nb^{5+} [3]) и если электрон-фононное взаимодействие велико, то в результате, при захвате электронов, образуются поляроны малого радиуса. Образованию поляронов, согласно [4], способствует и существование ионов H^+ , которые неконтролируемо входят в структуру ниобата лития в процессе роста и монодоменизации образцов. Таким образом, поляроны малого радиуса могут являться одними из главных носителей заряда, определяющих электрические свойства LiNbO_3 в области температур от комнатной и выше.

С целью получения дополнительной информации о поведении проводимости в кристалле ниобата лития, нами проведены исследования свойств эффективной электропроводности по полярной оси c в диапазоне частот от 1 до 1000 Гц при слабых переменных полях.

Образцы и методика эксперимента

В процессе измерения использовали образец размером 7,5×7×2 мм, вырезанный из большой булы кристалла стехиометрического ниобата лития LiNbO_3 , выращенного методом Чохральского. Он был вырезан так, что большие грани, на которые наносились электроды, были перпендикулярны полярной оси c кристалла. В качестве электродов была применена проводящая паста на серебряной основе.

Для измерений использовалась установка мостового типа, которая позволяет отдельно измерять действительную ϵ' и мнимую ϵ'' части комплексной диэлектрической проницаемости ϵ^* в слабых переменных полях. Погрешность измерения $\epsilon' - 0,5\%$, а $\epsilon'' - 1\%$.

Эффективная проводимость $\sigma_{\text{эфф}}$ определяется как

$$\sigma_{\text{эфф}} = 2\pi\nu\epsilon''\epsilon_0, \quad (1)$$

где ν – частота переменного поля; ϵ_0 – электрическая постоянная.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлена зависимость эффективной проводимости от обратной температуры $\sigma_{\text{эфф}}(1/T)$. Из рис. 1 видно, что на частоте 1 Гц имеется два участка, на которых выполняется Аррениусовская зависимость с различным наклоном:

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (2)$$

где E_a – энергия активации; σ_0 – предэкспоненциальный множитель; k – постоянная Больцмана; T – температура нагрева.

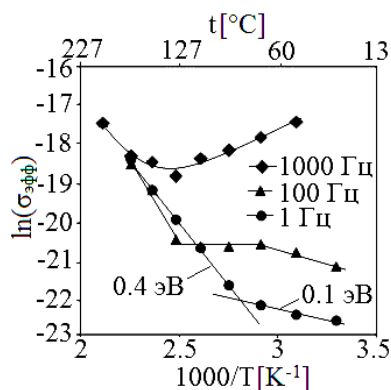


Рис. 1. Температурная зависимость эффективной проводимости $\sigma_{\text{эфф}}$ на различных частотах

Энергия активации E_a для низкотемпературного участка (от комнатной $T_{\text{ком}}$ до 80 °C) составляет 0,1 эВ, для более высокотемпературного ($T > 80$ °C) – 0,4 эВ. В [2] при определении проводимости на постоянном поле было показано, что в диапазоне температур от $T_{\text{ком}}$ до 170 °C $E_a \approx 0,5$ эВ. Полученное нами значение $E_a = 0,4$ эВ достаточно хорошо согласуется с данными [2]. Кроме того, из рис. 1 видно, что чем выше измерительная частота, тем большие значения имеет эффективная проводимость. Такое поведение $\sigma_{\text{эфф}}(\nu, T)$ характерно для прыжковой проводимости [6, 7]. Тот факт, что на частоте 1000 Гц с ростом температуры значение проводимости уменьшается и проходит через минимум, можно связать с ростом эффективной массы поляронов. Так как с увеличением массы поляронов уменьшаются их подвижности, то, следовательно, уменьшается и проводимость. В то же время, рост температуры приводит к увеличению концентрации как поляронов, так и других типов носителей заряда, и, следовательно, к увеличению проводимости. При $T \sim 130$ °C (где все три кривые сливаются

в одну) можно считать, что проводимость становится «сквозной», т. е. носители заряда успевают достигать противоположного электрода при всех используемых в эксперименте частотах приложенного переменного поля.

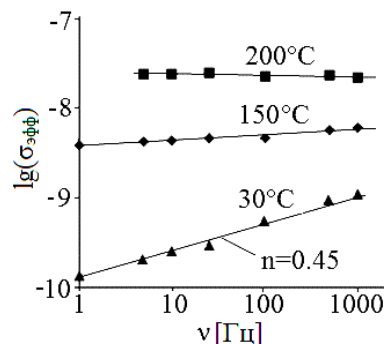


Рис. 2. Частотная зависимость эффективной проводимости $\sigma_{\text{эфф}}$ при различных температурах

На рис. 2 представлена более детально частотная зависимость в диапазоне от 1 до 1000 Гц. Мы видим, что при 30 °C хорошо выполняется степенная зависимость:

$$\sigma_{\text{эфф}} = A\nu^n \quad (3)$$

где A – константа; ν – частота переменного поля; $n < 1$, что также характерно для прыжковой проводимости. Такая частотная зависимость (рост $\sigma_{\text{эфф}}$ с ростом ν) следует из того, что поляроны малого радиуса не успевают перемещаться между состояниями автолокализации за время четверти периода приложенного внешнего переменного поля [7]. При более высоких температурах (рис. 2) дисперсия $\sigma_{\text{эфф}}$ постепенно исчезает. Это говорит о том, что при относительно высоких температурах (выше 150 °C) прыжковая проводимость переходит в сквозную проводимость.

Таким образом, полученные в настоящей работе данные могут свидетельствовать о том, что в области температур от комнатной до 200 °C для ниобата лития LiNbO_3 выполняется прыжковая проводимость; это согласуется с рядом работ по данным материалам [1, 2].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Евдокимов, С. В. Особенности темновой проводимости кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава / С. В. Евдокимов, А. В. Яценко // ФТТ. – 2006. – Т. 48. – № 2. – С. 317–320.
2. Basun, S. A. Direct temperature dependence measurements of dark conductivity and two-beam coupling in LiNbO_3 : Fe / S. A. Basun, G. Cook, D. R. Evans // Optics Express. – 2008. – V. 16. – N. 6. – P. 3993–4000.

3. Schirmer, O. F. Defects in LiNbO_3 —I. experimental aspects / O. F. Schirmer, O. Thieman, Wohlecke // J. Phys. Chem. Sol. — 1991. — V. 52. — P. 185–200.

4. Yang, Y. Photorefractive properties of lithium niobate crystals doped with manganese / Y. Yang, D. Psaltis, M. Luennemann, D. Berben, U. Hartwig, K. Buse // J. Opt. Soc. Am. — 2003. — V. 20. — P. 1491–1502.

5. Низкотемпературная электропроводность кри-

сталлов ниобата лития конгруэнтного состава / И. Ш. Ахмадуллин [и др.] // ФТТ. — 1998. — Т. 40. — № 7. — С. 1307–1309.

6. Мотт, И. Электронные процессы в некристаллических веществах / И. Мотт, Э. Дэвис. — В 2 т. — М.: Мир, 1982. — 663 с.

7. Поплавко, Ю. М. Физика диэлектриков / Ю. М. Поплавко. — Киев: Вища школа, 1980. — 400 с.

ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.372

А. Г. Шеин, С. С. Буланцев, Ю. М. Ильин

A. G. Shein, S. S. Bulancev, Y. M. Ilyin

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ М-ТИПА С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ MODELING OF THE TRAVELLING WAVE TUBE TAKING INTO ACCOUNT THE NON-UNIFORM ELECTROSTATIC FIELD

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: shein@vstu.ru, serga_hardrock@mail.ru

Создана математическая модель лампы бегущей волны М-типа, в которой учтена неоднородная структура электростатического поля в пространстве взаимодействия; разработана программа ее численной реализации. Подобраны параметры вычислительных процедур и проведен сравнительный анализ результатов с результатами других исследователей на примере взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной в гладкой системе в одночастотном приближении.

Ключевые слова: М-тип взаимодействия, уравнения движения, пространственный заряд, уравнение возбуждения, неоднородное поле, численный расчет.

The mathematical model of travelling wave tube taking into account the non-uniform structure of an electrostatic field in space of interaction is created, the program of its numerical realisation is developed. Parametres of computing procedures are picked up and the comparative analysis of results with results of other researchers on an example of interaction of an electronic stream with an electromagnetic wave in smooth system in unifrequent approach is carried out.

Keywords: M-type of interaction, the equation of movement, space charge, the equation of excitation, a non-uniform field, numerical calculation.

Введение

Изучить физику процессов взаимодействия электронного потока с многочастотным полем замедляющей системы и проанализировать те или иные эффекты и явления, протекающие в пространстве взаимодействия лампы бегущей волны М-типа, путем натурального эксперимента достаточно сложно и дорого, поскольку требуется создание нескольких вариантов электровакуумного прибора для определения способов улучшения выходных характеристик.

В то же время компьютерный эксперимент, являющийся современным эффективнейшим инструментом при изучении в любой сфере науки, позволяет при наличии корректной математической модели получить необходимые

данные не только достаточно быстро и с небольшими финансовыми затратами, но и с высокой степенью достоверности. Таким образом, одной из важных и сложных задач компьютерного моделирования является создание математической модели, адекватно отражающей физические процессы.

В настоящее время существует много вариантов математических моделей усилителя — лампы бегущей волны М-типа (ЛБВМ), — отличающихся друг от друга использованием различных ограничений и степенью приближения к описанию конструкции реального прибора и его параметрам, такими как двумерная или трехмерная модель конструкции прибора, одночастотная или многочастотная структуры

высокочастотного поля в замедляющей системе, использование различных видов уравнения возбуждения, методов расчета полей пространственного заряда и других [1–7 и др.]. При этом во всех моделях используется приближение гладких электродов, при котором не учитывают влияние неоднородного электростатического поля, присутствующего в пространстве взаимодействия, что, в принципе, не всегда обосновано. В работе [9] показано, что движение потока в неоднородном поле качественно изменяется по сравнению со случаем однородного поля и условия возникновения группировки потока в тормозящей фазе высокочастотного поля требуют увеличения скорости электронного потока по сравнению с дрейфовой скоростью в «гладкой» системе, определяемой значениями напряженности электрического поля (для плоской однородной системы эта величина постоянна), магнитной индукции и поля пространственного заряда. Отсюда следует, что в реальном приборе электрические параметры для обеспечения заданных выходных характеристик должны выбираться из условий оптимальной группировки электронного потока с учетом вида распределения электростатического поля.

Математическая модель

Очередным шагом построения уточненной математической модели для компьютерного моделирования взаимодействия электронного потока в случае многочастотного сигнала является учет в уравнениях движения периодической вдоль направления движения потока неоднородности электростатического поля.

Предлагаемая математическая модель включает, таким образом, уравнения движения электронного потока в неоднородном электростатическом поле:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_i}{dt} &= \eta(\mathbf{E} + [\mathbf{v}_i \mathbf{B}_0]) \\ \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} &= \mathbf{v}_i \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где $\eta = e/m_e$ – приведенный заряд электрона; e – заряд электрона; m_e – масса электрона; $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля, действующего на i -й электрон и представляющего собой геометрическую сумму статического поля $\mathbf{E}_{\text{ст}}$, поля пространственного заряда $\mathbf{E}_{\text{пз}}$, создаваемого другими электронами, а также собственных полей замедляющей системы и полей, обусловленных излучением электронов $\mathbf{E}_{\text{вч}}$; $\mathbf{B}$ – вектор магнитной индукции.

Высокочастотное поле $\mathbf{E}_{\text{вч}}$ определяется из уравнения возбуждения волнующей системы, полученного с учетом нестационарного процесса в квазипериодическом приближении [10]:

$$\frac{1}{v_{gs}^n} \frac{\partial C_s^n}{\partial t} - \alpha_s^n C_s^n + \frac{\partial C_s^n}{\partial x} = \frac{1}{4P_s^n \pi} \int_0^{2\pi} \int_{S_{\perp}} \mathbf{j} \mathbf{E}_{-s}^n e^{-jn\omega t} dS_{\perp} d(\omega t), \quad (2)$$

где C_s^n – постоянные, имеющие смысл амплитуд собственных волн; α_s^n – коэффициент затухания; ω – фундаментальная частота, причем существование сигнала с данной частотой в системе вовсе не обязательно; P_s^n – мощность структурной функции; $v_{gs}^n = \frac{\partial \omega}{\partial \beta_s^n}$ – групповая скорость данной волны.

Уравнение расчета пространственного заряда при использовании стандартных ограничений, связанных с нерелятивистской скоростью электронов и двумерной конструкцией пространства взаимодействия, а также применением метода крупных частиц, получено из соображений, что в случае двумерной модели поле, создаваемое одним стержнем в точке, расположенной на расстоянии $\mathbf{r}$ от него, будет равно [7]:

$$\mathbf{E}_{\text{пз}i} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^2}, \quad (3)$$

где $\tau = q/l = eK/l$ – линейная плотность заряда стержня; l – длина стержня; K – коэффициент укрупления.

Электростатический потенциал в пространстве взаимодействия применительно к двумерным замедляющим системам гребенчатого типа, когда изменение поля в направлении Oz отсутствует, описывается соотношением [11]:

$$U = -A_0 y - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(\frac{L}{2\pi n} \right) \cos \left(\frac{2\pi n x}{L} \right) \frac{\text{sh} \left(\frac{2\pi n y}{L} \right)}{\text{ch} \left(\frac{2\pi n D}{L} \right)}, \quad (4)$$

где $A_0 = -\frac{Ua}{D} + \frac{2}{L-l} \frac{1}{D} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin \left(\frac{\pi n l}{L} \right) \text{th} \left(\frac{2\pi n D}{L} \right) \left(\frac{L}{2\pi n} \right)^2$; Ua – потенциал на аноде; D – высота пространства взаимодействия; L – период замед-

ляющей системы; l – ширина щели; A_n – амплитудные значения n -й гармоники разложения в ряд напряженности неоднородного электростатического поля в пространстве взаимодействия. В общем случае вид коэффициентов A_n зависит от распределения поля в глубине щелей. Расчет коэффициентов A_n для случая резонаторных систем с прямоугольными резонаторами глубиной h (система типа «гребенка над плоскостью») подробно представлен в [11].

Корректная реализация математической модели на ЭВМ и достижение достоверности получаемых результатов возможны только в том случае, когда проведен анализ выбора параметров вычислительных процедур, определяющих сходимость решений. К таким параметрам относятся: величина временного шага моделирования системы dt ; радиус учета действия сил пространственного заряда; размер ячейки сетки пространственного разбиения системы для решения уравнения возбуждения.

Расчет последнего осуществляется достаточно просто. Уравнение возбуждения решается при помощи схемы бегущего счета [8]. Эта схема счета является устойчивой только при выполнении условия Куранта [8]: $v_{гр}^n dt \leq \Delta L$, где $v_{гр}^n$ – групповая скорость n -й гармоники; ΔL – размер ячейки сетки пространственного разбиения системы вдоль направления движения электронного потока, используемый для решения уравнения возбуждения. Для расчетов принят минимальный размер $\Delta L = v_{гр}^n dt$.

Выбор временного шага моделирования системы

Основным параметром, влияющим на точность проводимых расчетов, является временной шаг моделирования системы dt . Он используется как при численном решении уравнений движения, так и при решении уравнений возбуждения. Можно предположить, что уменьшение данного параметра приведет к увеличению точности проводимого расчета, однако эта область ограничена необходимостью учета квантовых эффектов, существенным ростом времени проведения численного эксперимента и объемом используемой оперативной памяти ЭВМ. Поэтому целесообразно выявить максимально возможное значение dt , при котором численная модель будет адекватно описывать физические процессы, протекающие в приборе при реально возможных затратах машинного времени.

На рис. 1, а представлена усредненная по результатам трех экспериментов для каждой величины интервала dt зависимость изменения уровня выходной мощности, отнесенной к постоянной для всех расчетов входной мощности. График относительной погрешности этой величины для доверительного интервала 0,95 % представлен на рис. 1, б.

Из рис. 1, а и б можно заключить, что разброс значений $P_{вых}/P_{вх}$ значительно уменьшается при шаге интегрирования $dt \leq 7 \cdot 10^{-12}$ с. При этом относительная погрешность расчета выходных характеристик не превышает 2–3 %. Однако уменьшение величины шага интегрирования dt приводит к увеличению числа шагов интегрирования системы, приходящихся на период фундаментальной частоты.

Это, в свою очередь, приводит к резкому возрастанию используемой оперативной памяти ЭВМ, что связано с необходимостью хранения информации о величинах амплитуды высокочастотного поля каждой гармоники в каждой ячейке пространственной сетки за каждый шаг времени за период фундаментальной частоты; увеличению времени расчета, поскольку увеличивается число решаемых дифференциальных уравнений, приходящихся на период фундаментальной частоты (рис. 1, в).

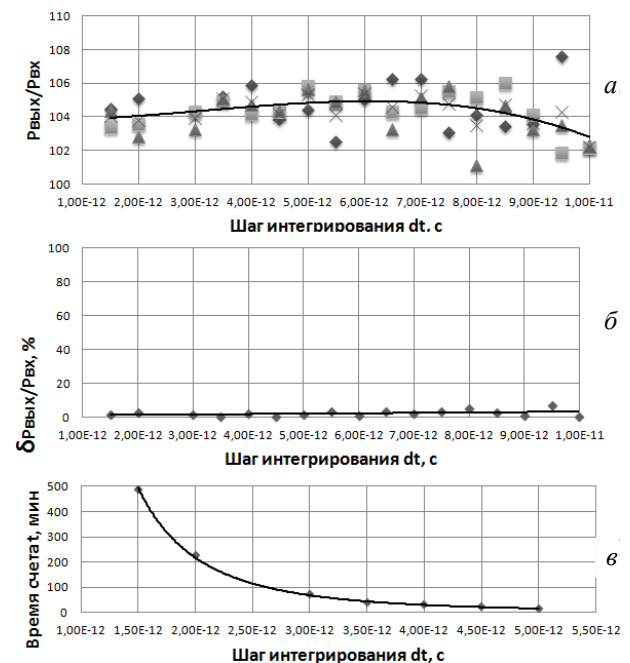


Рис. 1. Анализ выбора шага интегрирования dt : а – зависимость уровня выходной мощности, нормированного на уровень входной мощности, от величины интервала dt (x – среднее значение величины из трех серий экспериментов); б – зависимость относительной погрешности измерения выходной мощности от величины интервала dt для доверительной вероятности, равной 0,95 %; в – зависимость времени расчета сигнала частотой 6 ГГц за пять периодов фундаментальной частоты от величины шага интегрирования dt

Исходя их приведенного анализа, следует выбирать величину временного шага моделирования системы в пределах $(4-7) \cdot 10^{-12}$ с, что обеспечивает расчет выходных параметров в пределах допустимой погрешности. Для данной модели шаг интегрирования по времени взят равным $5 \cdot 10^{-12}$ с.

Выбор области учета действия сил пространственного заряда

В литературе, как правило, область, в которой кулоновские силы считаются значительными, определяется, исходя из радиуса Дебая [12]:

$$R_d = \frac{v_e}{\omega_p}, \text{ где } v_e - \text{ скорость электронов; } \omega_p -$$

круговая плазменная частота ($\omega_p^2 = \frac{e \rho}{m \epsilon_0}$; ρ – объемная плотность зарядов). В этом случае кулоновские силы рассчитываются между всеми частицами потока только в пределах радиуса Дебая.

На рис. 2 приводятся результаты расчета выходной мощности (нормировка, как и в предыдущем случае, проводится по отношению к постоянной по величине входной мощности усилителя) для серий из трех измерений в зависимости от различных величин отношения $R_{пз} / R_d$.

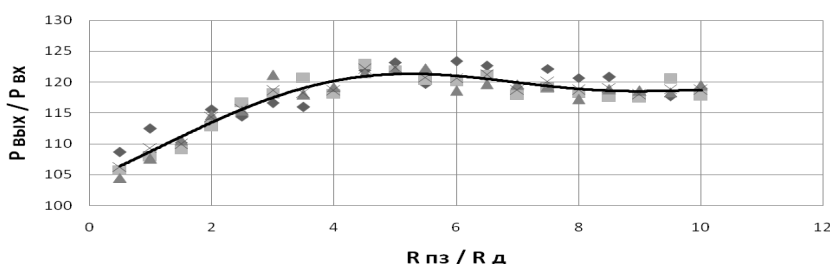


Рис. 2. Результаты расчета $P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$ при различных величинах отношения максимального расстояния учета сил взаимодействия пространственного заряда к радиусу Дебая

Стабилизация результатов (в пределах допустимой погрешности $\pm 2\%$ относительно усредненных величин) начинается от $R_{пз} / R_d \geq 4$. Значительное увеличение области незначительно сказывается на точности расчета, но существенно увеличивает время расчета при наличии многих частиц в электронном потоке.

Сравнение с результатами других исследований

Результаты расчета параметров ЛБВ при одночастотном режиме для гладкой системы, не учитывающей неоднородность электростати-

ческого поля (частный случай программы расчета), полученные при использовании программы, реализующей данную математическую модель, сравнивались с результатами расчетов по программе, разработанной ранее [10].

На рис. 3 показан вид электронного потока при следующих параметрах: $U = 6000$ В; $B_0 = 0,1$ Тл; $I_0 = 0,5$ А; длина и высота пространства взаимодействия, соответственно, $L = 10$ см, $D = 2$ мм; частота $f = 6$ ГГц; входная мощность $P_{\text{вх}} = 5$ Вт; коэффициент затухания $\gamma = 5 \text{ м}^{-1}$;

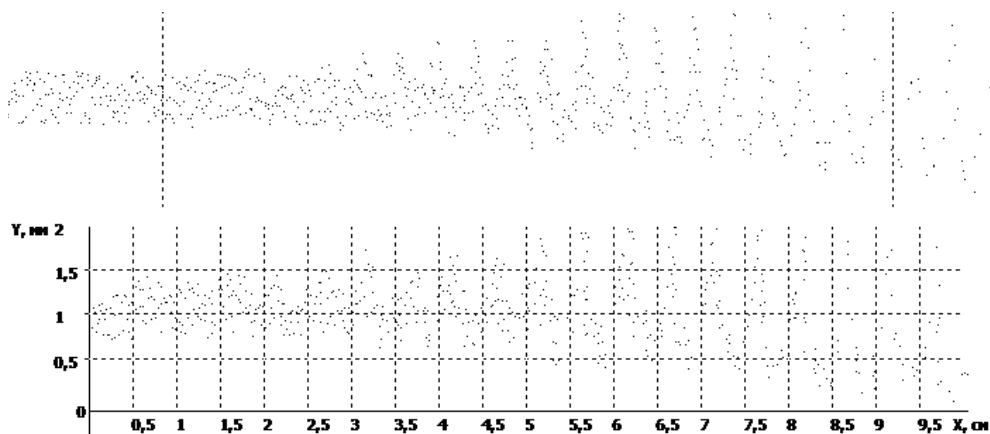


Рис. 3. Сравнение вида электронных потоков

сопротивление связи $R_{CB} = 10 \text{ Ом}$; $c/V_{\phi} = 10$; $c/V_{rp} = 10$. Верхний график получен при использовании программы, описанной в [3], нижний – при помощи данной модели.

Структура потоков практически совпадает. Можно сделать вывод, что результаты расчета соответствуют базовым представлениям физи-

ки образования электронных спиц в пространстве взаимодействия в случае движения потока в поле высокочастотной волны.

Однако более информативным является временная характеристика ЛБВМ (рис. 4). Верхний получен при помощи программы, описанной в [3]; нижний – при помощи данной модели.



Рис. 4. Временная зависимость уровня выходной мощности, нормированного по отношению к максимальной мощности

Выходные параметры прибора практически совпадают, как и максимальные коэффициенты усиления (21,21 дБ по [3]; 21,01 дБ по результатам данной модели).

Таким образом, программа расчета, построенная на основе данной математической модели, дает физически обоснованные результаты, которые достаточно хорошо коррелируют с результатами других исследователей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Роу, Дж. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ / Дж. Роу. – М.: Сов. Радио, 1969. – 619 с.
2. Цейтлин, М. Б. Сверхвысокочастотные усилители со скрещенными полями / М. Б. Цейтлин, М. А. Фурсаев, О. В. Бецкий; под ред. М. Б. Цейтлина. – М.: Сов. радио, 1978. – С. 171–263.
3. Файнштейн, Дж. Лампы бегущей волны со скрещенными полями при большом сигнале / Дж. Файнштейн, Ж. Кайно // В кн.: Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями [пер. с англ.]. – М.: ИЛ, 1961. – Т. 1. – С. 451–461.
4. Численный анализ лучевых приборов М-типа с учетом пространственного заряда / Л. М. Лагранский [и др.]. – В кн.: Вопросы электроники СВЧ. – Саратов : Изд-во СГУ, 1975. – Вып. 8. – С. 38–46.

5. Гайдук, В. И. Физические основы электроники СВЧ / В. И. Гайдук, К. И. Палатов, Д. М. Петров. – М.: Сов. радио, 1971. – 600 с.
6. Рошаль, А. С. Моделирование заряженных пучков / А. С. Рошаль. – М.: Мир, 1978. – 287 с.
7. Шеин, А. Г. О расчете полей пространственного заряда в приборах М-типа / А. Г. Шеин, В. М. Бакулин, А. Н. Мutowкин // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45. – № 10. – С. 1269–1272.
8. Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. – М.: Наука, 1978. – 514 с.
9. Шеин, А. Г. Влияние периодически неоднородного электростатического поля на группировку потока в скрещенных полях / А. Г. Шеин, С. С. Буланцев // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(79) / ВолгГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолгГТУ, 2011. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 5). – С. 26–29.
10. Еськин, Д. Л. Многочастотный режим дематрона : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.04 : заш. 03.10.2008 : утв. 12.12.2008 / Д. Л. Еськин. – Волгоград, 2008. – 110 с.
11. Шеин, А. Г. Вычисление распределения электростатического поля в плоской гребенчатой системе / А. Г. Шеин, С. С. Буланцев // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(51) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2009. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 3). – С. 44–48.
12. Бедсел, Ч. Физика плазмы и моделирование на ЭВМ / Ч. Бедсел, А. Лэнгдон. – М.: Мир, 1988. – 354 с.

УДК 621.385.6

*П. Д. Кравченя, А. Г. Шейн, Ю. М. Ильин**P. D. Kravchenya, A. G. Shein, Y. M. Ilyin***ИССЛЕДОВАНИЕ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА ЛЕНТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ****STUDYING OF VIRTUAL CATHODE OF TAPE RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS****Волгоградский государственный технический университет****Volgograd State Technical University**

E-mail: kpd_@mail.ru, shein@vstu.ru

Проанализировано токопрохождение ленточных релятивистских потоков, движущихся в продольном магнитном и скрещенных полях в пространстве взаимодействия. Определены положение виртуального катода и величина прошедшего тока в пучках, движущихся в продольном магнитном поле. Показано влияние металлических стенок пространства взаимодействия на величину токопрохождения. Установлено отсутствие виртуального катода в аналогичных пучках, распространяющихся в скрещенных полях.

Ключевые слова: релятивистский поток, ленточный поток, виртуальный катод, продольное поле, скрещенные поля, токопрохождение.

The current flow of tape relativistic beams moving in the longitudinal magnetic field and crossed fields in the interaction space is analyzed. The position of the virtual cathode and the magnitude of current of beams moving in a longitudinal magnetic field are determined. The influence of the metallic walls of the interaction space on the value of current flow is showed. The absence of a virtual cathode in similar beams propagating in crossed fields is showed.

Keywords: relativistic beam, tape beam, longitudinal field, crossed fields, current flow.

Введение

В настоящее время изучение релятивистских электронных потоков представляет собой интенсивно развивающееся научное направление. Релятивистские пучки применяются для разогрева плазмы до высоких температур, получения вспышек сверхмощного электромагнитного излучения в различных частотных диапазонах, возбуждения квантовых генераторов и обработки поверхности твердых тел.

В приборах, в которых удержание потока производится продольным магнитным полем, имеется существенный недостаток – возникновение виртуального катода при сравнительно небольшой длине пучка (порядка нескольких миллиметров и сантиметров). Это приводит к ограничению максимального тока, который можно пропустить через пространство взаимодействия. При этом также возбуждается ряд неустойчивостей, приводящих к невозможности получения протяженных потоков. Для решения этой проблемы и увеличения токопрохождения приборы изготавливаются газонаполненными. При прохождении электронного пучка через пространство взаимодействия газ ионизируется, и образовавшаяся плазма снижает величину пространственного заряда пучка. Однако при этом в устройстве возникают огромные потери мощности потока на ионизацию газа.

В настоящее время интенсивно ведутся исследования виртуального катода в электронных потоках, в том числе и с целью создания гене-

раторов на базе данного эффекта. При этом большинство исследований относится к пучкам в продольном магнитном поле. Для изучения токопрохождения в таких системах применяются различные методы. Чаще всего проводится численное моделирование с использованием электромагнитных кодов KARAT, UNIPIC, MAGIC [1, 2], хотя встречаются и экспериментальные работы [3].

Исследования токопрохождения и условий формирования виртуального катода релятивистских потоков, распространяющихся в скрещенных полях, в научной литературе почти не встречаются. Это можно объяснить более сложной конструкцией таких систем, а также тем, что описать динамику подобных потоков математически весьма затруднительно. Тем не менее, по сравнению с устройствами, использующими продольное магнитное поле для удержания потока, приборы М-типа обладают некоторыми уникальными возможностями, например, возможностью получения гигантских величин мощности генерации (релятивистский магнетрон). При этом неизвестны возможности транспортировки протяженных потоков, что также представляет несомненный интерес.

Математическая модель

Пучок электронов с прямоугольным поперечным сечением инжектируется со скоростью V в пространство взаимодействия в направлении оси Oy , как показано на рис. 1. Если в про-

пространстве взаимодействия создаются внешние скрещенные электрическое и магнитное поля, то вектор индукции магнитного поля $\mathbf{B}_{ВН}$ ориентирован вдоль оси Ox , а структура статического электрического поля $\mathbf{E}_{ВН}$ определяется конфигурацией проводящих плоскостей.

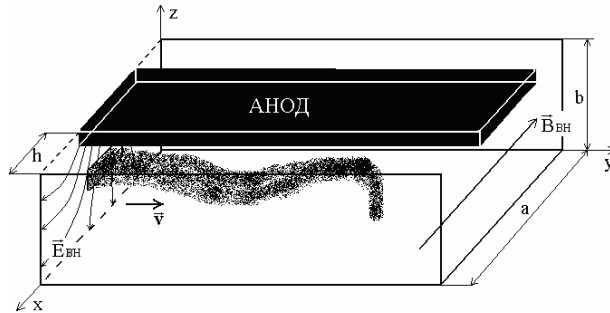


Рис. 1. Геометрия пространства взаимодействия

Схематическое распределение напряженности поля в такой системе представлено на рис. 2.

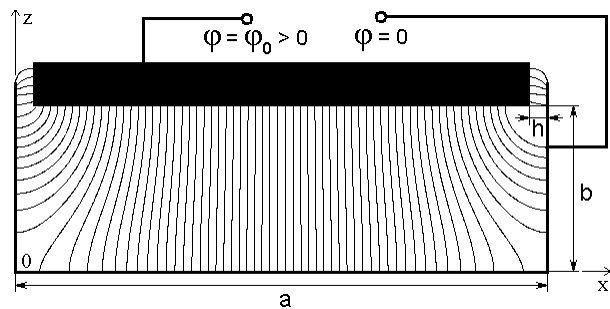


Рис. 2. Конфигурация внешнего электрического поля

Для определения структуры электрического поля в плоскости xOz производится численное решение двумерного уравнения Лапласа для потенциала $\Delta U = 0$ на прямоугольной сетке с заданными граничными условиями на металлических поверхностях: $U|_{z=b} = U_0$; $U|_{z=0} = 0$; $U|_{x=0, a} = 0$. В узлах этой сетки рассчитываются значения потенциала, которые используются для расчета напряженности внешнего электрического поля $\mathbf{E} = -\text{grad}U$. Из рис. 2 видно, что в центре пространства взаимодействия статические электрическое и магнитное поля являются скрещенными, а по краям направлены таким образом, что возникающие силы препятствуют расширению пучка.

Если же движение пучка рассматривается во внешнем продольном однородном магнитном поле, то вектор $\mathbf{B}_{ВН}$ ориентирован вдоль оси Oy , а внешнее электрическое поле отсутствует.

Движение потока, представляемого как совокупность крупных частиц [4], каждая из которых имеет одинаковый заряд и массу, описывается совокупностью уравнений движения всех частиц, составляющих поток:

$$\begin{cases} \frac{dp_i}{dt} = e(E_i + v_i \times B_i), \\ \frac{dr_i}{dt} = v_i. \end{cases} \quad (1)$$

Расчет полей пространственного заряда осуществляется методом «частица-частица», который, в отличие от сеточных методов, обеспечивает лучшую точность расчета объемного заряда. В работе используются выражения, полученные из соотношений Лиенара – Вихерта [5] для запаздывающих потенциалов:

$$\mathbf{E}_{ij} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\left(1 - \frac{v_i^2}{c^2}\right) \left(\mathbf{R}_{ij} - \frac{\mathbf{v}_i R_{ij}}{c}\right)}{\left(R_{ij} - \frac{\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{R}_{ij}}{c}\right)^3} + \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{\mathbf{R}_{ij} \times \left[\left(\mathbf{R}_{ij} - \frac{\mathbf{v}_i R_{ij}}{c}\right) \times \dot{\mathbf{v}}_i\right]}{\left(R_{ij} - \frac{\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{R}_{ij}}{c}\right)^3}, \quad (2)$$

$$\mathbf{B}_{ij} = \frac{1}{c} \frac{\mathbf{R}_{ij} \times \mathbf{E}_{ij}}{R_{ij}}, \quad (3)$$

которые позволяют определять действие j -й частицы на i -ю. Здесь $\mathbf{R}_{ij}$ – радиус-вектор между частицами; R_{ij} – его величина. Радиус-вектор определяется с учетом условия запаздывания взаимодействия [6].

Эти соотношения определяют поля, создаваемые в месте расположения каждой i -й крупной частицы с учетом запаздывания. Поле пространственного заряда, действующее на данную частицу со стороны всех остальных, определяется по принципу суперпозиции полей всех остальных частиц.

Металлические стенки пространства взаимодействия также влияют на поля и траектории движения, поскольку электромагнитные волны, порожденные движущимися с ускорениями частицами, отражаются от них и дают свой вклад в силы, действующие на частицу. Для расчета полей, вызванных их наличием, применяется метод изображений, состоящий в замене системы абсолютно проводящих плоскостей

некоторой конфигурацией зарядов, определяемых расположением частиц относительно идеальных металлических плоскостей и друг друга на каждом шаге расчета. Результирующие поля, действующие на частицу, складываются из внешних полей пространства взаимодействия, полей пространственного заряда и полей влияния стенок [7].

Для определения положения виртуального катода используются зависимости прямого и обратного тока через воображаемую поперечную площадку от ее координаты (расстояния до плоскости инжекции пучка). Под *прямым* подразумевается ток, порожденный крупными частицами, движущимися в положительном направлении оси $0y$, а под *обратным* – в отрицательном. Прямой ток характеризует долю инжектируемых частиц, которая смогла преодолеть потенциальный барьер виртуального катода (максимальный ток, который может быть пропущен через пространство взаимодействия). Обратный ток показывает долю крупных частиц, отразившихся от виртуального катода и движущихся против направления движения потока. Эти токи рассчитываются следующим образом:

$$I_{\pm}(y) = \frac{\Delta Q_{\pm}(y)}{\Delta t} = q \cdot \frac{\Delta N_{\pm}(y)}{\Delta t}, \quad (4)$$

где q – заряд крупной частицы; $\Delta N_{\pm}(y)$ – количество крупных частиц, пересекающих плоскость, расположенную на расстоянии y от катода, за время Δt в прямом и обратном направлениях соответственно.

Исследование виртуального катода

Известно, что при движении цилиндрических потоков в продольном магнитном поле максимальный ток, который можно пропустить через пространство взаимодействия, ограничен потенциальным барьером виртуального катода, от которого отражается часть частиц [8]. Выясним, как будет различаться токопрохождение ленточных потоков в скрещенных и продольном магнитном полях на одном частном примере. Для этого исследуем положение виртуального катода в потоке с одними и теми же параметрами, но движущемся в пространстве взаимодействия с различной конфигурацией полей. Параметры потоков и пространства взаимодействия приведены в таблице.

Параметры модели и электронных потоков

Скорость потока v , v/c	0,8
Индукция внешнего магнитного поля, Тл	1
Ширина пространства взаимодействия a , см	10
Высота пространства взаимодействия b , см	2
Ширина потока Δx , мм	10
Высота потока Δy , мм	2

А. Виртуальный катод в потоках, движущихся в неограниченном пространстве в продольном магнитном поле

Рассмотрим потоки, движущиеся в продольном магнитном поле без учета влияния на них ограничивающих стенок. Вид одного из таких потоков (ток 3 кА, плотность тока в плоскости инжекции $1,5 \cdot 10^8$ А/м²) представлен на рис. 3.

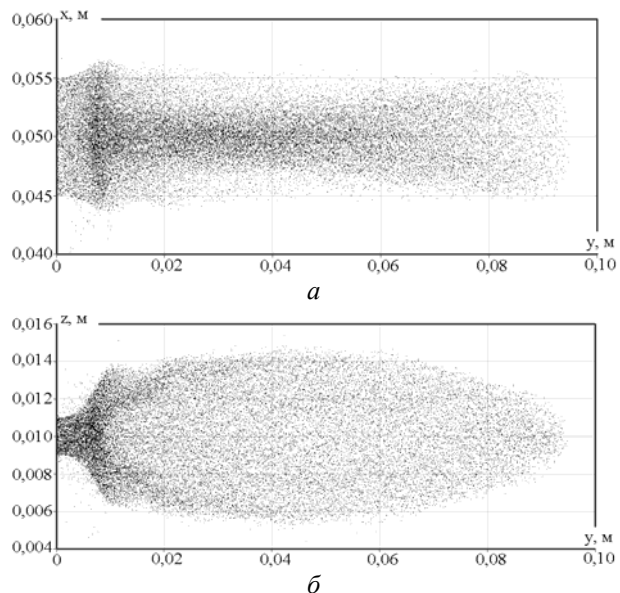


Рис. 3. Вид электронного потока с током $I = 3$ кА: а – конфигурация электронного потока в плоскости xOy ; б – конфигурация электронного потока в плоскости yOz

При движении в продольном магнитном поле ленточный поток начинает поворачиваться вокруг оси, проходящей через центр пространства взаимодействия параллельно оси $0y$. Как следствие, размеры его проекции на плоскость xOy уменьшаются, а на плоскость yOz – увеличиваются. Также визуально наблюдается образование виртуального катода, вызванное большим скоплением заряда справа от плоскости инжекции пучка.

Зависимости величины прямого и обратного тока от координаты для пучка с током 3 кА, рассчитанные по формуле (4), приведены на рис. 4.

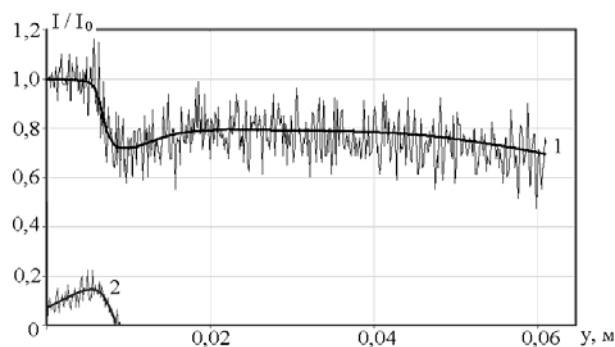


Рис. 4. Зависимости прямого (1) и обратного (2) токов от координаты ($I_0 = 3$ кА). Толстыми линиями обозначены аппроксимирующие кривые

Из рисунка видно наличие виртуального катода на некотором расстоянии от плоскости инжекции пучка. В этом месте прямой ток резко падает, а обратный – увеличивается. Непосредственно после плоскости виртуального катода ток немного ниже его установившегося состояния, что объясняется малой скоростью частиц, только что преодолевших потенциальный барьер и еще не успевших разогнаться. Установившееся значение тока частиц, преодолевших плоскость виртуального катода, составляет примерно 80 % тока инжекции, т. е. около 2,4 кА.

Изменение тока пучка при остальных фиксированных параметрах позволяет сказать, что чем больше ток потока, движущегося в продольном магнитном поле, тем ближе к плоскости инжекции возникает область виртуального катода.

Б.

Виртуальный катод в потоках, движущихся в ограниченном пространстве в продольном магнитном поле

Анализ конфигурации пучков тех же самых потоков, но движущихся в ограниченном пространстве взаимодействия, приводит к заключению, что размеры потока немного меньше размеров такого же потока в неограниченном пространстве. Это происходит потому, что крайние электроны потока, притягиваясь к стенкам, приобретают дополнительную скорость, по направлению не совпадающую с вектором магнитной индукции внешнего поля. В результате, действующая на эти частицы сила Лоренца загибает их обратно к оси симметрии потока.

Выясним расположение виртуального катода в таких потоках (рис. 5). Видно, что при движении потока в ограниченном пространстве взаимодействия обратный ток существенно меньше, чем в неограниченном. Через плоскость виртуального катода проходит 90 % инжектируемых частиц, создавая ток 2,7 кА.

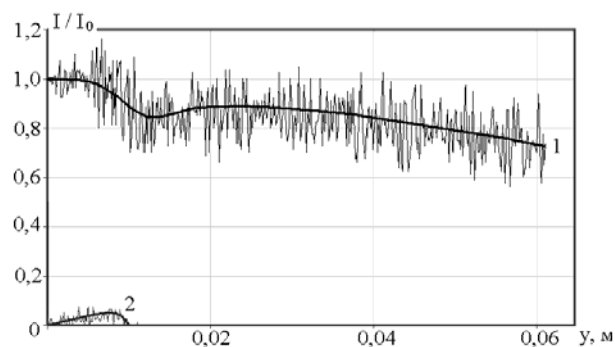


Рис. 5. Зависимости прямого (1) и обратного (2) токов от координаты ($I_0 = 3$ кА). Толстыми линиями обозначены аппроксимирующие кривые

Металлические стенки пространства взаимодействия существенным образом влияют на токопрохождение потока и расстояние от плоскости инжекции до плоскости виртуального катода. На рис. 6 приведены зависимости координат плоскости возникновения виртуального катода (расстояния между плоскостями инжекции и виртуального катода) от тока потоков. Видно, что чем больше ток пучка, тем меньшее влияние на токопрохождение оказывает ограничение пространства взаимодействия металлическими стенками.

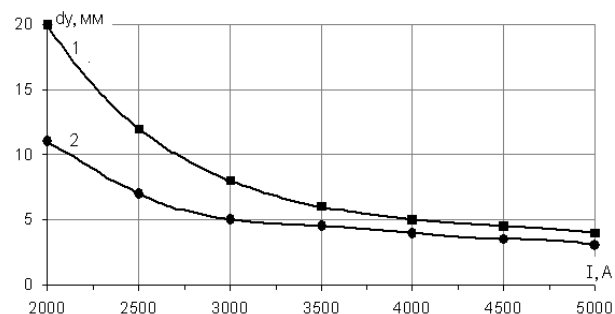


Рис. 6. Зависимости координаты плоскости виртуального катода от тока пучка для ограниченной (1) и неограниченной (2) областей

Таким образом, в ограниченном идеально проводящими стенками пространстве взаимодействия токопрохождение оказывается выше, чем в неограниченном. Область виртуального катода при этом образуется дальше от плоскости инжекции пучка, а величина обратного тока принимает меньшие значения.

В.

Виртуальный катод в потоках, движущихся в ограниченном пространстве в скрещенных полях

Рассмотрим образование виртуального катода в потоках, движущихся в скрещенных полях. Пространство взаимодействия при этом

является ограниченным идеально проводящими стенками для удержания пучка. Параметры потока, указанные в приведенной выше таблице, остаются прежними. Внешний вид пучка при величине тока 3 кА представлен на рис. 7, а зависимость прямого тока от координаты для пучка с током 3 кА приведена на рис. 8.

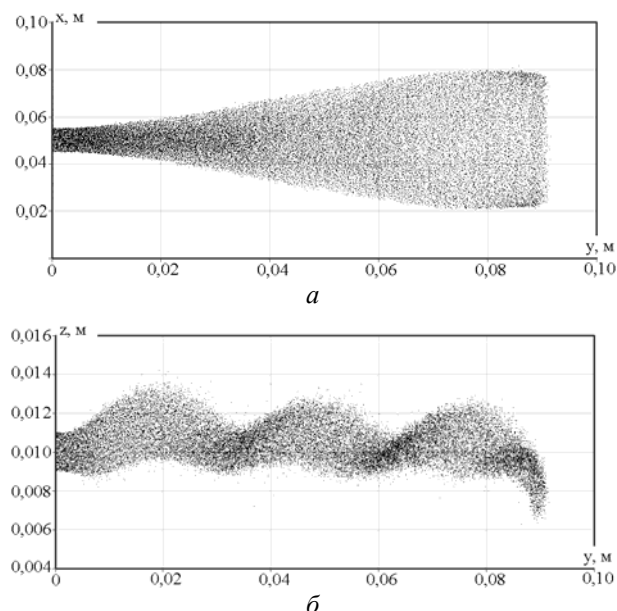


Рис. 7. Конфигурация электронного потока с током $I = 3$ кА: а – вид потока в плоскости xOy ; б – вид потока в плоскости yOz

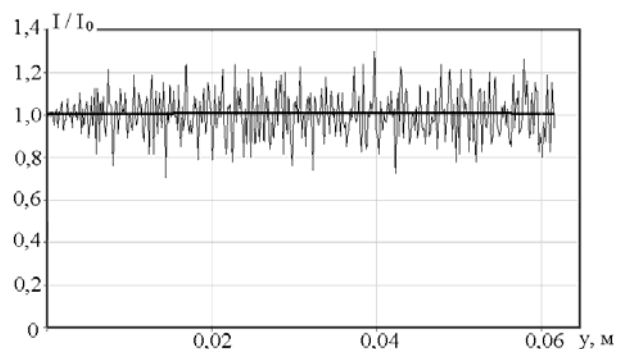


Рис. 8. Зависимость прямого тока пучка от координаты ($I_0 = 3$ кА). Толстой линией обозначена аппроксимирующая кривая

В этом случае виртуальный катод в потоке не образуется, и весь инжектируемый ток проходит через пространство взаимодействия. Обратный ток отсутствует. Такие же результаты получаются для пучков с различными значениями тока.

Заключение

При движении ленточного электронного потока в продольном магнитном поле в неограни-

ченном пространстве токопрохождение ниже, чем в пространстве взаимодействия с металлическими стенками. Виртуальный катод при этом возникает ближе к плоскости инъекции и сильнее выражен. Чем больше ток пучка, тем меньшее влияние на токопрохождение оказывает ограничение пространства взаимодействия металлическими стенками.

В ленточных потоках, движущихся в скрещенных полях, виртуальный катод не формируется (по крайней мере, при длине потока около 10 см), в то время как при той же длине он возникает в пучках, фокусируемых продольным магнитным полем. Зависимость прямого тока от координаты при этом практически постоянна, а обратный ток отсутствует полностью. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в системах со скрещенными полями можно протягивать большие величины тока даже в некомпенсированных потоках по сравнению с устройствами, в которых удержание потока производится продольным магнитным полем.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Tarakanov, V. P. User's manual for code KARAT // Springfield, VA: Berkley Research. 1992.
2. Xiaodong C., Toh, W. K., Lindsay, P. A. Physics of the interaction Process in a typical coaxial virtual cathode oscillator based on computer modeling using MAGIC // IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. Vol. 32. № 3. P. 1191–1199.
3. Калинин, Ю. А. Экспериментальное и теоретическое исследование влияния распределения электронов по скоростям на хаотические колебания в электронном потоке в режиме образования виртуального катода / Ю. А. Калинин, А. Е. Храмов // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – № 5. – С. 25–34.
4. Хокни, Р. Численное моделирование методом частиц / Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир. 1987. – 640 с.
5. Ландау, Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 7-е изд. – М.: Наука; Физматлит, 1988. – Т. 2. – 512 с.
6. Ковтун, Д. Г. Особенности моделирования поведения релятивистского электронного потока в скрещенных полях / Д. Г. Ковтун, А. Г. Шеин, А. Г. Насачев // Радиотехника и электроника. – 2005. – Т. 50. – № 1. – С. 114–118.
7. Ковтун, Д. Г. Влияние металлических стенок пространства взаимодействия на форму релятивистских электронных потоков, движущихся в скрещенных полях / Д. Г. Ковтун, П. Д. Кравченко, А. Г. Шеин // Изв. ВолгГТУ: межвуз. сб. науч. ст. № 6(79) / ВолгГТУ. – Волгоград: ИУНЛ ВолгГТУ, 2011. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 5). – С. 30–36.
8. Кузелев, М. В. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника / М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе, П. С. Стрелков. – М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 544 с.

УДК 538.569

А. В. Харланов

A. V. Harlanov

УЧЕТ УПРУГИХ СИЛ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯР С ЖИДКОСТЬЮTHE ACCOUNT OF ELASTIC FORCES AT PASSAGE OF ELECTROMAGNETIC
WAVES THROUGH THE CAPILLARY WITH THE LIQUID

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: physic@vstu.ru

В данной работе рассматриваются процессы влияния электромагнитной волны на протекание жидкости по капилляру. Учтено влияние сил упругости на наблюдаемый эффект.

Ключевые слова: капилляр, электромагнитная волна, вибрация, адгезия, сила трения.

In this article processes of influence of an electromagnetic wave on liquid course on a capillary are considered. Influence of forces of elasticity on observable effect is considered.

Keywords: capillary, electromagnetic wave, vibration, adhesion, force of a friction.

В [1] описан модельный эксперимент со стеклянным капилляром, помещенным в неизлучающие отверстия прямоугольного волновода. Отверстия прорезаны на средних линиях широких стенок волновода. Если через капилляр пропускать жидкость под давлением и перестраивать длину волны, то на некоторой частоте увеличивается скорость протекания жидкости через капилляр при одновременном уменьшении силы сцепления (адгезии) жидкости с внутренней стенкой капилляра. Ранее [2] этот эффект был рассмотрен с точки зрения «вибрационной механики» [3, 4] и существования двойного электрического слоя [5].

При соприкосновении двух различных по природе веществ на границе их раздела возникает заряд. Например, на границе фаз «жидкость – твердое тело» жидкость приобретает положительный заряд, а твердое тело – отрицательный. Разноименность зарядов фаз приводит в случае неподвижного пористого тела в электрическом поле к перемещению подвижных противоионов вместе с жидкой фазой к соответствующему полюсу. Потенциал, возникающий на плоскости скольжения при отрыве части диффузного слоя, называется *электрокинетическим потенциалом*, или *ζ-потенциалом*. Действующая электрическая сила тем больше, чем больше зарядов диффузного слоя оказывается в подвижной части жидкости.

Двойной слой можно мысленно разделить на две части, одна из которых («закрепленная» часть) находится между поверхностью элек-

трода и плоскостью, отстоящей от нее на ионный радиус, т. е. не превышает нескольких ангстрем, другая (диффузная часть) простирается от этой плоскости в глубь жидкости и достигает относительно больших величин (в чистой воде эта толщина α может превысить 1 Å) [6].

Не весь диффузный слой может свободно передвигаться – приэлектродная часть слоя жидкости неподвижно связана с поверхностью твердой фазы, а видимое смещение слоев жидкости под действием внешнего электрического поля происходит на некотором расстоянии от поверхности раздела, т. е. в толще диффузного слоя. Скачок потенциала между неподвижной и движущейся фазой, таким образом, меньше термодинамического потенциала ϕ и равен ψ_1 .

Поверхностная плотность заряда на границе фаз «твердое тело – жидкость» можно рассчитать из уравнения:

$$\rho_s = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\delta}(\phi - \psi_1).$$

Для оценки положим $\epsilon = 81$; δ обычно принимают равным 1 Å; ϕ зависит от материала и может принимать значения от нескольких десятых до 3 В по модулю; ψ_1 , как правило, по модулю не превышает нескольких десятых и всегда меньше ϕ [6]. Таким образом, поверхностная плотность заряда имеет порядок 1–10 Кл/м². Наложенное на жидкость внешнее электрическое поле начинает смещать этот приповерхностный заряженный слой жидкости. Если это происходит в капилляре, то движу-

щийся слой увлекает за собой другие слои. В частности, это используется для осушения губок. Однако не всегда возможно приложить внешнее постоянное поле. В этом случае интересно влияние переменного поля на протекание жидкости по капилляру, то есть влияние электромагнитной волны.

В механике известно большое количество вибрационных эффектов: исчезновение прежних и появление новых положений равновесия и видов движения системы, смена характера положений равновесия, вибрационное перемещение, изменение под действием вибрации реологических свойств тел по отношению к медленным воздействиям, сепарация (разделение) частиц по их свойствам и многие другие. Все эти эффекты связаны с кажущимися нарушениями законов механики (например, тяжелый металлический шар под действием вибрации всплывает в слое песка).

Для всех упомянутых эффектов характерно, что возникающее под действием вибрации движение системы состоит из двух составляющих – «медленной», мало изменяющейся за один период колебаний, и «быстрой» вибрации. Пусть за экспериментами следят два наблюдателя: «быстрый» – который замечает все силы и движения и «медленный» – который не замечает ни быстрых (обычно малых) движений, ни быстрых сил (или, что то же самое, экспериментальные данные сняты с прибора, не успевающего реагировать на быстрые изменения измеряемой величины, а потому показывающего средние значения). Такой наблюдатель, в отличие от «быстрого», будет замечать лишь медленную составляющую движения и поэтому он должен объяснить все вибрационные эффекты путем введения дополнительных медленных сил, которые называются *вибрационными силами*. Пусть движение системы описывается уравнением:

$$m\ddot{x} = F(\dot{x}, x, t) + f(\dot{x}, x, t, \omega t),$$

где m – масса; x – координата; F – «медленная» сила; f – «быстрая» сила; точкой обозначается дифференцирование по «медленному» времени t . «Быстрая» сила зависит также и от величины ωt , пропорционального частоте вибрации – в простейшем случае является периодической функцией ωt с периодом 2π . В [2] m – масса приповерхностного слоя; f – высокочастотная сила (внешнее переменное электрическое поле); F – постоянная сила, действующая на заряженный слой со стороны других слоев –

складывается из силы вязкого трения (действующей со стороны внутренних слоев), силы адгезии (действующей со стороны стенки капилляра) и силы давления. Тогда движение представимо в виде:

$$x = X(t) + \chi(t, \omega t),$$

где X – «медленная», а χ – «быстрая» составляющие.

Будем считать быструю силу $f(\dot{x}, x, t, \omega t)$ периодической по величине $\tau = \omega t$, а $\chi(t, \omega t)$ – периодической функцией τ с тем же периодом 2π . Среднее за период по τ значение функции χ равно 0:

$$\langle \chi(t, \omega t) \rangle = 0.$$

Здесь угловые скобки означают усреднение за период 2π по величине τ , входящему как явно, так и через посредство функции χ . При выполнении последнего условия справедливо равенство:

$$X(t) = \langle x(t, \omega t) \rangle,$$

то есть медленная составляющая X является соответствующим средним значением координаты x .

Аналогичные выражения можно записать и для скорости движения системы:

$$v = v_0(t) + v'(t, \omega t), \quad \langle v'(t, \omega t) \rangle = 0,$$

$$\langle v \rangle = v_0(t), \quad (1)$$

где v_0 – «медленная» скорость, а v' – «быстрая».

При рассмотрении в [2] описанного выше эффекта, не учитывались упругие силы, которые могут возникать при движении жидкости, то есть приповерхностный заряженный слой рассматривался как твердое тело. Однако он состоит из молекул воды, которые могут совершать колебания. Учтем упругие силы следующим образом. Рассмотрим систему, состоящую из двух одинаковых грузов массой m , соединенных пружиной. Грузы лежат на шероховатой поверхности. К первому грузу приложена переменная высокочастотная сила. Также на грузы действуют силы вязкого трения и постоянная внешняя сила. Эта система удовлетворяет следующим уравнениям:

$$\begin{cases} F_0 - k(x_1 - x_2 - l) \mp F_{mp} - r\dot{x}_1 + f \cos(\omega t) = m\ddot{x}_1, \\ F_0 + k(x_1 - x_2 - l) \mp F_{mp} - r\dot{x}_2 = m\ddot{x}_2, \end{cases} \quad (2)$$

где, по сути, F_0 – сила давления; F_{mp} – сила адгезии; $-r\dot{x}_{1,2}$ – сила вязкого трения; $f \cos(\omega t)$ –

внешняя высокочастотная сила; l – длина нерастянутой пружины; $x_{1,2}$ – координаты грузов; сила трения всегда направлена противоположно скорости.

Решать эти уравнения будем с помощью метода Ньюмарка. Так как здесь присутствует сила трения, которая меняется скачком, проверим правильность метода на контрольном примере. Пусть на первое тело действует только постоянная сила, большая силы трения. Тогда (2) переписывается в виде:

$$\begin{cases} F_0 - k(x_1 - x_2 - l) - F_{mp} = m\ddot{x}_1, \\ k(x_1 - x_2 - l) - F_{mp} = m\ddot{x}_2. \end{cases} \quad (3)$$

Сложим, а затем вычтем из первого уравнения второе:

$$\begin{cases} F_0 - 2F_{mp} = m(\ddot{x}_1 + \ddot{x}_2), \\ F_0 + 2kl = m(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) + 2k(x_1 - x_2). \end{cases}$$

Здесь первое уравнение описывает движение центра масс (как видно, система движется с постоянным ускорением), а второе – расстояние между грузами. Учитывая, что при $t = 0$ с расстояние между грузами было равно l , решение последнего уравнения можно записать в виде:

$$x_1 - x_2 = \frac{F_0}{2k} \left(1 - \cos \left(\sqrt{\frac{2k}{m}} t \right) \right) + l. \quad (4)$$

На рис. 1 представлен результат расчетов для параметров $F_0 = 1$ Н; $k = 1$ Н/м; $l = 10$ см; $m = 1$ кг; $F_{mp} = 0,1$ Н.

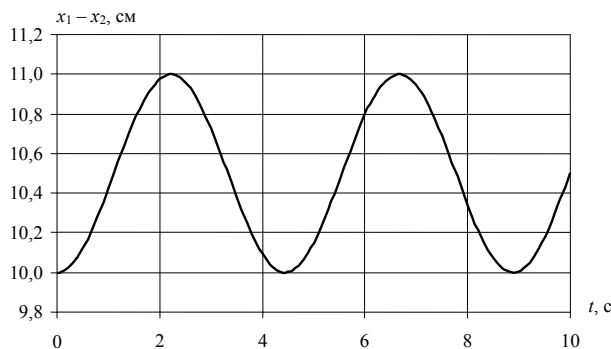


Рис. 1. Проверка метода

Как видно из уравнения (4), длина пружины изменяется от 10 до 11 см, что хорошо согласуется с численным решением, представленным на рисунке. Обоснуем выбор знаков перед силой трения в уравнении (3). Внешняя сила всегда положительна, следовательно, обе скорости не могут быть отрицательными, а силы трения положительными. Первый груз не может дви-

гаться против оси x , так как второй груз такой же и не сможет остановить первый. Решение (4) не отличается от случая, когда нет силы трения. При этом пружина не бывает сжатой (очевидно, что при наличии силы трения это условие тем более выполняется), следовательно, сила упругости всегда тянет второй груз вперед, то есть знаки при силе трения выбраны правильно. Численный расчет положения центра масс также хорошо согласуется с аналитическим решением частного случая, что говорит о хорошей сходимости применяемого метода.

Теперь рассмотрим движение жидкости в капилляре под действием переменного электрического поля – система уравнений (2). Если брать реальные параметры жидкости – вязкость, собственную частоту колебаний (~ 60 ГГц [7]), силу адгезии, силу давления, – то время расчета будет очень большим. Также увеличится время установления движения, что приведет к увеличению погрешности численных методов и ухудшению наглядности полученных результатов. Из этих соображений были взяты следующие параметры: массы грузов $m_1 = m_2 = 1$ кг; постоянная сила $F_0 = 0,09$ Н; жесткость пружины $k = 100$ Н/м; амплитуда переменной внешней силы $f = 0,05$ Н; частота переменной силы $\omega = 1$ рад/с; коэффициент сопротивления $r = 0,1$ Н·с/м; сила сухого трения $F_{тр} = 0,1$ Н. В отсутствие внешней переменной силы система находится в состоянии покоя.

На рис. 2 показана зависимость скорости движения грузов от времени. Как и было предположено (формула (1)), скорость (пунктир) складывается из «медленной» составляющей (сплошная линия), она же средняя скорость, и «быстрой» составляющей. Видно, что средняя скорость с тече-

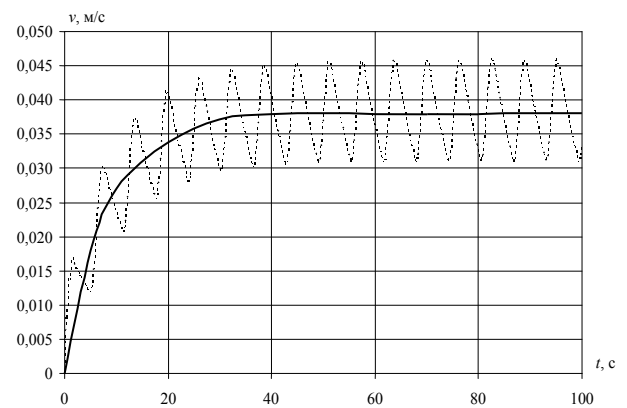


Рис. 2. Зависимость скорости системы от времени. Частота вынуждающей силы меньше собственной частоты системы (пунктир – $v(t)$; сплошная – $\langle v(t) \rangle$)

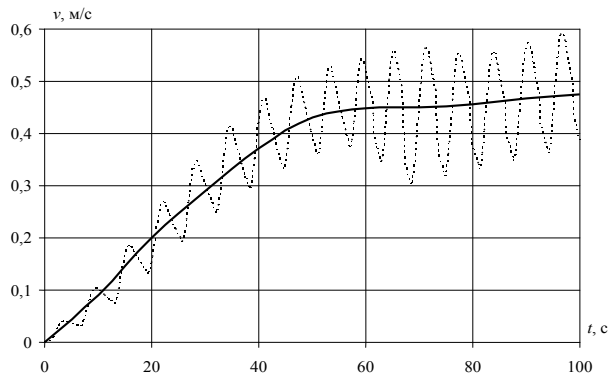


Рис. 3. Зависимость скорости системы от времени. Частота вынуждающей силы равна собственной частоте системы (пунктир – $v(t)$; сплошная – $\langle v(t) \rangle$)

нием времени становится постоянной величиной. При таком значении коэффициента жесткости систему можно считать единым целым, так как собственная частота колебаний на порядок больше частоты переменной силы. Расчеты показали, что в этом случае расстояние между грузами практически не меняется.

Это соответствует случаю, приведенному в [2] – приповерхностный слой рассматривается как твердое тело. На рис. 3 представлен результат для случая, когда все параметры такие же, как и для рис. 2, кроме жесткости пружины, равной $k = 1$ Н/м. Тогда собственная частота колебаний системы равна частоте переменной силы и установившаяся скорость оказывается выше на порядок, чем в предыдущем случае.

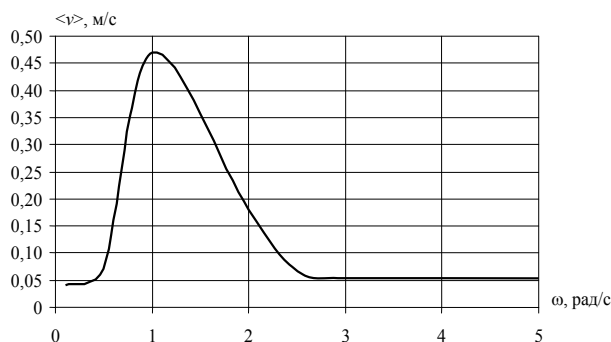


Рис. 4. Резонансный характер влияния переменной силы

Более наглядно этот результат представлен на рис. 4. На нем меняется уже не жесткость, которая равна 1 Н/м, а частота внешней силы. Как видно, при равенстве частот наблюдается максимум скорости.

Аналогичные результаты получаются и при других значениях параметров системы – резонансная зависимость. То есть лучший результат наблюдается тогда, когда электромагнитная волна, поглощаясь водой, возбуждает колебания молекул.

Также с помощью вибраций можно объяснить и многие другие действия электромагнитных волн на биологические объекты. Например, улучшение транспорта ионов через мембрану под действием электромагнитного поля можно объяснить как действием этого поля непосредственно на ионы, так и возбуждением акустических колебаний мембраны, которые, в свою очередь, помогают ионам проникнуть сквозь мембрану. При этом для лучшего эффекта необходимо знать частоту колебаний возбуждаемых систем.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Беляков, Е. В. Высокодобротный резонанс в волноводе с сильно поглощающим диэлектриком / Е. В. Беляков // Электронная техника. – Сер. 1. Электроника СВЧ. – 1987. – Вып. 7(401). – С. 51–53.
2. Харланов, А. В. Вибрационный механизм изменения адгезии жидкости / А. В. Харланов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2009. – № 4. – С. 17–23.
3. Вибрации в технике : Справочник : В 6 т. – М.: Машиностроение, 1978. – 1981.
4. Блехман, И. И. Развитие концепции прямого разделения движений в нелинейной механике / И. И. Блехман // Современные проблемы теоретической и прикладной механики : Тр. IV Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике, Киев, 21–28 мая 1976 г. – Киев : Наукова думка. – 1978.
5. Григоров, О. Н. Электрокинетические явления / О. Н. Григоров. – Изд-во ЛГУ. – 1973. – 199 с.
6. Левин, А. И. Теоретические основы электрохимии / А. И. Левин. – М.: Металлургиздат. – 1963. – 431 с.
7. Блудов, Ю. В. Распространение H_{10} -волны в прямоугольном волноводе с диэлектрической неоднородностью / Ю. В. Блудов // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 7. – Вып. 8. – С. 99–105.

УДК 681.586.773; 553.33; 532.61

*В. А. Тумов**V. A. Titov***ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВО-ИЗГИБНОЙ МОДЫ И СПЕКТРА ИЗГИБОВ
ТОНКОГО СДВИГОВОГО ПЬЕЗОРЕЗОНАТОРА ИЗ КЕРАМИКИ****INVESTIGATION OF SHIFT- FLEXURE MODE AND FLEXURE SPECTRUM
OF THIN SHIFT CERAMIC PIEZORESONATOR****Волгоградский государственный университет****Volgograd State University**

E-mail: Detruanto@rambler.ru

Методом голографической интерферометрии визуализирована центральная изгибная мода при возбуждении на частоте первого резонанса основной сдвиговой моды при дополнительных мерах активизации изгиба, методом амплитудно-частотных характеристик исследован спектр нечетных изгибных мод сдвигового пьезорезонатора со сплошным электродом. Для спектра установлена эквидистантность по шкале частот и сделаны отнесения. Предложена модель для единой сдвигово-изгибной моды. Обсуждено воздействие бигармонического сигнала на тонкий сдвиговой пьезорезонатор – на двойной частоте межмодовых биений и на частоте первого резонанса основной сдвиговой моды.

Ключевые слова: тонкий сдвиговой пьезорезонатор со сплошным электродом, визуализация изгибов, модель эллиптического цилиндра, воздействие бигармонического сигнала, активизация центральной изгибной моды, спектр нечетных изгибных мод, модуляция на двойной частоте межмодовых биений.

Holographic visualization of flexure and equidistant on frequency scale spectrum of odd flexure modes of piezorezonator with continuous electrodes illustrated in the diagram. Peculiarity of multy mode's property of thin shift piezoplate and predict of possibility of regim of synchronizing of flexure modes have been point at issue.

Keywords: thin shift piezoplate with continuous electrodes, visualization of flexure, model of elleiptical cylinder, activation of central flexure, flexures spectrum, concentration of attention on possibility of synchronizing of odd flexure modes for generation of shift- flexure puls under biharmonic excitement.

Введение

В натурном эксперименте установлено, что особенностью рассматриваемого в работе пьезорезонатора является одновременная генерация объемных акустических волн двух видов – сдвиговой и изгибной – для объяснения связанности которых предложена модель, а самую связанность следует интерпретировать, как единую моду: сдвигово-изгибную. В единой моде изгибная составляющая является центральной модой спектра эквидистантных по частоте нечетных изгибных мод, исследованного экспериментально. В работе обсуждено воздействие бигармонического сигнала на пьезорезонатор (ПР) такого типа, когда одновременно с возбуждением на частоте резонанса основной сдвиговой моды осуществляется модуляция параметров ПР на двойной частоте межмодовых биений изгибных мод.

Эксперимент

Целью работы является экспериментальное исследование методом голографической интерферометрии единой сдвигово-изгибной моды при дополнительной активизации изгибной компоненты и предложение модельных пред-

ставлений; экспериментальное исследование амплитудно-частотной характеристики ПР в частотном промежутке сдвига при высокой активности изгиба, а также обсуждение возможности возбуждения группы нечетных мод в ПР со сплошным электродом с одновременной их синхронизацией по аналогии с синхронизацией продольных мод в резонаторе лазера [1].

В исследованной пьезопластине из керамики цирконата-титаната свинца ЦТС-24 с размерами 8x5,5x0,2 мм, на которой сплошные электроды нанесены от края до края на грани 8x5,5 мм, поляризация **P** перпендикулярна граням 5,5x0,2 мм и лежит в плоскости X–Z, как показано на рис. 1, часть В. Возбуждение ПР высокочастотным электрическим сигналом производилось на частоте первого резонанса основной сдвиговой моды: $\nu_r=4195$ кГц. При этом частота второго резонанса основной сдвиговой моды, частота антирезонанса ν_a , приходится на значение 5551 кГц. Визуализация вибраций поверхности широкой грани (8x5,5 мм) осуществлена методом голографической интерферометрии (ГИ) с усреднением во времени [2] с применением He-Ne лазера ($\lambda=0,63$ мкм). Время экспозиции t значительно превышало

период T колебаний вибрирующего ПЭ ($t \approx 60$ с; $T=2 \cdot 10^{-7}$ с). При этом достаточные для регистрации амплитуды изгибов $A_f \approx \frac{\lambda}{4} = 0,16$ мкм

получены кратковременным (60 с) применением режима большого сигнала для специально отобранного активного ПР. Под режимом большого сигнала понимается электрическое возбуждение ПР переменными полями с напряженностями, которые в течение 10 мин деполяризуют ПЭ. На рис. 1, часть А, представлена голографическая интерферограмма вибраций пьезоэлемента 1, закрепленного в держателе 2. Подбор оптимально заполяризованного образца из партии серийных изделий был сделан на основании измерения ампли-

тудно-частотных характеристик (АЧХ) основной моды сдвига резонаторов в интервале частот между первым и вторым резонансами. Измерялась сила переменного тока, протекающего через ПР, в зависимости от частоты приложенного переменного напряжения возбуждения при условии, что амплитуда его поддерживается постоянной. Практически удобнее регистрировать падение напряжения U , создаваемое током на резисторе, включенном последовательно с ПР, поэтому АЧХ представлена в осях $U - \nu$.

На АЧХ, рис. 2, зафиксирована немонотонность резонатора: из записи следует, что в частотном промежутке сдвига (между ν_r и ν_a) возбуждается несколько эквидистантных по ча-

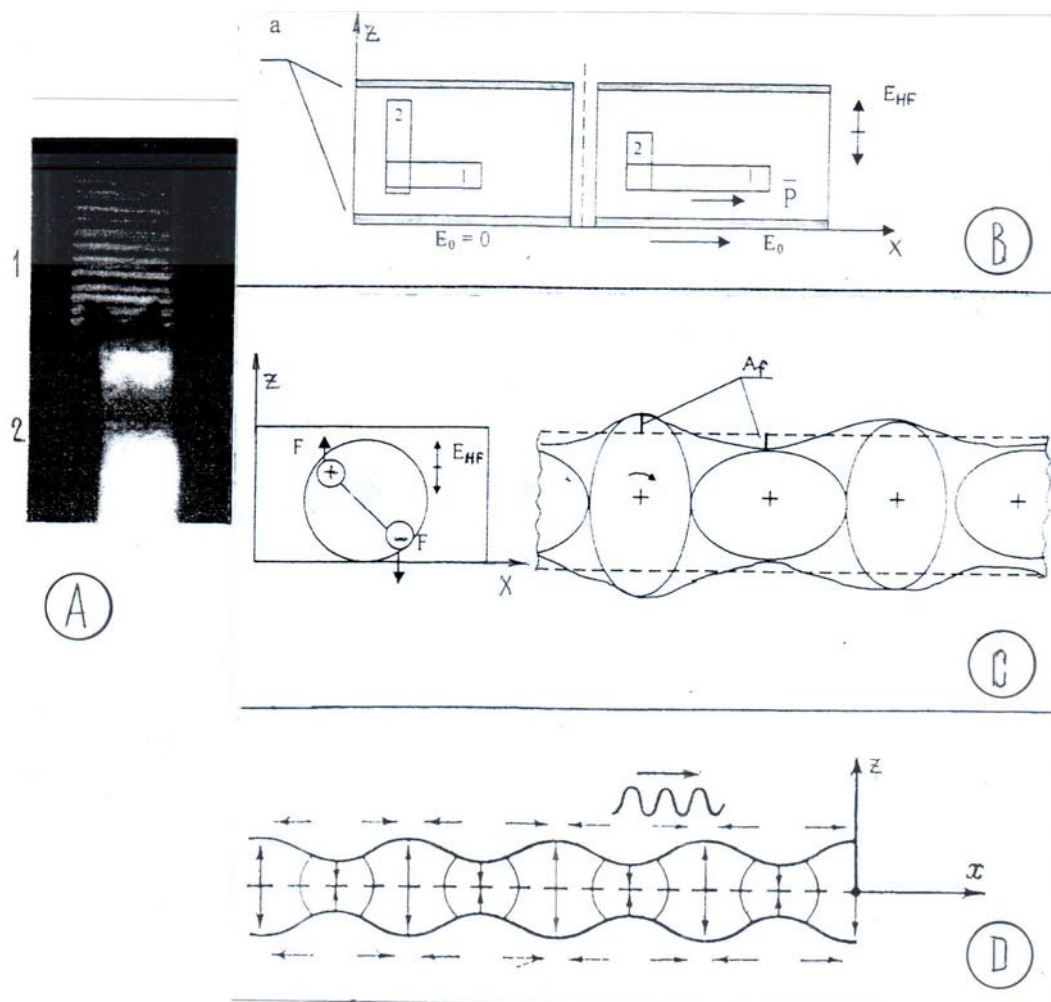


Рис. 1. Часть А: голографическая интерферограмма вибрирующей тонкой сдвиговой пьезопластины из керамики ЦТС-24 при возбуждении в режиме большого сигнала на частоте резонанса основной сдвиговой моды, совпадающей с частотой резонанса изгибной моды ($\nu_r = \nu_{q=15}$). Часть В: сечение X-Z пьезопластины: 1, 2 – домены ортогональных ориентаций; E_0 – внешнее поляризующее поле; E_{HF} – возбуждающее гармоническое высокочастотное поле; а – сплошные электроды. Часть С: аналогия с качением эллиптического цилиндра. Возникновение крутящего момента сил в поле E_{HF} . Деформация поверхностей типа «вибрация толщины» при качении эллиптического цилиндра. Часть D: симметричная мода Лэмба. Стрелками показано смещение частиц

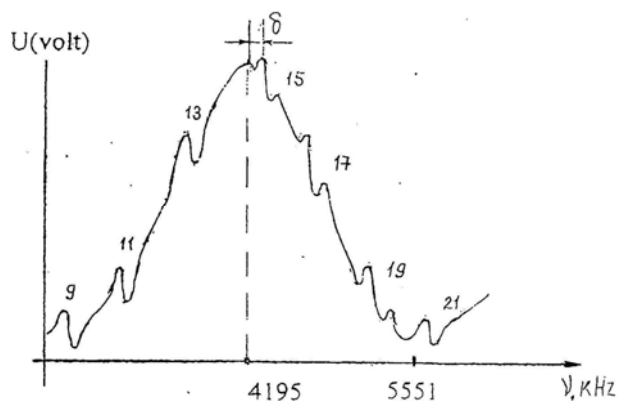


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика сдвиговой пьезокерамической пластины $8 \times 5,5 \times 0,2$ мм со сплошными электродами вблизи частотного промежутка основной сдвиговой моды $\nu_r = 4195$ кГц, $\nu_a = 5551$ кГц. Здесь δ – расстояние по частоте между резонансными частотами ν_r и $\nu_{q=15}$

стоте изгибных мод: пятнадцатая (15), семнадцатая (17), девятнадцатая (19) и, немного отстоящая, двадцать первая (21). Отнесение стало возможным после визуализации и подсчета числа полос на голографической интерферограмме для центральной 15-й моды. Дополнительная активизация 15-й изгибной моды имела место при подстройке, а именно, при размещении первого резонанса 15-й изгибной моды (ν_{15}) вблизи первого резонанса сдвига (ν_r), т. е. минимизации величины $\delta = |\nu_{15} - \nu_r|$. Использованный способ подстройки, т. е. сближения ν_{15} и ν_r состоит в уменьшении частотозадающего размера для изгибов L посредством сошлифовки слоя керамики на торцевой грани пластины. При этом частота ν_{15} и весь спектр сдвигаются в сторону увеличения (движение по оси частот осуществляется только в одну сторону). На АЧХ, рис. 2, показан случай, когда $\delta \neq 0$, но перекрытие удовлетворительное. В результате успешной подстройки в резонаторе были оптимально «раскачаны» обе компоненты единой моды для регистрации ГИ при возбуждении на частоте 4195 кГц. Сдвиг не визуализировался ГИ, а для изгибов получена сетка эквидистантных темных полос – см. рис. 1, часть А. Изучая голографическую интерферограмму, полученную для одной широкой грани ПР, как прямое измерение распределения амплитуд нормальных деформаций на ней, подчеркнем, что темные полосы на голографической интерферограмме представляют собой пучности стоячей волны изгиба поверхности. Возможны два варианта изгиба на противоположной стороне. Далее будут развиты модельные представления, позволяющие, в частности, отдать предпочтение вибрации толщины, т. е. симметрич-

ной волне Лэмба, смещение частиц в которой представлено на рис. 1, часть D [3]. Расположение полос на пластине позволяет указать направление волнового вектора $\mathbf{k}$ объемной акустической волны изгиба, перпендикулярного к полоскам на ГИ и коллинеарного к вектору поляризации $\mathbf{P}$ в ПЭ. Действительно, на рис. 1, часть А, вектор $\mathbf{P}$ направлен от держателя вдоль широкой стороны. Определенное по ГИ количество мелких темных полос (15) – число нечетное, вследствие проявления эффекта компенсации зарядов под сплошным электродом [4].

Они размещены на отрезке длиной 8 мм, что позволяет определить длину волны изгибной моды ПР. Поскольку устанавливалась частота генератора возбуждения 4195 кГц, то скорость распространения изгибной волны $C = 4,45 \cdot 10^3$ м/с, что хорошо согласуется с известными данными для материала ЦТС-24 [5] и подтверждает правильность сделанного выше отнесения (несколько искажает представленную ГИ зафиксированное на ней изгибное колебание всей системы «ПР + держатель»; оно накладывается на сетку мелких полос).

Обсуждение

1. Рассмотрим грань пьезопластины $8 \times 0,2$ мм. На рис. 1, часть В, ось X направлена вдоль длинной стороны этой грани и совпадает с направлением вектора $\mathbf{P}$, созданного в процессе поляризации ПР. При процедуре поляризации исходно изотропная поликристаллическая структура керамики приобретает выделенное направление, заданное внешним поляризующим полем $\mathbf{E}_0$, причем полная поляризация предполагает переориентацию 180-градусных доменов – 1 и касается только 12 % 90-градусных доменов, см. рис. 1, часть В [5]. К готовому сдвиговому ПР прикладывается переменное высокочастотное возбуждающее поле $\mathbf{E}_{\text{HF}}$, ориентированное вдоль оси Z . Возбуждающее поле создает колебания доменов типа 2 и опосредовано по механическому каналу (через деформацию) доменов типа 1 с ортогональной ориентацией. Сложение взаимноперпендикулярных колебаний в среде дает эллиптические траектории движения точек внутри нее. Далее в модели для бегущей волны предполагается аналогия с качением эллиптического цилиндра с малым эксцентриситетом (ϵ) эллипса в основании – рис. 1, часть С. Чистый сдвиг без изгибов реализуется при $\epsilon = 0$. Из опытов с активизированным изгибом эксцентриситет ϵ оценен, так как известна

толщина пластины (d) и прямо измерена на ГИ амплитуда колебаний изгиба поверхности (A_f). При большом сигнале $\varepsilon \approx 8 \cdot 10^{-2}$. На рис. 1, часть С, приведены иллюстрации деталей процесса качения виртуального эллиптического цилиндра: возникновение крутящего момента сил M для поляризованного объема при воздействии поля E_{HF} и характер изгибной деформации на противоположных поверхностях при $\varepsilon > 0$. Развивая аналогию с качением эллиптического цилиндра, следует отметить, что установившаяся скорость поступательного движения центра есть скорость бегущей волны изгиба поверхности, численное значение которой определено выше. Работа раскручивания эллиптического цилиндра $A = \int M \cdot d\varphi$, где φ – угол поворота. Крутящий момент тем больше, чем больше эксцентриситет ε , так как в пьезосреде, возбуждаемой переменным электрическим полем, виртуальный эллиптический цилиндр имеет электрический дипольный момент, который увеличивается с увеличением ε . Можно ввести эффективные меры инертности эллиптического цилиндра (поскольку нет реального переноса массы частиц) – эффективную массу и эффективный момент инерции. Момент инерции связан с ε . За счет внутреннего трения при деформировании действует тормозящий момент сил – $M_{тр}$. В установившемся режиме качения $\sum M_i = 0$, т. е. $M = M_{тр}$. Если возрастает работа кручения, то на основании теоремы о кинетической энергии возрастает кинетическая энергия катящегося цилиндра и (соответственно) увеличивается доля энергии изгибной моды в единой моде сдвига-изгиба. Это достигалось посредством уменьшения величины δ (см. АЧХ). В настоящей работе уменьшение δ – единственный метод активизации 15-й моды изгиба. Рассмотренная модель не имеет трудностей на краю пластины, здесь величина модуля изменения импульса (Δp) катящегося цилиндра $\Delta p = 2p$ и должна возникнуть двойная деформация, что и устанавливается во всех пучностях стоячей волны изгиба. Возвращаясь к анализу сетки мелких темных полос на ГИ, отметим, что на краях пластины должны быть, и реально зарегистрированы, темные полосы.

2. Если обозначить для данного ПР частото-задающий размер мод Лэмба- L , то соседние нечетные моды, например, 15 и 17 отстоят друг от друга по частоте приблизительно на величину $2\Delta\nu_q$, где $\Delta\nu_q = C/2L$ – частота межмодовых биений. Для рассматриваемого ПР $\Delta\nu_q = 278$ кГц.

Для частоты любой q -й моды можно записать: $\nu_q = qC / 2L$. При генерации многих мод Лэмба, по обе стороны от частоты резонанса сдвига ν_r , указанная выше ν_{15} для рассматриваемой пластины, в виду ее особой роли, названа центральной. Такая генерация спектра синхронизованных нечетных изгибных мод представляется возможной при воздействии бигармоническим сигналом на ПР, а именно: возбуждении на частоте резонанса основной сдвиговой моды ν_r по обычной схеме при одновременном воздействии на частото-задающий размер L для изгибных мод или на пьезосреду ПР на двойной частоте межмодовых биений $2\Delta\nu_q$.

Зависимость D от E в пьезокерамике нелинейная, поэтому проявится эффект возникновения большого числа новых спектральных составляющих [6]. Рассмотрим более детально, считая, что нелинейный элемент обладает степенной характеристикой, для определенности, аппроксимируется многочленом второй степени, тогда в наборе комбинационных частот присутствуют $\nu_r + 2\Delta\nu_q$ и $\nu_r - 2\Delta\nu_q$. Амплитуды этих колебаний меньше амплитуд обоих входных сигналов. Сигнал с частотой $(\nu_r + 2\Delta\nu_q)$ сосуществует с сигналом $2\Delta\nu_q$ в той же нелинейной среде и даст новые частоты: суммарную $(\nu_r + 2\Delta\nu_q) + 2\Delta\nu_q$ и разностную – вновь ν_r . Последует лавинообразное размножение и конечным итогом саморазвития комбинационных частот станет, в частности, группа, представляющая особый интерес: $\nu_r \pm n \cdot 2\Delta\nu_q$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. В этой группе по мере увеличения n на единицу мощность снижается примерно вдвое.

Пьезосреда ПР ограничена – это тонкая пластина, у которой размер L является частото-задающим для изгибных мод. Спектр изгибных частот эквидистантный и резонансные отклики пластины «проявлены» на АЧХ. Такая пластина выступит фильтром для всей совокупности комбинационных частот и выделит те из них, которые «раскачивают» изгибные моды. Вводимая в моды мощность, как и мощность вынуждающего воздействия, убывает от центральной частоты к периферическим. Имеет место распределение мощности по n , максимум которого приходится на $n = 0$. Обращаясь к упомянутой аналогии с явлением синхронизации продольных мод в резонаторе лазера [1], отметим отличие первое: оно состоит в том, что в случае лазера, для определенности газового He-Ne, десять продольных мод ($N = 10$) в полосе усиления активной среды не надо «раскачи-

вать», их надо только синхронизовать. Накладываемая сетка сигналов с эквидистантными комбинационными частотами синхронизует N продольных мод, хотя мощность вынуждающего воздействия снижается к периферии (до определенного «порога»). Отличие второе заключается в том, что синхронизованные продольные моды лазера имеют примерно одинаковые амплитуды, тогда как в акустическом резонаторе при бигармоническом воздействии синхронно раскачиваются изгибные моды неравных амплитуд. Распределение по мощности повторит то, что имеется в вынуждающих сигналах на комбинационных частотах. Эффект пиковой генерации лазера при непрерывной накачке и модуляции повторить на акустическом резонаторе рассматриваемого вида не представляется возможным без специальных мер, выравнивающих мощности синхронизованных изгибных мод.

Заключение

В работе приведен результат визуализации вибраций тонкой сдвиговой пьезопластины при возбуждении на частоте первого резонанса основной сдвиговой моды, прямо указывающий на существование изгибов в ней. Описан метод активизации изгибной составляющей. Предложена модель качения эллиптического цилиндра для объяснения связанности сдвига и изгиба, а также для идентификации зарегистрирован-

ных изгибных деформаций широкой грани пьезопластины, как проявления изгибной моды определенного вида – симметричной моды Лэмба. Проанализирована экспериментальная амплитудно-частотная характеристика и сделаны отнесения в полученном спектре нечетных изгибных мод. Обсуждена возможность генерации группы синхронизованных нечетных изгибных мод при бигармоническом возбуждении и необходимая для этого частота модуляции параметров пьезорезонатора. Обосновано установление неравных амплитуд в модах, не позволяющее без специальных мер получить результат их интерференции, подобной лазерному при синхронизации продольных мод.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ярив, А. Квантовая электроника / А. Ярив ; пер. с англ. под ред. Я. И. Ханина. – 2-е изд. – М.: Сов. радио, 1980. – 488 с.
2. Островский, Ю. И. Голографическая интерферометрия / Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. – М.: Наука, 1977. – 299 с.
3. Физическая акустика. Т. 1. Ч. А : пер. с англ. / под ред. У. Мэзона. – М.: ИЛ, 1966. – 542 с.
4. Справочник по кварцевым резонаторам / под ред. П. Г. Позднякова. – М.: Связь, 1978. – 289 с.
5. Яффе, К. Пьезоэлектрическая керамика / К. Яффе, У. Кук, Г. Яффе ; пер. с англ. М. М. Богачихина ; под ред. Л. А. Шувалова. – М.: Мир, 1974. – 288 с.
6. Баскаков, С. И. Радиотехнические цепи и сигналы / С. И. Баскаков. – М.: Высш. шк., 1988. – 448 с.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ МЕТРОЛОГИИ

УДК 621.3.089.62

Д. Ю. Кетов, Ю. П. Муха

D. Y. Ketov, Yu. P. Mukha

МЕТРОЛОГИЧЕСКАЯ СХЕМА ИСПЫТАНИЙ ЭНЦЕФАЛОГРАФА THE METROLOGICAL SCHEME OF TESTS OF AN ENCEPHALOGRAPH

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: mpx-mpx1@bk.ru

Рассматриваются проблемы реализации испытательных процедур энцефалографа. Формирование испытательного сигнала. Анализируется соответствующая современная нормативная база.

Ключевые слова: испытание, энцефалограф, испытательный сигнал, функциональный генератор, погрешности измерений, методы поверки, испытательная процедура.

The article envisages the problem of test procedure encephalographs. Formation of an exploring signal. The appropriate modern standard base is analyzed.

Keywords: Encephalograph, test, exploring signal, functional generator, lapse of measurements, checking methods, test procedure.

При исследовании биомедицинских сигналов часть полезных данных, содержащихся в скрытых составляющих этих сигналов, теряется при их передаче и обработке. В результате записи, например, ЭЭГ (энцефалограммы), для экономии аппаратных и программных ресурсов, приходится проводить предварительную обработку сигнала (сжатие, очищение от различных помех и наводок цифровыми фильтрами), что приводит к его искажению [1]. При усилении (усилительными каскадами с нелинейными характеристиками) и последующей оцифровке в снимаемом аналоговом сигнале происходит нарушение структурных и функциональных временных зависимостей. Искажения могут происходить и по причине использования недорогой и некачественной элементной базы. Это снижает потенциал развития перспективных медицинских систем и методов обработки информации.

В свою очередь, используемый в настоящее время алгоритм испытаний медицинских информационно-измерительных систем представляет собой просто процесс проверок отдельных элементов и узлов тестовыми сигналами, которые имеют определенные формы и параметры.

Рассматривая отдельные элементы системы (часто в рассмотрении участвуют далеко не все элементы блочно-функциональной схемы) на предмет их корректного функционирования, а также используя специфические тесты, проверяющие только их, мы не можем судить о правильной работе всей системы в целом.

Поэтому стоит рассмотреть процедуру измерения эксплуатационных характеристик более полно. Необходимо включить в процесс исследований помимо существующих методик и рекомендуемого оборудования также алгоритмы метрологического анализа всего процесса испытаний, а сами методики дополнить проверкой с помощью смоделированного испытательного сигнала, полученного на основе обобщения большого числа реально существующих энцефалограмм как больных, так и здоровых людей. Также необходимо включить в тестовый сигнал элементы, имитирующие различного рода наводки и артефакты для реализации наиболее полной имитации биологических процессов физиологических систем и окружающей обстановки. Все изложенное можно отнести и к энцефалографии.

Для более подробного рассмотрения процесса испытаний приборов по съему биопотенциалов мозга затронем вопросы, связанные как с существующими рекомендациями МЭК (Международной электротехнической комиссии) по организации самого процесса диагностики существующими измерительными средствами, так и проведем анализ существующих средств диагностики, построенных, как правило, на базе функциональных генераторов (к ним относятся ГФ-05 и «Диатест 4»).

ГФ-05 – это функциональный генератор, предназначенный для исследований, настройки, испытаний, поверки систем и приборов, используемых в радиоэлектронике, автоматике, приборостроении, биофизике, медицине, работающих в области инфранизких и низких частот [2]. Возможность проведения измерений характеристик энцефалографов не является его основной функцией. Однако прибор используется для формирования вспомогательных тестовых сигналов для реализации специфических методик проверок, заложенных разработчиками при проектировании энцефалографов. При этом имитация с помощью ГФ-05 ЭЭГ-сигнала с возможностью независимо устанавливать его временные и амплитудные параметры является некорректной, так как базовый испытательный сигнал должен иметь медицинскую подтвержденную практику и его невозможно свободно трактовать и изменять. Его характеристики могут изменяться только путем замены одного сигнала на другой.

Автономный функциональный генератор «Диатест-4» предназначен для формирования прецизионных калибровочных сигналов для первичной и периодической поверки электрокардиографических ЭКГ (в том числе ЭКГ-каналов медицинских мониторов), электроэнцефалографических, электромиографических, реографических приборов отечественного и зарубежного производства. Однако с его помощью невозможно создать требуемого многообразия испытательных ЭЭГ-сигналов. Пользователю доступен один оцифрованный сигнал, записанный в ПЗУ (постоянно запоминающее устройство) без возможности создания более сложных систем проверок [3]. В процессе испытаний энцефалографов возникает необходимость в реализации большего числа их реально существующих моделей. На стадии проектирования приборов для снятия биопотенциалов мозга разработчики часто создают свои дополнительные методики проверок, возможность

реализации которых также необходимо учитывать при создании испытательного стенда. Это невозможно реализовать в «Диатест-4» по причине ограниченности его функций. В целом диагностические системы должны проектироваться с учетом специфики, связанной с медицинскими измерениями, где важно как корректное формирование самого тестового сигнала, так и метрологическое описание всего процесса испытаний, по возможности, исключая влияние человека на сам процесс проводимых измерений. Таким образом, для создания базового испытательного сигнала в соответствии с рекомендациями МЭК сформируем основные требования к его реализации.

Базовый испытательный сигнал должен иметь:

- 1) возможность использования большого числа реализаций реально существующих ЭЭГ;
- 2) возможность изменения параметров базовых сигналов для формирования специфических тестов, реализующих дополнительные методики проверок;
- 3) возможность включения в испытательный сигнал имитации артефактов, шумов, различного рода наводок;
- 4) возможность использования метрологического аппарата для формирования функции погрешности при создании тестового сигнала;
- 5) базовый набор параметров испытательного сигнала в соответствии с рекомендациями МИ 2523–99 [4].

Рассмотрим возможные варианты методик формирования испытательного сигнала с учетом вышеизложенных требований. ЭЭГ-сигнал может быть представлен разложением в ряд Фурье со сплошным спектром [5]. При этом полное его описание достигается бесконечным числом гармоник. На практике число гармоник приходится ограничивать, что ухудшает точность спектрального подхода при анализе и моделировании сигнала, и ведет к невозможности применения данного метода. Цифровое представление испытательного сигнала ограничено потребностью в дополнительных системных ресурсах из-за больших массивов информации. Это приводит к неоправданному разрастанию системы. Представление ЭЭГ-сигнала как процесса, имеющего случайную природу происхождения, позволит нам сформировать испытательный сигнал, более удовлетворяющий перечисленным выше требованиям. Используя математический аппарат теории вероятностей, опишем ЭЭГ-сигнал.

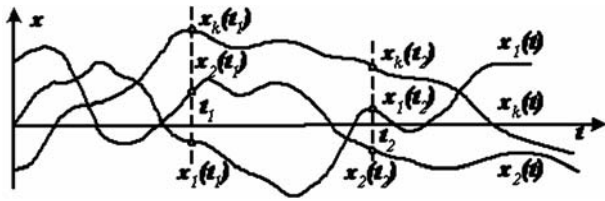


Рис. 1. Реализации случайного процесса ЭЭГ

На рис. 1. показана совокупность трех реализаций случайного процесса ЭЭГ – $x_1(t_i)$, $x_2(t_i)$, $x_3(t_i)$. При фиксированном значении момента времени $t = t_i$ в первой реализации получим $x_1(t_i)$, во второй – $x_2(t_i)$, в третьей – $x_3(t_i)$... n -й $x_n(t_i)$ [6]. Для описания случайных процессов ЭЭГ будем использовать нормальный закон распределения, для которого плотность распределения вероятности определяется формулой:

$$\omega(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-(x-a)^2/2\sigma^2},$$

где a – среднее значение, а σ^2 – дисперсия нормального процесса для момента времени t_i . Для полного параметрического описания поведения случайной величины при нормальном законе распределения достаточно определения только двух параметров: математического ожидания и дисперсии. Момент 1-го порядка является средним значением случайной выборки при некотором значении времени:

$$M\{\xi(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} x\omega_1(x, t)dx = \overline{\xi(t)} = a(t).$$

Момент 2-го порядка равен среднему от квадрата случайной выборки:

$$M\{\xi^2(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} x^2\omega(x, t)dx.$$

Дисперсия:

$$\begin{aligned} D\{\xi(t)\} &= M\{[\xi(t) - a(t)]^2\} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} [x - a(t)]^2 \omega(x, t)dx = \sigma^2(t). \end{aligned}$$

В случае, если потребуется дополнить нашу выборку новыми ЭЭГ-реализациями или включить в ее состав дополнительные тестовые функции сигналов с наличием в них шума, помех, наводок, артефактов с учетом того, что все они статистически независимы, можно записать:

$$\omega(x, t) = \omega(x_1, t)\omega(y_1, t),$$

где $\omega(x, t)$ – результирующая плотность распределения вероятности; $\omega(x_1, t)$ – базовая плотность распределения вероятности, постро-

енная на основе реальных сигналов; $\omega(y, t)$ – дополнительная плотность распределения вероятности [7]. Используя плотность распределения вероятности, построенную по большому числу реальных ЭЭГ-сигналов (реализаций), снятых от разных пациентов, мы сможем получить многообразие тестовых сигналов. Из них с определенной долей вероятности будут реализованы и сами реальные отведения, на базе которых и была получена испытательная функция распределения. Это удовлетворяет требованиям формирования базовых ЭЭГ-сигналов. Одновременно возможно получение случайных функций, представляющих собой вариации ЭЭГ-отведений, что создает дополнительные испытательные возможности.

Для учета особенностей природы изменения ЭЭГ-сигнала, принадлежащего конкретному пациенту, следует проводить корреляционный анализ энцефалограммы для выявления степени зависимости между сечениями случайной функции, относящимися к различным моментам t_i [8].

Важным фактом при построении испытательного стенда, на котором воспроизводится испытательный сигнал, является возможность формирования с помощью стенда функции испытательного сигнала по мере накопления новой информации о нем и его динамической обработке в процессе съема.

Для реализации схем испытаний электроэнцефалографов рассмотрим общую схему измерительного стенда, формирующего испытательные процедуры с выбранной математической моделью. Организация метода метрологического эксперимента возможна двумя способами, представленными на рис. 2, с помощью эталонного средства измерений и эталонного средства воспроизведения значения величины [9].

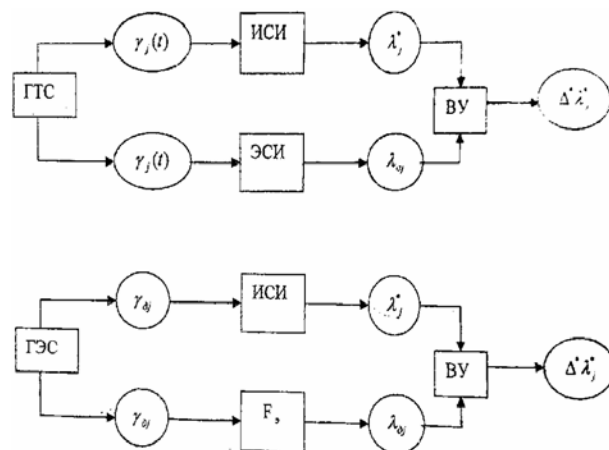


Рис. 2. Организация метода метрологического эксперимента

Здесь ГТС – генератор испытательных сигналов; ИСИ – испытуемое измерительное средство; ЭСИ – эталонное средство измерений; ВУ – вычитающее устройство, формирующее оценку погрешности; ГЭС – генератор эталонных сигналов, воспроизводящий действительное значение; F_Σ – эталонная функция [9]. Оба представленных способа позволяют экспериментально оценить полные погрешности, включающие в себя как методические, так и инструментальные составляющие. Учитывая особенности предложенного ранее способа формирования испытательного сигнала, будем в дальнейшем использовать метод эталонного средства воспроизведения значения величины, что позволит нам в полной мере с учетом предложенных методик реализовать процесс испытаний энцефалографов. В результате, возможно разработать испытательный стенд, позволяющий формировать испытательные сигналы, построенные на основе большого числа реальных отведений ЭЭГ с возможностью учета вспомогательных тестовых функций шумов, наводок, артефактов, удовлетворяющий требованиям МЭК и учитывающий наличие специфических методик проверки, ре-

лизованный по метрологически правильной схеме формирования испытательных процедур, принимая во внимание медицинскую специфику проводимых измерений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сэломон, Д. Сжатие данных, изображений и звука / Д. Сэломон. – М.: Техносфера, 2004. – 368 с.
2. Гуревич, И. З. Генератор функциональный ГФ-05 / И. З. Гуревич, Р. А. Нижаметдинов. – М.: М-во здравоохранения, 1988. – 77 с.
3. Шиляев, С. Н. Генератор функциональный Диатест-4. Руководство по эксплуатации ВКФУ.468789.109РЭ / С. Н. Шиляев. – М.: Руднев – Шиляев, 2008. – 69 с.
4. Рекомендация. Электроэнцефалографы, электроэнцефалоскопы и электроэнцефалоанализаторы. Методика проверки МИ 2523-99. – М.: ВНИИИМТ МЗ РФ, 1999. – 18 с.
5. Финк, Л. М. Теория передачи дискретных сообщений / Л. М. Финк. – М.: Советское радио, 1970. – 728 с.
6. Теория электрической связи : учеб. пособие / К. К. Васильев [и др.]. – Ульяновск : УлГТУ, 2008. – 452 с.
7. Васильев, К. К. Методы обработки сигналов : учеб. пособие / К. К. Васильев. – Ульяновск : УлГТУ, 2001. – 80 с.
8. Вентцель, Е. С. Теория вероятностей : учеб. для вузов / Е. С. Вентцель. – М.: Высш. шк., 1999. – 576 с.
9. Цветков, Э. И. Метрология / Э. И. Цветков. – СПб.: КопиСервис, 2008. – 102 с.

УДК 612.1:616.073

О. А. Авдеюк, В. Ю. Наумов, Л. Г. Акулов

O. A. Avdeuk, V. U. Naumov, L. G. Akulov

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ИЗМЕРИТЕЛЬНУЮ СИТУАЦИЮ В ГЕМАТОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

IMPACT OF EXTERNAL FACTORS ON THE MEASURING SITUATION IN HAEMATOLOGY RESEARCH

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: naumovvt@inbox.ru

В работе проводится анализ измерительной ситуации в гематологических исследованиях и выделение математических моделей, необходимых для ее формализации. Рассматривается уравнение измерительной процедуры на примере анализа количества эритроцитов в периферической крови. На основании таблицы, характеризующей содержание эритроцитов в крови в норме в зависимости от возраста пациента, определена погрешность, возникающая при игнорировании фактора возраста при анализах крови.

Ключевые слова: метрологический анализ, измерительная процедура, анализ крови, содержание эритроцитов, гематологическое исследование.

In this paper we analyzed the situation in the measurement of hematological research and the selection of mathematical models needed for its formalization. Consider the equation of measuring procedure to the analysis of the number of erythrocytes in the peripheral blood. Based on the table, describing the content erythrocytes in blood in normal, depending on the patient's age, defined the error that occurred when ignoring the factor of age with a blood test.

Keywords: metrological analysis, measurement procedure, blood test, content erythrocytes, hematological research.

Ранее [1] классифицировались погрешности, возникающие на преаналитическом этапе исследования; при этом говорилось, что любое

воздействие на организм пациента может привести к тому, что результат гематологического измерения будет недостоверным. В настоящее

время гармонизация исследований крови заключается в том, чтобы брать пробу у пациента рано утром, пока организм не подвергся психологическим или физическим нагрузкам; проведении анкетирования пациентов, помогающего определить достоверность полученных результатов и т. д. Эти мероприятия снижают количество ошибочных результатов, но не дают ответа на вопрос как то или иное воздействие влияет на результат гематологического измерения.

Кроветворная система организма больного неразрывно связана с процессом гематологического исследования, так как от результата ее деятельности зависит биопроба, поэтому имеет смысл говорить о биоинструментальной информационно-измерительной системе (ИИС). В биоинструментальной ИИС первичным преобразователем многопараметрического входного воздействия на организм является сам биологический объект, при этом она содержит в себе математическую модель исследуемого объекта, основанную на первоначальных параметрах биологической модели.

Для проведения метрологического анализа необходимо определить измерительную процедуру, выделить информационные потоки и управляющие воздействия на каждом тапе преобразования измеряемой величины. Результаты исследований в этом направлении были опубликованы в [2, 3, 4].

С целью дальнейшего метрологического анализа необходимо формализовать измерительную процедуру и проанализировать влияние внешних факторов на гемопозитическую систему организма человека. С помощью формализованного описания объектов, условий, процедур и средств измерений обеспечивается функционирование измерительных автоматов, а также решаются задачи метрологического анализа.

Для разных задач необходимы различный состав и структура моделей, но в любом случае работа измерительного автомата требует исчерпывающей формализации описаний используемых объектов и выполняемых процедур.

В целом, аппарат описания математических моделей [5, 6] объектов M_O , условий M_Y , процедур M_Π и средств измерений развивается по следующей схеме: процедура измерений, описанная измерительным уравнением – объект измерений, заданный входным воздействием – средство измерений или измерительный модуль – условия измерений. Таким образом,

можно конкретизировать модель применительно к решаемым задачам, определенным видом измеряемой величины, условиями измерений, предъявленными требованиями и накладываемыми ограничениями.

Такое описание задачи представляет модель измерительной ситуации $MM_{СИТ}$, включающая формализованное представление знаний свойств измеряемой величины и входного воздействия, условий измерений, вида процедуры и состава имеющегося измерительного ресурса, а также предъявленных требований и наложенных ограничений.

В общем случае $MM_{СИТ}$ имеет вид:

$$MM_{СИТ} = (\lambda = F(\gamma), MM_\gamma, MM_Y, L_\gamma(t) = R_m \dots R_i \gamma(t), \{MM_{M_i}\}_{i=1}^m, \{P_S\}_{s=1}^{S_P}), \quad (1)$$

где $\lambda = F(\gamma)$ – функциональная связь; MM_γ – математическая модель входного воздействия; MM_Y – математическая модель условий измерения; $L_\gamma(t) = R_m \dots R_i \gamma(t)$ – измерительная процедура; MM_{M_i} – математическая модель средств измерения, при этом i – номер измерительного модуля; $\{P_S\}_{s=1}^{S_P}$ – совокупность отношений, представляющих требования и ограничения.

В зависимости от метода анализа крови функциональная связь λ в модели измерительной ситуации (1) будет различной; как говорилось ранее в [1, 2], наиболее распространены два класса приборов: первый измеряет изменение электрического сопротивления, второй – отклонение световых лучей. Так как количество форменных элементов крови не измеряется непосредственно, то функция $F(.)$ ставит в соответствие входному сигналу соответствующую измеряемую величину.

Математическая модель входного воздействия в (1) включает в себя те сведения, которые необходимы для конкретной решаемой задачи, например, соотношение свойств входного воздействия и характеристик используемого средства измерения. Поэтому в общем виде, если имеются сведения о динамических характеристиках, диапазоне воспринимаемых значений входного воздействия $\gamma \in [\gamma_{\min}, \gamma_{\max}]$ и его вероятностных характеристиках $\omega(\gamma(t_1), \dots, \gamma(t_n))$, она имеет вид:

$$MM_\gamma = (\gamma(t), \gamma \in [\gamma_{\min}, \gamma_{\max}], \omega(\gamma(t_1), \dots, \gamma(t_n))).$$

Математическая модель, заданная таким образом является минимальной по составу и при необходимости может быть дополнена.

Математическая модель условий измерений включает в себя сведения о тех характеристиках, которые оказывают влияние на свойства входных воздействий и средств измерений, а следовательно, и на свойства результатов измерений. Условия измерений представляются параметрами окружающей среды, влияющими на свойства средств измерений, и характеристиками нежелательных физических воздействий, искажающими входные воздействия и результаты преобразований. В данном случае речь идет о факторах, действие которых мало для того, чтобы вызвать адаптационный ответ гемопоэтической системы, но достаточно для влияния на процесс измерения в целом. Поэтому в общем виде модель измерения можно представить так:

$$MM_y = \left(\{ \alpha_{is} \}_{s=1}^{S_{ai}}, \{ P_{is} \}_{s=1}^{S_{pi}} \right), \quad (2)$$

где $\{ \alpha_{is} \}_{s=1}^{S_{ai}}$ – параметры, а $\{ P_{is} \}_{s=1}^{S_{pi}}$ – отношения, характеризующие окружающую среду и воздействующие физические поля.

Взаимодействие физических полей, искажающих входные воздействия или промежуточные результаты, принято [7] представлять в виде аддитивных $n(t)$ или мультипликативных $g[\gamma(t)]$ помех, тогда в общем виде математическая модель условий измерения (2) примет вид:

$$MM_y = \left(\gamma'(t) = g[\gamma(t)] + n(t), \{ \alpha_{is} \}_{s=1}^{S_{ai}} \right).$$

Уравнение измерительной процедуры, являющееся четвертым составляющим рассматриваемой модели (1), для гематологических аналитических исследований было определено ранее в [3, 4], причем там оговаривалось, что процессы дифференцировки и пролиферации идут разными путями для различных форменных элементов крови, поэтому, в зависимости от метода измерения, за основу надо взять необходимое уравнение; например, для эритроцитов оно будет иметь вид:

$$\gamma_j(t) = R_6^5 R_6^4 R_6^3 R_6^2 R_{3..8}^1 (Q(t)_j), \quad (3)$$

где внешнее воздействие $Q_j(t)$ запускает следующий адаптационный процесс: $R_{3..8}^1$ – воздействие колониестимулирующего фактора на полипотентную стволовую кроветворную клетку, в том числе интерлейкинов (ИЛ) ИЛ-1, ИЛ-3,

ИЛ-4, ИЛ-5, ИЛ-6 приводит к образованию колониобразующей единицы гранулоцито-, эритро-, моноцито- и тромбоцитопоэза $L_{3..8}^1$; R_6^2 – влияние фактора стволовых клеток на фоне ИЛ-3 и ИЛ-9 приводит к образованию бурстобразующих единиц эритропоэза L_6^2 ; R_6^3 – воздействие эритропоэтина, вместе с продолжающимся действием фактора стволовых клеток на фоне ИЛ-3, ИЛ-6 и гранулоцитарномикрофагального колониестимулирующего фактора ведет к образованию колониобразующей единицы эритроцитов L_6^3 ; R_6^4 – при дальнейшем воздействии эритропоэтина клетка дифференцирует сначала в нормобласт L_6^4 , а затем R_6^5 – в эритроцит $\gamma_j(t)$, количество которых будет измерено гематоанализатором.

В результате выполнения всех описанных преобразований формируется биопроба, поступающая на вход гематоанализатора, который производит еще ряд преобразований входного воздействия, которые в операторном виде представлены ниже:

$$\lambda_j^* = R_R R_{DP} R_S R_{ADC} R_{IB} R_{FORM} R_{US} R_{FR} R_{KK} R_U R_C^i R_K R_I R_L R_{P2} R_{P1} \gamma_j(t),$$

где $\gamma_j(t)$ – анализируемая проба (3); j – номер анализа; R_{P1} – оператор разбавления; R_{P2} – оператор дополнительного разбавления; R_L – оператор лизации раствора и обработки раствором Драбкина; R_I – оператор регистрации импульсов; R_K – оператор регистрации количества импульсов; R_C^i – операция подсчета, где $i = 1, \dots, 6$ – порядковый номер счетной камеры; R_{KK} – оператор калибровки; R_{FR} – оператор фильтрации; R_{US} – оператор усреднения; R_{FORM} – оператор формирования выходного сигнала; R_{IB} – оператор обработки интерфейсным блоком; R_{ADC} – оператор аналого-цифрового преобразования; R_S – оператор коммутации; R_{DP} – оператор заключительной обработки; R_R – оператор отображения.

Математическая модель измерительных модулей содержит сведения, позволяющие включить их в состав данной измерительной цепи (по виду выполняемого преобразования) и для установления совместимости входных и выходных воздействия (по виду динамических характеристик и диапазонам возможных значе-

ний). Аналогично математической модели условий измерения (2), модель измерительного модуля должна содержать сведения об условиях, для которых приводятся номинальные характеристики модуля и их влияния на его характеристики. В совокупности эти сведения можно записать в виде

$$MM_{M_i} = \left(R_i(\cdot), \{ \alpha_{is} \}_{s=1}^{S_{ai}}, \{ P_{is} \}_{s=1}^{S_{pi}} \right),$$

где $\{ \alpha_{is} \}_{s=1}^{S_{ai}}$ – параметры, а $\{ P_{is} \}_{s=1}^{S_{pi}}$ – отношения, характеризующие окружающую среду и воздействующие физические поля, влияющие на рабочие характеристики модуля; $R_i(\cdot)$ – реализуемое i -м модулем преобразование.

В то же время, кроветворение можно рассматривать как своеобразную колебательную систему, в которой происходят колебания разных типов физико-химических и морфологических параметров, протекающих в относительно узких границах; систему, остро реагирующую практически на любые воздействия, которым подвергается организм, особенно при гематологических заболеваниях, действию ионизирующего излучения и разного рода цитостатиков.

В настоящее время приняты следующие интервалы нормы для состояния периферической крови человека, отраженные в таблице, однако они, как говорилось ранее [1, 2, 3], зависят от целого ряда факторов Q , которые, влияя на состояние кроветворной системы организма, сдвигают интервал нормы в ту или иную сторону. Примером такого сдвига является зависимость количества форменных элементов крови от возраста пациента.

Количество эритроцитов в крови – один из наиболее важных показателей системы крови. Содержание эритроцитов в крови в норме представлено в таблице [8].

Границы интервалов установлены в соответствии с принятыми нормальным законом распределения [9] и практическим «правилом трех сигма», когда вероятность попадания измеряемой величины в заданный интервал равна $P = 0,9973$. Это позволяет для каждой возрастной группы восстановить величину дисперсии. Если измеряемая величина $x(t_i)$ имеет нижнюю границу $x_{down}(t_i)$ и верхнюю $x_{up}(t_i)$, то весь интервал $\Delta x(t_i) = x_{up}(t_i) - x_{down}(t_i) = 6 \cdot \sigma(t_i)$. Здесь аргумент t_i обозначает i -ю возрастную группу (возраст).

Содержание эритроцитов в крови в норме

Возраст	Женщины, 10 ¹² /л	Мужчины, 10 ¹² /л
Кровь из пуповины	3,9–5,5	3,9–5,5
1–3 дня	4,0–6,6	4,0–6,6
1 неделя	3,9–6,3	3,9–6,3
2 недели	3,6–6,2	3,6–6,2
1 месяц	3,0–5,4	3,0–5,4
2 месяца	2,7–4,9	2,7–4,9
3–6 месяцев	3,1–4,5	3,1–4,5
0,5–2 года	3,7–5,2	3,4–5,0
3–12 лет	3,5–5,0	3,9–5,0
13–16 лет	3,5–5,0	4,1–5,5
17–19 лет	3,5–5,0	3,9–5,6
20–29 лет	3,5–5,0	4,2–5,6
30–39 лет	3,5–5,0	4,2–5,6
40–49 лет	3,6–5,1	4,0–5,6
50–59 лет	3,6–5,1	3,9–5,6
60–65 лет	3,5–5,2	3,9–5,3
> 65 лет	3,4–5,2	3,1–5,7

Поскольку верхняя $x_{up}(t_i)$ и нижняя $x_{down}(t_i)$ границы меняются в зависимости от t_i , то для них можно посчитать статистические характеристики математического ожидания, соответственно $\mu_{up} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_{up}(t_i)$ и $\mu_{down} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_{down}(t_i)$, а также среднеквадратического отклонения, соответственно

$$\sigma_{up} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_{up}(t_i) - \mu_{up})^2}$$

и
$$\sigma_{down} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_{down}(t_i) - \mu_{down})^2}.$$

Знание величины дисперсии $\sigma(t_i)$ позволяет записать закон распределения $f(x, t_i)$ значений x внутри возрастной группы:

$$f(x, t_i) = \frac{1}{\sigma(t_i) \cdot \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(x - \mu(t_i))^2}{2\sigma^2(t_i)} \right). \quad (4)$$

Для вычисления величины погрешности, возникающей при неучете фактора возраста, определим среднее значение плотности распределения по возрастным группам как функцию x ; с учетом (4) получим:

$$f_{avg}(x) = \frac{1}{t_N - t_1} \int_{t_1}^{t_N} f(x, t_i) dt_i =$$

$$= \frac{1}{(t_N - t_1)\sqrt{2\pi}} \int_{t_1}^{t_N} \frac{1}{\sigma(t_i)} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu(t_i))^2}{2\sigma^2(t_i)}\right) dt_i. \quad (5)$$

Поскольку изначальный формат данных имеет дискретную структуру, то при интегрировании (5) логично воспользоваться дискретными значениями $\mu(t_i)$ и $\sigma(t_i)$, далее от инте-

грала перейти к формату конечной суммы, воспользовавшись формулами численного интегрирования.

Так, для метода прямоугольников будем иметь:

$$f_{avg}^{rect}(x) =$$

$$= \frac{1}{(t_N - t_1)\sqrt{2\pi}} \sum_{i=1}^{N-1} \frac{t_{i+1} - t_i}{\sigma(t_i)} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu(t_i))^2}{2\sigma^2(t_i)}\right). \quad (6)$$

Для метода трапеций получим

$$f_{avg}^{trap}(x) = \frac{1}{(t_N - t_1)\sqrt{2\pi}} \sum_{i=1}^{N-1} \frac{t_{i+1} - t_i}{2} \cdot \left(\exp\left(-\frac{(x - \mu(t_i))^2}{2\sigma^2(t_i)}\right) + \exp\left(-\frac{(x - \mu(t_{i+1}))^2}{2\sigma^2(t_{i+1})}\right) \right). \quad (7)$$

Зная закон плотности распределения вероятности, можем получить значение вероятности P попадания величины x в интересующий нас интервал (в данном случае в интервал от нижнего значения математического ожидания μ_{down} до верхнего значения μ_{up}).

Для метода прямоугольников (6)

$$P^{rect} = \int_{\mu_{down}}^{\mu_{up}} f_{avg}^{rect}(x) dx = 0,91605.$$

Для метода трапеций (7)

$$P^{trap} = \int_{\mu_{down}}^{\mu_{up}} f_{avg}^{trap}(x) dx = 0,91628.$$

Исходные диапазоны имеют вероятность $P = 0,9973$ попадания в них величины x внутри возрастной группы t_i . Видно, что игнорирование фактора возраста приводит к снижению достоверности получаемых значений, то есть погрешность классификации возросла с 0,37 до 8,37 (8,39) %.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Муха, Ю. П. Классификация погрешностей гематологических исследований / Ю. П. Муха, В. Ю. Наумов // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2007. – № 4. – С. 37–44.
2. Наумов, В. Ю. Погрешности аналитического этапа гематологических исследований / В. Ю. Наумов // Изв.

ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 4(42) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 2). – С. 62–66.

3. Муха, Ю. П. Синтез категорной модели информационных потоков биоинструментальной ИИС при гематологических исследованиях / Ю. П. Муха, В. Ю. Наумов // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2010. – № 6. – С. 38–42.

4. Наумов, В. Ю. Биоинструментальная измерительная система в гематологических исследованиях / В. Ю. Наумов, Ю. П. Муха // Миллиметровые волны в биологии и медицине. – 2010. – № 4. – С. 27–32.

5. Цветков, Э. И. Основы математической метрологии / Э. И. Цветков. – СПб.: Политехника, 2005. – 510 с.

6. Муха, Ю. П. Метрологические аспекты и проблемы современной радиотехники / Ю. П. Муха, А. Г. Шеин // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолгГТУ, 2010. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 4). – С. 64–81.

7. Цветков, Э. И. Определение погрешностей и характеристик погрешностей с использованием комбинированных методов метрологического анализа / Э. И. Цветков // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 4(42) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 2). – С. 55–62.

8. Козинец, Г. И. Интерпретация анализов крови и мочи и их клиническое значение / Г. И. Козинец. – М.: Трида-Х, 1998. – 104 с.

9. Муха, Ю. П. Принцип системной организации эксперимента для исследования динамики функциональных систем в биологии и медицине / Ю. П. Муха, Л. Г. Акулов, В. Ю. Наумов // Биомедицинская радиоэлектроника. – 2010. – № 6. – С. 43–52.

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 621.3.018.2:537.528

А. Л. Суркаев, Ю. П. Муха**, М. М. Кумыш*, В. И. Усачев***A. L. Surkaev*, Yu. P. Mukha**, M. M. Kumysh*, V. I. Usachjov****ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЯ УДАРНО-АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА КОЛЬЦЕВОЙ ФОЛЬГИ
В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ****TECHNIQUE OF RESEARCH OF PRESSURE OF THE SHOCK-ACOUSTIC WAVE
OF ELECTRIC EXPLOSION OF THE RING FOIL IN THE CONDENSED ENVIRONMENT****Волжский политехнический институт (филиал) ВолгГТУ****Волгоградский государственный технический университет***Volzhsky polytechnical institute (branch) VSTU****Volgograd state technical university*

E-mail: vpf@volpi.ru

Электрический разряд представляет собой уникальное, протекающее с высокой скоростью явление и находит широкое применение как в фундаментальных научных исследованиях, так и в различных технологических процессах, что определяет актуальность данной проблемы. В настоящей работе рассмотрена математическая модель, в которой дана оценка амплитуды давления волны, генерированной электрическим взрывом плоской кольцевой фольги в замкнутом пространстве в виде усеченного конуса с непроницаемыми стенками. Взрывающаяся фольга играет роль инициатора электрического разряда, а процесс протекания разряда является квазистатическим. Произведена тарировка пьезокерамического преобразователя давления с использованием методики падающего груза. Представлены результаты регистрации и измерения импульсного давления ударно-акустической волны электрического взрыва плоской кольцевой фольги во взрывной камере конусной геометрии с конденсированной средой.

Ключевые слова: информационно-измерительная система, пьезокерамический преобразователь давления, плоская кольцевая фольга, электрический взрыв, конденсированная среда, ударно-акустическая волна.

The electrical discharge represents a unique proceeding with high speed, the phenomenon and finds wide application, both in fundamental scientific researches, and in various technological processes that determines an urgency of the given problem. In the present work the mathematical model in which the estimation of amplitude of pressure of the wave generated by electric explosion of a flat ring foil in closed space as the truncated cone with impenetrable walls is observed. The blowing up foil plays a role of the initiator of the electric discharge, and process of course of the discharge is quazistatistical. Using a technique of a falling cargo is made graduation the piezoceramic converter of pressure. The results of registration and measurement of pulse pressure of a shock-acoustic wave of electric explosion of a flat ring foil in the explosive chamber cone is submitted to geometry with the condensed environment.

Keywords: the information-measuring system, the piezoceramic converter of pressure, flat ring foil, the electric explosion, the condensed environment, shock-acoustic wave.

Введение

Формирование мощного импульсного воздействия на объект с использованием высокоскоростного выделения энергии электрического поля относится к 60-м годам прошлого столетия [1]. Электрический разряд, электрический взрыв проводников (ЭВП) сопровождаются генерацией электромагнитных излучений, формированием ударных волн, получением наноразмерных металлических порошков и т. д. Это (и многое другое) определяет актуальность проблем и требует проведения дальнейших научных исследований в данной сфере [2–6].

Целью данной работы является представление математической модели оценки давления, разработка и апробирование методики регистра-

ции и измерения импульса давления ударно-акустической волны, генерируемой электрическим взрывом плоской кольцевой фольги (ЭВКФ) в замкнутой взрывной камере конусной геометрии с конденсированной (жидкой) средой.

Реализация электровзрывных процессов представляет собой сравнительно несложную техническую задачу [2, 7]. Исследование процессов ЭВП осуществляется на базе информационно-измерительной системы, представленной на рис. 1, где аббревиатурами обозначены составные элементы: ГИТ – генератор импульсных токов; БУ – блок управления; ВК – взрывная камера; ВЭ – взрывающийся элемент; ПИД – пьезопреобразователь импульса давления; ПИТ – преобразователь импульса тока;

ПН – преобразователь напряжения; ПД – пластинчатый датчик давления; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ПК – персональный компьютер.

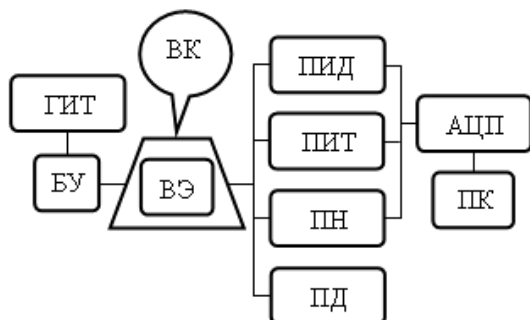


Рис. 1. Блок-схема информационно-измерительной системы

Математическая модель

Одним из способов генерации плоской ударно-акустической волны является использование электрического взрыва фольги, выполненной в виде плоского кольца [8], с подачей разности потенциалов на центральную и периферийную ее части. Для оценки давления ударной волны плоскую кольцевую фольгу, имеющую малую толщину и незначительную разницу внешнего и внутреннего диаметров, предлагается рассматривать в качестве инициатора электрического разряда и не рассматривать физические процессы, протекающие в металлической фазе. Также считаем, что процесс протекания разряда является квазистатическим [9], т. е. время достижения максимального значения тока разряда намного больше времени прохождения звуковой волны вдоль камеры.

Далее, следуя [9], имеем условие сохранения массы воды $\rho V' = \text{const}$, где ρ – плотность жидкости; V' – объем жидкости; отсюда получаем:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{V'_0}{V'} \quad (1)$$

Воспользуемся уравнением состояния жидкости в форме Тэта [9]:

$$P \approx P_0 + A[(\rho/\rho_0)^\alpha - 1], \quad (2)$$

где P – давление в камере, равное давлению в канале разряда для квазистатического режима; ρ_0 – начальная плотность жидкости; P_0 – начальное давление; для воды коэффициенты $A = 3,05 \cdot 10^8$ Па, $\alpha = 7,15$. Объем жидкости, вовлеченной в процесс возмущения электрическим взрывом плоского кольца из фольги, представляет собой усеченный конус с соответ-

ствующими геометрическими параметрами (рис. 2), объем которого равен:

$$V'_0 = \frac{\pi H}{3} (R^2 + r^2 + Rr),$$

где H – высота конуса; R и r – радиусы оснований конуса.

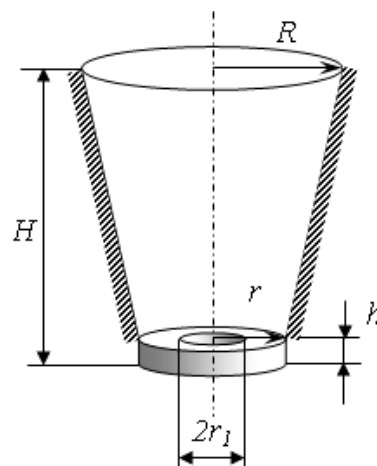


Рис. 2. Модель замкнутого пространства конусной геометрии с взрывающейся кольцевой фольгой

Таким образом, рассматриваем задачу [10], в которой жидкость находится в замкнутой взрывной камере, выполненной в виде усеченного конуса с недеформируемыми стенками. Считаем также, что разряд является самоприжатым и расширение плазменного образования происходит только вследствие увеличения высоты h ; в этом случае внешний R_k и внутренний r_k радиусы канала разряда равны соответственно внешнему R_l и внутреннему r_l радиусам фольги; тогда из (1) имеем:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{H(R^2 + r^2 + Rr)}{H(R^2 + r^2 + Rr) - 3h(R_k^2 - r_k^2)} \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2) и учитывая, что $P_0 \ll P$, получаем:

$$P \approx A[(\rho/\rho_0)^\alpha - 1] = A \left[\left(\frac{H\chi}{H\chi - 3h\delta} \right)^\alpha - 1 \right]; \quad (4)$$

здесь введены обозначения: $\chi = (R^2 + r^2 + Rr)$; $\delta = (R_k^2 - r_k^2)$. Введем еще одно обозначение $x = \frac{3h\delta}{H\chi}$ и перепишем (4) в следующем виде:

$$P = A[(1-x)^{-\alpha} - 1]. \quad (5)$$

Уравнение баланса энергии в канале разряда представляется [5] в виде:

$$I^2 R_c = P \frac{dV}{dt} + \frac{1}{(\gamma-1)} \frac{d(PV)}{dt}, \quad (6)$$

где $\gamma = 1,22 \div 1,3$ показатель адиабаты плазмы [9]. Сопротивление кольцевого плазменного образования в радиальном направлении приближенно равно:

$$R_c = \frac{1}{2\pi h \sigma} \ln \left(\frac{R_1}{r_1} \right) = \frac{c}{\sigma h}, \quad (7)$$

где $c = \frac{\ln(R_1/r_1)}{2\pi}$; σ – удельная электропроводимость плазмы; R_1 – внешний радиус; r_1 – внутренний радиус кольцевой фольги, причем в нашем случае $R_1 = r$, т. е. внешний радиус кольцевой фольги равен внутреннему радиусу меньшего основания конуса. Тогда для уравнения (6) получаем:

$$\frac{I^2 c}{\sigma h} dt = \frac{\pi}{\gamma-1} d(P h \delta) + \pi P d(h \delta). \quad (8)$$

При введении новой переменной $\tau = \frac{1}{AV} \int I^2(t) R_c dt$ и обозначив $\theta = \frac{P}{A}$, получаем уравнение:

$$\frac{1}{x} = \frac{1}{(\gamma-1)} \frac{d}{d\tau} (x\theta) + \theta \frac{d}{d\tau} x. \quad (9)$$

Решением уравнения (9) относительно τ при условии $\sigma = \text{const} \approx (0,3 \div 3) \cdot 10^4 (\text{Ом} \times \text{м})^{-1}$ является

$$\tau = \frac{x^2}{(\gamma-1)} \theta + \frac{(\gamma-2)}{(\gamma-1)} \left[\frac{x(1-x)^{-\alpha+1}}{(\alpha-1)} + \frac{1-(1-x)^{-\alpha+2}}{(\alpha-1)(\alpha-2)} - \frac{x^2}{2} \right]. \quad (10)$$

Выражение (10) позволяет определить параметр τ в зависимости от роста высоты кольца плазменного канала (рис. 3, а) при следующих начальных геометрических размерах фольги: $r_1 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $R_1 = 12,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; и высоты конуса $H_1 = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $H_2 = 30 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $H_3 = 45 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $H_4 = 60 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, тогда высота плазменного кольца изменяется в пределах $h = (0 \div 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

Используя параметр τ , получаем выражение, определяющее давление как функцию изменения высоты h плазменного канала при аналогичных геометрических размерах фольги и конуса (рис. 3, б):

$$P = \frac{3\alpha A (r^2 - r_1^2)}{H(R^2 + Rr + r^2)} h. \quad (11)$$

В качестве примера можно привести результаты расчетов, показывающие, что при увеличении высоты расширяющегося кольцевого плазменного канала до $h \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, амплитуда давления в зоне, расположенной на расстоянии $H = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, достигает $P \approx 10 \cdot 10^8 \text{ Па}$ (рис. 3, б).

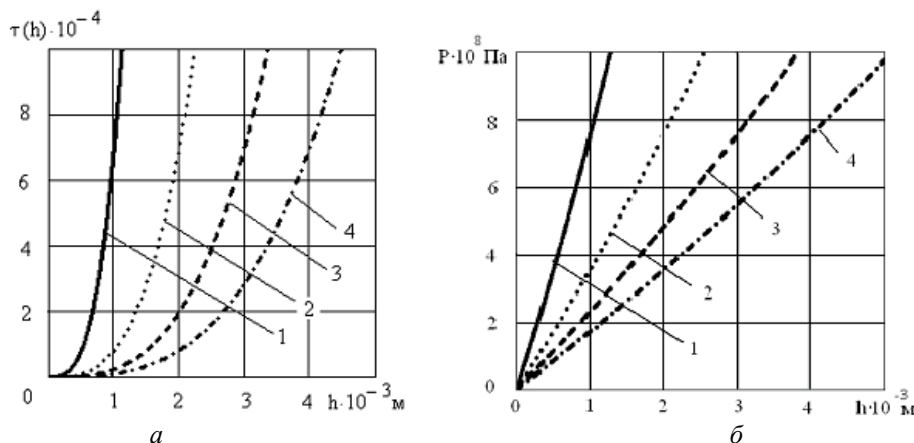


Рис. 3. График зависимости:

а – параметра $\tau(h)$ от высоты плазменного канала для различных H ; б – давления от высоты плазменного канала для различных H

Методика тарировки пьезокерамического преобразователя

Тарировка пьезопреобразователя давления осуществлялась методом падающего груза. Установка для тарировки представляла собой ме-

таллический цилиндр с поршнем, заполненный несжимаемой передающей жидкой средой. В нижней части цилиндра на боковой поверхности устанавливались симметрично с противоположных сторон пьезопреобразователь (ЦТС-19)

и малоинерционный механический индикатор (индикатор часового типа ИЧ 10 МН). При воздействии падающего груза на поршень в среде возникает импульсное возмущение, которое передается на пьезопреобразователь давления и механический индикатор, посредством которого измеряется перемещение поршня. С изменением высоты H подъема груза изменяется его импульс и, соответственно, величина амплитуды импульсного воздействия на передающую среду. Используя законы сохранения, можно прийти к выражению, определяющему среднее значение амплитуды давления:

$$\langle P_1 \rangle = \frac{(M + m/3)(M + m)gH}{(m_0 + M + m/3)\Delta h_1 S_1} - \frac{F_{тр}}{S_1}, \quad (12)$$

где M и m – масса груза и штанги, выполненной в виде сплошного стержня, жестко соединенной с грузом и имеющей горизонтальную ось вращения; m_0 – масса поршня; $\Delta h_1 = \frac{S_2}{S_1} \Delta h_2$,

Δh_1 – перемещение поршня при ударе; S_1 – площадь сечения цилиндра; Δh_2 – показание индикатора; S_2 – площадь сечения цилиндра индикатора; $F_{тр}$ – сила трения поршня.

В то же время давление, возникающее при гидроударе, можно оценить по формуле Жуковского [11]:

$$P_2 = \rho v_1 c, \quad (13)$$

где ρ – плотность жидкости; v_1 – средняя ее скорость в цилиндре; c – скорость распространения ударной волны в воде, $c = 1500$ м/с.

Зная значение k жесткости пружинного механизма механического индикатора, можно получить:

$$P_3 = \frac{(1 - c_x) \rho S_1^2 v_1^2}{2 S_2^2} + \frac{k h_2}{S_2} + \frac{2 F_{тр}}{S_2}, \quad (14)$$

где $c_x = 0,3$ – коэффициент лобового сопротивления; $F_{тр}$ – сила трения.

С другой стороны, зная значение пьезомодуля пьезокерамического преобразователя (в нашем случае $\delta = 1 \cdot 10^{-10}$ Кл/Н) и значение относительной диэлектрической проницаемости, измеренное, в частности, измерителем иммитанса Е7-14 ($\varepsilon = 1750$), можно оценить давление как функцию напряжения, генерируемого пьезопреобразователем:

$$P_4 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\delta \cdot d} U. \quad (15)$$

Также тарировку пьезопреобразователя давления можно осуществить с применением механического воздействия на металлический датчик, подвергая его пластической деформации. Для повышения точности тарировки пьезопреобразователя давления использовалась экспериментальная установка (рис. 4), где в качестве механического датчика давления использовалась круглая металлическая пластина с жестко закрепленными краями. По величине пластической деформации пластины осуществляется расчет амплитуды давления. При электрическом взрыве кольцевой фольги в конусной камере с конденсированной средой возникающая ударно-акустическая волна, воздействуя на круглую пластину, осуществляет ее пластическую деформацию. С другой стороны, для получения аналогичного деформированного образца использовалось скоростное его нагружение с применением механического пресса.

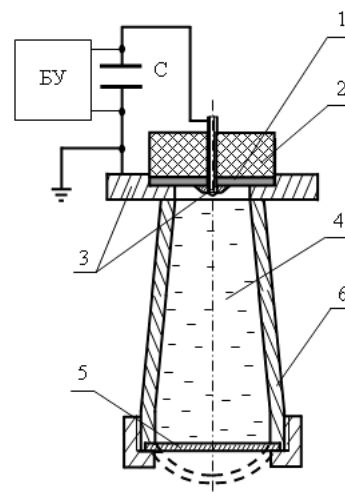


Рис. 4. Схема экспериментальной установки:
1 – плоская фольга; 2 – диэлектрический цилиндр; 3 – электроды;
4 – конденсированная среда (вода); 5 – круглая пластина;
6 – конусная камера

Полученные образцы деформированной пластины при механическом нагружении (рис. 5, а) строго идентичны деформированным пластинам, полученным в результате электрического взрыва кольцевой фольги (рис. 5, б). Применяя традиционный прием [12], можно оценить величину давления по прогибу круглой пластинки из алюминия марки Al-2, жестко зажатой по контуру.

Для снятия механического остаточного напряжения образцы подвергались отжигу при температуре $t \approx 600$ °С. Геометрические размеры и физические параметры пластинки следующие: радиус $R = 22,5$ мм; толщина пластинки

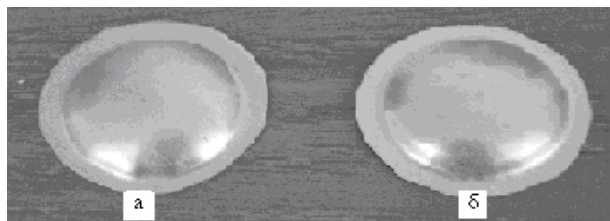


Рис. 5. Деформирование круглой пластины:
а – механическим способом; б – электрическим взрывом плоской кольцевой фольги

ки $\delta_{пл} = 0,37$ мм; максимальный прогиб, полученный в результате эксперимента $\Delta h = 7$ мм; предел пластичности $\sigma_{пласт} = 0,78 \cdot 10^8$ Па. Теоретический расчет:

$$P_5 = \frac{6\sigma_{пласт}\delta_{пл}\Delta h}{\Delta h^2 + 3r^2}. \quad (16)$$

Экспериментальная установка

Для проверки адекватности представленной математической модели, позволяющей оценить импульс давления в замкнутом пространстве конусной геометрии, была создана экспериментальная установка. Энергетическая установка являлась традиционной [7] и представляла собой накопитель энергии конденсаторного типа с сопутствующим оборудованием. Зарядное напряжение – $U_0 = 2$ кВ, максимальная запасенная энергия в накопителе составляла $W = 640$ Дж. Электродная система состояла из центрального стержневого и внешнего кольцевого электродов, которые были установлены коаксиально на механически прочном диэлектрическом цилиндре. На торце цилиндра располагалась взрывающаяся фольга. Данная электродная система позволяла осуществлять электрический взрыв плоского кольца из фольги, при котором ток разряда протекал радиально. Электродная система с кольцевой фольгой устанавливалась на торце меньшего диаметра взрывной камеры (см. рис. 4), выполненной в

виде усеченного конуса. В качестве регистратора импульсного давления ударно-акустической волны использовался пьезокерамический преобразователь, установленный на торце большего диаметра конусной камеры. Электрический сигнал с пьезопреобразователя регистрировался запоминающим осциллографом. Для определения электрических характеристик разряда использовались пояс Роговского и высокоомный делитель напряжения.

Результаты экспериментов

В ходе проведения экспериментов регистрировались ток разряда, падение напряжения и давление ударно-акустической волны, характерные осциллограммы которых представлены на рис. 6. Результаты расчетов значений давлений с использованием упомянутых методов, в том числе и метода падающего груза при начальной высоте подъема ударника на $H = 0,33$ м и расчетов математической модели в процессе проведения экспериментов с пластинчатым датчиком представлены в таблице. По полученным данным этот коэффициент равен $k = \frac{P}{U} = 3,76 \cdot 10^6$ Па/В.

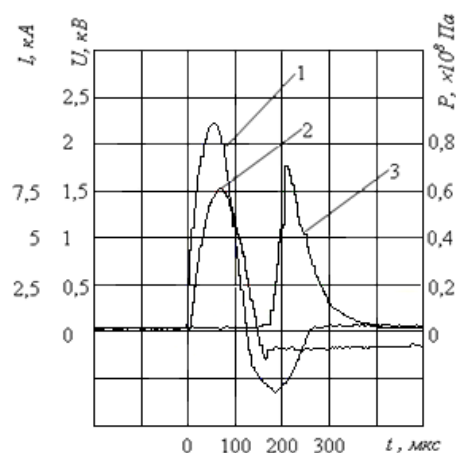


Рис. 6. Осциллограммы напряжения (1), тока (2) и давления (3) при взрыве кольцевой фольги в камере конусной геометрии

	Формула					Механический пресс	Интеграл действия, А ² с
	(12) P_1	(13) P_2	(14) P_3	(15) P_4	(16) P_5		
Давление, $P, 10^6$ Па	4,8	4,2	1,02	1,52	0,76	0,55	$3,9 \cdot 10^4$

Заключение

Разработанная и апробированная методика регистрации и измерения импульса давления ударно-акустической волны, генерируемой электрическим взрывом плоской кольцевой фольги

в замкнутой взрывной камере конусной геометрии с конденсированной (жидкой) средой, основанная на различных физических эффектах, позволяет определять передаточный коэффициент пьезокерамического преобразователя.

Представленная математическая модель оценки давления адекватно определяет величину импульсного давления электрического взрыва кольцевой фольги. В проведенных исследованиях с применением различных методик тарирования пьезокерамического преобразователя наблюдается сходимость результатов [13, 14], что позволяет определить передаточный коэффициент пьезокерамического преобразователя, использованного в исследовании.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Юткин, Д. А. Электрогидравлический эффект / Д. А. Юткин. – М.: Машгиз, 1955. – 51 с.
2. Малюшевский, П. П. Основы разрядно-импульсной технологии / П. П. Малюшевский. – Киев : Наукова думка, 1983. – 342 с.
3. Кривицкий, Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости / Е. В. Кривицкий. – Киев : Наукова думка, 1986. – 205 с.
4. Бурцев, В. А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лучинский. – М.: Энергоиздат, 1990. – 217 с.
5. Наугольных, К. А. Электрические разряды в воде / К. А. Наугольных, Н. А. Рой. – М.: Наука, 1971. – 155 с.
6. Ушаков, В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей / В. Я. Ушаков. – Томск : ТГУ, 1975. – 256 с.
7. Силовая установка электрического взрыва металлических проводников в жидкой среде / А. Л. Суркаев, М. М. Кумыш, В. И. Усачев, Э. А. Лысов // IV Межрег. науч.-практ. конф. «Взаимодействие вузов и промпред-

приятий для развития инновационной деятельности», Волжский, 14.05.2008. – С. 95–98.

8. Электрогидроимпульсный способ запрессовки труб в труднодоступных местах : пат. РФ № 2378075 : МПК B21D 26/10, B21D 39/04 / А. Л. Суркаев, В. А. Суркаев, М. М. Кумыш ; заяв. и патентообладатель Волгоградский государственный технический университет. – № 2008116022/02 ; заяв. 22.04.2008 ; опубл. 10.01. 2010. Бюл. № 1.

9. Шнеерсон, Г. А. Оценка давления при медленных режимах искрового разряда в цилиндрической камере, заполненной водой / Г. А. Шнеерсон // ЖТФ. – 2003. – Т. 73. – Вып. 3. – С. 100–101.

10. Суркаев, А. Л. Оценка давления, создаваемого при электрическом взрыве кольцевой фольги в воде / А. Л. Суркаев, Ю. П. Муха, М. М. Кумыш // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, вып. 7. – С. 7–12.

11. Жуковский, Н. Е. О гидравлическом ударе в водопроводных трубах / Н. Е. Жуковский. – М. Л., 1949.

12. Биргера, И. А. Прочность, устойчивость, колебания. Справочник. Т. 1 / под ред. И. А. Биргера, Я. Г. Пановко. – М.: Машиностроение, 1988. – 832 с.

13. Цветков, Э. И. Определение погрешностей и характеристик погрешностей с использованием комбинированных методов метрологического анализа / Э. И. Цветков // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 4(42) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 4). – С. 55–62.

14. Муха, Ю. П. Метрологические аспекты и проблемы современной радиотехники / Ю. П. Муха, А. Г. Шеин // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград : ИУНЛ ВолгГТУ, 2010. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 4). – С. 64–80.

УДК 621.3.018.2:537.528

*А. Л. Суркаев, М. М. Кумыш, В. И. Усачев
A. L. Surkaev, M. M. Kumysh, V. I. Usachjov*

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА И КОЛЬЦЕВОЙ ФОЛЬГИ TECHNIQUE OF RESEARCH OF ELECTRIC EXPLOSION OF THE CYLINDRICAL CONDUCTOR AND RING FOIL

**Волжский политехнический институт (филиал) ВолгГТУ
Volzhsky Polytechnical Institute (branch) VSTU**

E-mail: vpf@volpi.ru

Электрический разряд представляет собой уникальное быстропротекающее явление и находит широкое применение, как в фундаментальных научных исследованиях, так и в различных технологических процессах, что определяет актуальность данной проблемы. В настоящей работе рассмотрены элементы информационно-измерительной системы для определения энергетических параметров электрического взрыва проводника цилиндрической геометрии и в виде кольцевой фольги. Исследованы условия протекания согласованного режима взрыва проводников исходя из представлений теории размерности. Получены экспериментальные результаты диспергирования металлических проводников с применением метода электрического взрыва.

Ключевые слова: информационно-измерительная система, электрическая схема, цилиндрический проводник, плоская кольцевая фольга, гиперболический профиль, электрический взрыв, дисперсный порошок микронных размеров, напыление.

The electrical discharge represents a unique rapid phenomenon and wide application, both in fundamental scientific research and also in various technological processes that defines the urgency of the given problem. The elements of the information-measuring system that define the power parameters of an electric explosion from both a conductor of cylindrical geometry as well as one in the form of a foil ring, were observed. The conditions required for the coordinated mode of explosion of the conductors were researched using the theory of dimensions. Experimental results from the crushing of the metal conductors from the electrical explosion were obtained.

Keywords: the information-measuring system, the electric circuit, the cylindrical conductor, the flat ring foil, the hyperbolic profile, the electric explosion, the disperse powder of the micron sizes, the dusting.

Введение

Электрический разряд представляет собой уникальное явление, аспектами которого являются, в том числе, скоротечность процесса и эффективность воздействия на обрабатываемый объект. История генерирования и использования высокоскоростного выделения энергии электрического поля относится к 60-м годам прошлого столетия [1]. Широкий спектр физических эффектов, сопровождающих электрический взрыв проводников (ЭВП), таких как генерация электромагнитных излучений, получение наноразмерных порошков (и т. д.) находит многостороннее применение в фундаментальных исследованиях и технологических процессах, поэтому требует проведения дальнейших научных исследований для получения достоверной информации о физических свойствах материалов и наблюдаемых явлений [2, 3].

Целью данной работы является разработка и апробирование методики исследования ЭВП цилиндрической геометрии и кольцевых фольг при условии протекания согласованного (оптимального) режима. Методика исследования основывается на проведении аналогии электрического взрыва радиально расположенных цилиндрических проводников с электрическим взрывом кольцевой фольги.

Геометрия взрывающихся проводников

Процесс протекания электрического взрыва металлического проводника является сложным и скоротечным и точного аналитического описания этого процесса на сегодняшний день не получено. Для того чтобы протекание процесса осуществлялось в согласованном режиме (при котором полная реализация энергии конденсаторного накопителя происходила бы в первой половине периода разряда), взрывающиеся проводники должны иметь определенные геометрические размеры. Условия оптимальности ЭВП, часто цитируемые и удачно согласующиеся с экспериментом для проводников в виде проволок, эмпирически были получены автором [3]; согласно им, оптимальный диаметр проволоки определяется соотношением

$$d_{\text{согл}} = \left(\frac{W_0}{\gamma_{\text{пр}} \sigma_{\text{пр}} (\lambda_{\text{пр}} + \chi_{\text{пр}}) \sqrt{L/C}} \right)^{1/4}, \quad (1)$$

а оптимальная его длина – выражением

$$\ell_{\text{согл}} = 2 \cdot 10^{-3} U_0^4 \sqrt{LC}, \quad (2)$$

где $d_{\text{согл}}$, $\ell_{\text{согл}}$ – диаметр и длина взрывающегося проводника, соответствующие протеканию

разряда в согласованном режиме; W_0 – запасенная энергия накопителя; U_0 – начальное напряжение; C – емкость конденсаторного накопителя; L – индуктивность разрядного контура; $\gamma_{\text{пр}}$, $\sigma_{\text{пр}}$ – плотность и удельная электропроводность металлического проводника; $\lambda_{\text{пр}}$, $\chi_{\text{пр}}$ – удельная теплота плавления и парообразования металла.

Следует заметить, что в выражении (2), определяющем оптимальную длину проволоки, не отражены физические свойства взрывающегося металла, из чего следует равенство длин цилиндрических проводников вне зависимости от характеристик конкретного металла. Поэтому, используя элементы теории размерности, авторами [4] предлагается скорректировать выражение (2) для определения оптимальной длины проволоки $\ell_{\text{согл}}$ и представить его в виде:

$$\ell_{\text{согл}} = \frac{\alpha U_0 R^4 \sqrt{LC}}{z \sqrt{\rho_{\text{пр}} \gamma_{\text{пр}} (\chi_{\text{пр}} + \lambda_{\text{пр}})}}, \quad (3)$$

где α – некоторый безразмерный коэффициент, зависящий от металла; $\rho_{\text{пр}}$ – удельное сопротивление проводника; R и z – активное и волновое сопротивление разрядного контура.

Определенный интерес вызывает ЭВП, выполненных в виде плоского кольца из фольги [5], при котором разность потенциалов подается на центральную и периферийную ее части. При этом плотность разрядного тока j не является одинаковой вдоль радиуса. Для осуществления квазиоднородного электрического взрыва при протекании тока в радиальном направлении необходимо, чтобы плотность тока j была одинакова по всему проводнику. Так как сила тока I в любом кольцевом сечении одинакова (рис. 1), то площадь сечения $S(r)$ также должна быть одинаковой; здесь

$$S(r) = 2\pi r h = 2\pi r_1 h_1 = 2\pi r_2 h_2;$$

тогда:
$$h = \frac{r_1 h_1}{r} = \frac{d_1 h_1}{d}, \quad (4)$$

где $d_1 = 2r_1$ – внутренний диаметр кольца; $d_2 = 2r_2$ – внешний диаметр кольца; h_1 – толщина на внутреннем диаметре; h_2 – толщина кольца на внешнем диаметре. Как видно, толщина кольца по радиальному сечению должна иметь гиперболическую зависимость от радиуса $h(r) \sim 1/r$.

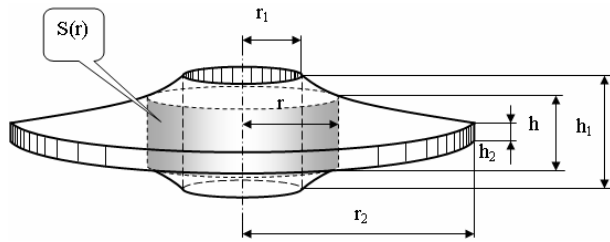


Рис. 1. Взрывающаяся кольцевая фольга гиперболического профиля

Электрический взрыв фольги в виде кольца можно смоделировать как взрыв системы цилиндрических проводников, которые лежат в одной плоскости и расположены радиально. Принимая условие равенства омических сопротивлений, объемов и поверхностей цилиндрических проводников и кольцевой фольги, можно оценить условия протекания согласованного режима электрического взрыва фольги в виде кольца с гиперболическим профилем. Сопротивление гиперболического кольца в радиальном направлении определяется как

$$R = \int_{r_1}^{r_2} \rho \frac{d\ell}{2\pi\ell h} = \frac{\rho}{2\pi h r_1} (r_2 - r_1). \quad (5)$$

Объем гиперболического кольца, с использованием выражения (3), а также объем n цилиндрических проводников соответственно равны:

$$V = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} r h dr = 2\pi r_1 h (r_2 - r_1) = \frac{\pi d_1 h (d_2 - d_1)}{2},$$

$$V_{cyl} = \frac{n \pi d^2 \ell}{4}. \quad (6)$$

Поверхность гиперболического кольца после преобразований равна:

$$S = \pi (h r_1) \left[\left(\sqrt{\frac{(h r_1)^2}{r_1^4} + 1} - \sqrt{\frac{(h r_1)^2}{r_2^4} + 1} \right) + \right. \\ \left. + \ell n \left(\frac{r_2^2 + \sqrt{(h r_1)^2 + r_2^2}}{r_1^2 + \sqrt{(h r_1)^2 + r_1^2}} \right) \right]. \quad (7)$$

Разложив в ряд и ограничившись первыми двумя слагаемыми, получаем:

$$S = \frac{2\pi h_1^3}{r_1} \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^4 \right). \quad (8)$$

Решая полученную систему (5–8), можно получить, в частности:

$$d_{opt} \ell_{opt} = \frac{2h_1^3}{n r_1} \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^4 \right), \quad (9)$$

где $\ell_{opt} = r_2 - r_1$.

Таким образом, полученные соотношения позволяют оценить оптимальные параметры кольцевой фольги гиперболического профиля, исходя из аналогии электрического взрыва n цилиндрических проводников при выполнении условий (1) и (3) для протекания согласованного режима ЭВП.

Экспериментальная установка

Энергетическая установка представляет собой накопитель энергии конденсаторного типа с сопутствующим оборудованием. Накопитель установки набирался из конденсаторов в количестве 32 штук марки КБГ-П-2 кВ и емкостью $C = 10 \text{ мкФ} \pm 10\%$ каждая, соединенных между собой параллельно; полная электрическая емкость батареи составляла $C = 320 \text{ мкФ}$. Индуктивность разрядного контура определялась экспериментально ($L = 7,8 \text{ мкГн}$ с помощью измерителя иммитанса Е7-14). Активное сопротивление разрядного контура без учета сопротивления кольцевой фольги составляло $R = 0,089 \text{ Ом}$. Эксперименты проводились при зарядном напряжении $U_0 = 2 \text{ кВ}$. Максимальная запасенная энергия в накопителе составляла $W = 640 \text{ Дж}$. Для определения энергетических характеристик разряда использовались пояс Роговского и высокоомный делитель напряжения, электрический сигнал которых регистрировался запоминающим осциллографом. С технической точки зрения изготовление кольцевой фольги с гиперболическим профилем достаточно проблематично. Тем не менее, использование плоской фольги, выполненной в виде кольца, позволяет, в принципе, осуществить электрический взрыв и сгенерировать плоскую ударно-акустическую волну. Электродная система, в данном случае, состоит из центрального стержневого и внешнего кольцевого электродов, которые коаксиально установлены на диэлектрическом цилиндре, выполненном из механически прочного материала. На торце цилиндра располагается взрывающаяся фольга.

Результаты измерений и метрологический анализ

В первой серии экспериментов исследовалась принципиальная возможность осуществления электрического взрыва плоского кольца из фольги, при котором ток разряда протекал радиально. На рис. 2 представлены образцы плоских кольцевых фольг после электрического взрыва при различных значениях запасенной

энергии, задаваемой начальным напряжением U_0 . На правом образце видно полное отсутствие вещества взорванной кольцевой фольги (при $U_0 = 2 \text{ кВ}$) в межэлектродном пространстве и четкую границу фольги, оставшейся под кольцевым электродом. Левый образец ($U_0 = 1 \text{ кВ}$) демонстрирует протекание электрического взрыва в режиме плавления.



Рис. 2. Образцы плоских кольцевых фольг после электрического взрыва при различных начальных напряжениях конденсаторной батареи

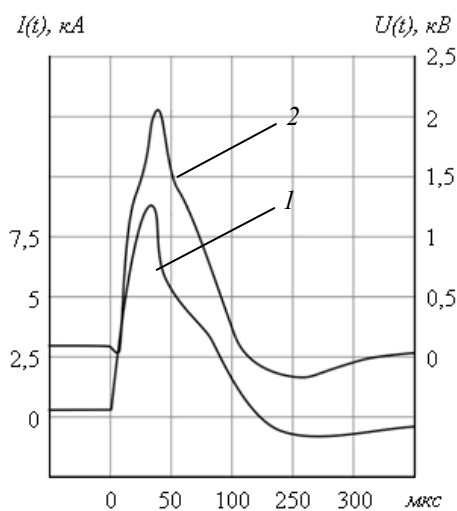


Рис. 3. Осциллограммы зависимости тока (I) и напряжения (U) от времени электрического взрыва алюминиевого проводника

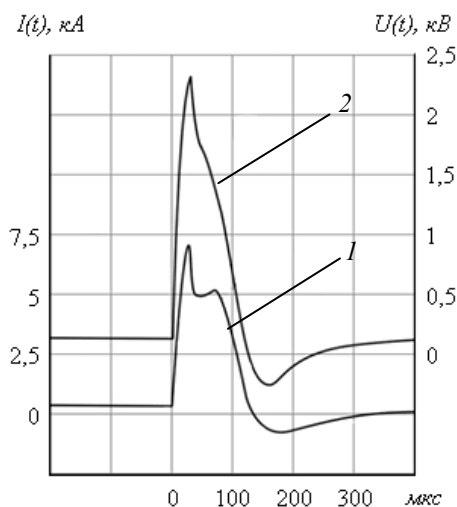


Рис. 4. Осциллограммы зависимости тока (I) и напряжения (U) от времени электрического взрыва медного проводника

Во второй серии экспериментов исследовались временные зависимости разрядного тока и напряжения при электрическом взрыве медных и алюминиевых проволочек, размеры которых определялись в соответствии с (1) и (3). На осциллограммах (рис. 3 и 4) наблюдается полная реализация энергии взрыва в первой половине периода, а также наличие «паузы тока», что подтверждает состоятельность предлагаемого выражения (3). В то же время, при длине медной проволочки согласно выражению (2) осциллограмма (рис. 5) демонстрирует несогласованный режим протекания взрыва. На рис. 6 показаны осциллограммы электрического взрыва кольцевой фольги, размеры которой соответствовали (9). Осциллограммы свидетельствуют о полной реализации энергии в первой половине полупериода и квази-однородном электрическом взрыве.

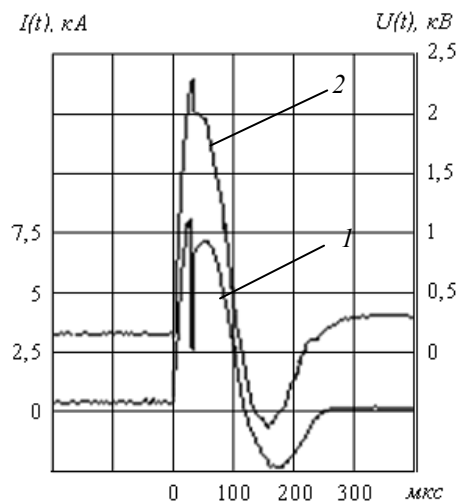


Рис. 5. Осциллограммы зависимости тока (I) и напряжения (U) от времени электрического взрыва медного цилиндрического проводника

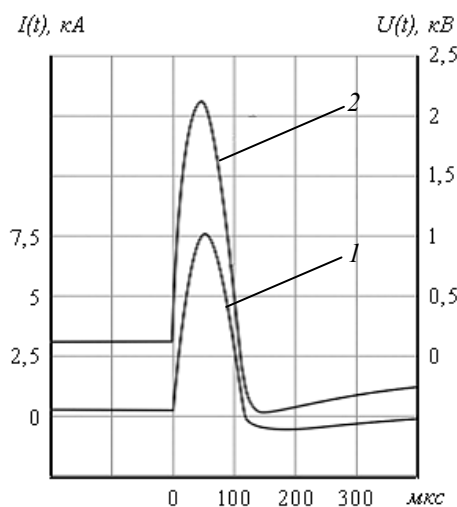


Рис. 6. Осциллограммы зависимости тока (I) и напряжения (U) от времени электрического взрыва кольцевой фольги

Заключение

Предложено выражение, определяющее длину взрывающегося цилиндрического проводника, для осуществления согласованного режима ЭВП. Рассмотрена взрывающаяся кольцевая фольга, профиль которой имеет гиперболическую зависимость от радиуса, а ток разряда протекает радиально. Дана оценка геометрических параметров кольцевой фольги для осуществления согласованного режима ЭВП.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Юткин, Д. А. Электрогидравлический эффект / Д. А. Юткин. – М.: Машгиз, 1955. – 51 с.

2. Бурцев, В. А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лучинский. – М.: Энергоиздат, 1990. – 217 с.

3. Кривицкий, Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости / Е. В. Кривицкий. – Киев : Наукова думка, 1986. – 205 с.

4. Суркаев, А. Л. К вопросу об условиях оптимальности режимов электрического взрыва кольцевой фольги / А. Л. Суркаев, М. М. Кумыш // II Междунар. науч.-практ. конф. «Дни науки-2007» (апрель 2007 г.). – Режим доступа : www.rusnauka.com.

5. Электрогидроимпульсный способ запрессовки труб в труднодоступных местах : пат. РФ № 2378075 : МПК B21D 26/10, B21D 39/04 / А. Л. Суркаев, В. А. Суркаев, М. М. Кумыш ; заявитель и патентообладатель Волгоградский государственный технический университет. – № 2008116022/02 ; заяв. 22.04.2008 ; опубл. 10.01. 2010. Бюл. № 1.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА В НАУКЕ, ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ

УДК 681.3

А. В. Ерохин, Л. Г. Акулов

A. V. Erokhin, L. G. Akulov

ЭЛЕКТРОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СЕНСОРНЫЕ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА

ELECTRONIC DEVICE FOR EFFECTIVE INTERACTION WITH HUMAN SENSORY SYSTEMS

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: andreyer@mail.ru, tinyleo@mail.ru

Описывается устройство, предназначенное для воздействия звуковых и световых сигналов на слуховую и зрительную сенсорные системы человека, отличающееся комплексным воздействием, специальным образом сформированной модуляцией сигналов воздействия и сопряжением комплекса с компьютерными полианализаторами.

Ключевые слова: контроллер, вызванные потенциалы, сенсорная система, функции Уолша, электроэнцефалограф, случайная последовательность.

It's given an electronic package describing what realizing effective interaction with aural and visual human sensory systems. Main feature of the electronic package is complex interaction, special modulation and coupling with computer based polyanalyzers.

Keywords: controller, event related potentials, sensory system, Walsh functions, electroencephalograph, random series.

В настоящее время для исследования функционального состояния головного мозга человека широкую популярность получили методы, основанные на практике применения вызванных потенциалов [1, 2, 3]. Как следствие перспективности метода, требуется расширение применяемого в настоящее время инструментария за счет повышения его функциональности и развития новых методов анализа.

Вызванные потенциалы являются ответами мозга на экзогенные и эндогенные фиксиро-

ванные события (стимулы) и записываются с электродов, располагаемых на поверхности головы, наряду со спонтанной ритмикой ЭЭГ. Спонтанная ритмика для вызванных потенциалов является шумом, значительно превосходящим их по амплитуде, потому для их выделения используются многократная стимуляция, последовательное усреднение и фильтрация.

Для выделения вызванных потенциалов применяется метод синхронного усреднения, позволяющий определить сигнал в широком

диапазоне значений уровня сигнал/шум. Метод основан на многократной подаче стимулов и суммации ответов относительно моментов подачи стимулов. В результате накопления сигнал вызванного потенциала, закономерно связанный со стимулом, растет значительно быстрее, чем шум спонтанной ритмики, не связанный со стимулом и попадающий при суммации в случайную фазу друг с другом. Как следствие, чем больше число накоплений, тем лучше выделение сигнала из шума [1].

В настоящей работе предлагается устройство, предназначенное для подачи стимулов на сенсорные системы человека в виде звуковых и световых сигналов (ответами на которые как раз и являются вызванные потенциалы). Параметры формируемых сигналов могут задаваться как в автоматическом, так и в ручном режиме. Для создания прототипа устройства использовалась интегрированная среда разработки AVR Studio [4] и система автоматизированного проектирования Proteus [5]. На рис. 1 представлена общая схема разрабатываемого устройства.

Как видно из рисунка, устройство состоит из нескольких функциональных элементов. Детали-

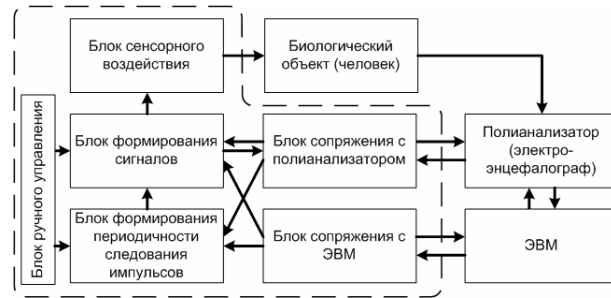


Рис. 1. Состав комплекса и порядок взаимодействия его блоков с внешними системами и между собой

зация важнейших блоков комплекса представлена на рис. 2; опишем кратко их назначение.

Блок сенсорного воздействия состоит из звукового и светового каналов. К выходам звуковых каналов подключаются наушники, сигнал идет в режиме стерео. На выходе световых каналов располагаются источники монохроматического света с тремя различными длинами волн, в качестве которых выступают светодиоды красного, зеленого и синего цвета, дублирующие для левого и правого глаза. Все имеющиеся каналы можно использовать совместно, или же, независимо друг от друга.

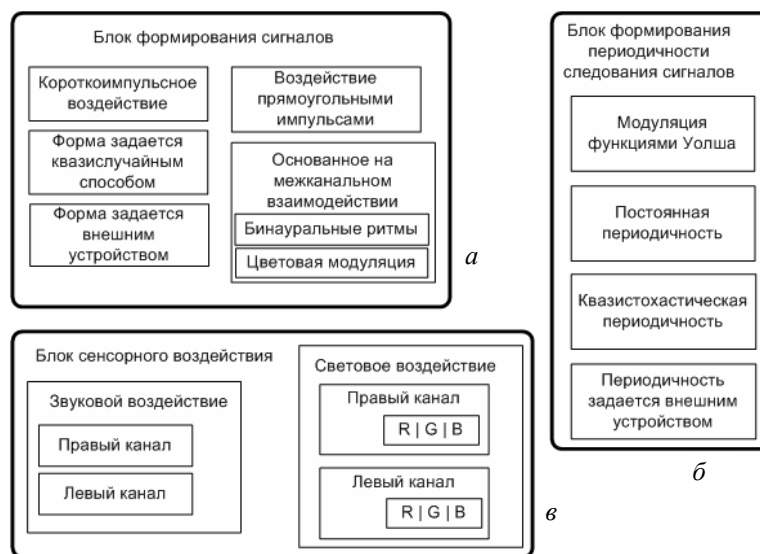


Рис. 2. Состав основных блоков электронного комплекса

Блок формирования сигналов является основной частью устройства и позволяет формировать сигналы нескольких типов. Он представляет собой портативное устройство, реализованное на AVR-микроконтроллере ATMEGA8. Питание устройства осуществляется через шнур USB, подключенный к персональному компьютеру, который одновременно является интерфейсом для передачи данных.

Управление устройством может осуществляться как при помощи клавиш, расположенных на его панели, так и при помощи подключенного полианализатора биоэлектрических потенциалов. Кроме того, полианализатор имеет канал, позволяющий регистрировать сигналы, формируемые этим блоком.

Возможно формирование сигналов разных типов: прямоугольные сигналы (различной ам-

плитуды и скважности); частным случаем прямоугольных сигналов являются так называемые «щелчки», являющиеся короткоимпульсными воздействиями; сигналы различной формы, формируемой внешними устройствами; сигналы, основанные на межканальном взаимодействии (синусоидальные звуковые сигналы, формирующие бинауральные ритмы (высокочастотная несущая частота и низкочастотный сдвиг) и световые сигналы, формирующие сложный цвет).

При формировании прямоугольных сигналов пользователь имеет возможность задавать скважность сигнала S , что реализуется при помощи двух клавиш, расположенных на панели устройства (первая клавиша задает период сигнала T , вторая – длительность импульса τ).

При формировании синусоидальных сигналов, вызывающих бинауральные ритмы, пользователь имеет возможность задавать несущую частоту ω и низкочастотный сдвиг $\Delta\omega$. Как результат, формируются два гармонических звуковых колебания x_1 и x_2 , мало отличающиеся по частоте на величину $\Delta\omega$: $x_1 = a \cos \omega t$ – сигнал, сформированный левым звуковым каналом; $x_2 = a \cos(\omega + \Delta\omega)t$ – сигнал, сформированный правым звуковым каналом.

Если сложить два этих колебания, то получится колебание, описываемое уравнением $x = x_1 + x_2 = 2a \cos\left(\frac{2\omega + \Delta\omega}{2}t\right) \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t\right)$, или, учитывая, что $\Delta\omega \ll \omega$, получим $x = \left(2a \cos\frac{\Delta\omega}{2}t\right) \times \cos(\omega t)$. Данное уравнение описывает биения с частотой $\Delta\omega$. При подаче сигналов x_1 и x_2 на разные слуховые каналы мозг будет воспринимать их как биения.

Блок формирования периодически следования сигналов. Как известно, при постоянстве периода следования стимулов нервная система адаптируется, что усложняет выделение вызванных потенциалов из фоновой ЭЭГ. Для устранения этого фактора периодичность может задаваться внешним устройством, или псевдослучайной последовательностью (например, рекуррентным соотношением, часто используемым в нелинейном динамическом анализе [6]). Интервал времени между двумя соседними всплесками (щелчками) t_i может задаваться следующим соотношением: $t_i = \alpha \cdot t_{i-1} \cdot (1 - t_{i-1})$, $t_1 = 0,28$, $\alpha = 3,8$, $i \geq 2$.

Другой способ формирования квазислучайных последовательностей заключается в использовании так называемого метода вычетов, основанного на генерировании случайных сигналов, при помощи целочисленного деления. Суть этого способа в использовании псевдослучайных последовательностей α_n : $\alpha_n = u_n 2^{-m}$, $u_0 = 1$, $u_n = u_{n-1} 5^{2^{p+1}} \pmod{2^m}$.

Одной из центральных задач в выделении вызванных потенциалов является возможность выделения сигналов, разнесенных по разным каналам. Для решения данной задачи их формирование на входе задается ортогональными функциями, самым простым примером которых являются функции Уолша [7].

Функции Уолша образуют полную ортонормированную систему и могут быть получены путем перемножения степеней соответствующих функций Радемахера:

$$\text{wal}(w, \theta) = \prod_{k=1}^n [r_k(\theta)]^{w_{n-k+1} \oplus w_{n-k}},$$

где $r_k(\theta) = \text{sign}[\sin(2^k \cdot \pi \cdot \theta)]$, $0 \leq \theta < 1$ – функции Радемахера, где аргумент $\theta = t/T_0$ есть безразмерное время, т. е. время, нормированное к произвольному интервалу T_0 ; целое положительное число k – порядок функции. Sign – функция, принимающая значения: $\text{sign}x = 1$ при $x > 0$; $\text{sign}x = -1$ при $x < 0$.

Важнейшими свойствами функций Уолша являются ортогональность

$$\int_0^1 \text{wal}(i, \theta) \text{wal}(j, \theta) d\theta = 0, \quad i \neq j,$$

$$\int_0^1 \text{wal}(i, \theta) \text{wal}(j, \theta) d\theta = 1, \quad i = j$$

и мультипликативность, когда перемножение двух функций дает новую из той же системы:

$$\text{wal}(k, \theta) \cdot \text{wal}(i, \theta) = \text{wal}(c, \theta),$$

где $c = k \oplus i$ [8].

Если предположить модель сенсорной системы линейной и стационарной, то она будет обладать передаточной функцией F . При подаче сигнала на сенсорную систему происходит «приподнимание» уровня восприятия, где за «0» берется некоторый сигнал интенсивности I_{base} , за «-1» – сигнал уровня I_{-1} , а за «1» – сигнал I_1 . Превышение ощущения восприятия стимула I_1 по отношению к I_{base} должно быть двукратным.

Как известно, восприятие интенсивности сенсорными системами нелинейно. Потому необходима предварительная линеаризация входных воздействий. Для линеаризации применяется степенной закон Стивенса [9]: $S = a \cdot I^b$, где S – уровень ощущения; a – коэффициент пропорциональности (фактор шкалы, отражающий выбор единиц измерения параметра, вызывающего ощущения); I – интенсивность стимула; b – показатель степени, в которую возводится интенсивность, постоянный для данного сенсорного параметра.

Для восприятия яркости $b_{br} = 0,33$, для ощущения громкости $b_{vol} = 0,6$. Потому для громкости $\frac{I_1^{b_{vol}}}{I_{base}^{b_{vol}}} = 2$, или $\frac{I_1}{I_{base}} = 2^{\frac{1}{b_{vol}}} = 2^{\frac{1}{0,6}} = 3,17$. Для яркости $\frac{I_1^{b_{br}}}{I_{base}^{b_{br}}} = 2$, или $\frac{I_1}{I_{base}} = 2^{\frac{1}{b_{br}}} = 2^{\frac{1}{0,33}} = 8,17$.

Считаем, что система обладает четырьмя входными каналами. На входные каналы подаются световые и звуковые сигналы, сформированные функциями Уолша различных порядков. Тогда на выходе имеем:

$$Fwal_i = u_{вых(i)}; Fwal_j = u_{вых(j)};$$

$$Fwal_k = u_{вых(k)}; Fwal_l = u_{вых(l)}.$$

По определению линейной стационарной системы:

$$F(wal_i + wal_j + wal_k + wal_l) = u_{вых(i)} + u_{вых(j)} + u_{вых(k)} + u_{вых(l)}.$$

Исходя из вышесказанного, после определения выходных сигналов, представляется возможным найти передаточную функцию, а также определить влияние отклика светового воздействия на отклик звукового воздействия, и наоборот.

Таким образом, предлагаемое устройство отличается комплексным подходом при предъявлении стимулов, одновременно учитывающим максимальное число внешних факторов, влияющих на процесс эксперимента по исследованию вызванных потенциалов. К важнейшим отличиям следует отнести квазистохастический характер следования импульсов и их модуляцию функциями Уолша.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гнездицкий, В. В. Обратная задача ЭЭГ и клиническая электроэнцефалография (картирование и локализация источников электрической активности мозга) / В. В. Гнездицкий. – М.: МЕДпресс-информ, 2004. – 624 с.
2. Акулов, Л. Г. Методы обработки электроэнцефалографических данных / Л. Г. Акулов, Ю. П. Муха // Изв. ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 2 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 2). – С. 66–69.
3. Акулов, Л. Г. Адаптивные методы в электроэнцефалографических измерениях / Л. Г. Акулов, Ю. П. Муха // Биомедицинская радиоэлектроника. Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2007. – № 5. – С. 45–51.
4. Atmel AVR Studio 5.0. Documents. – URL : http://atmel.com/dyn/products/tools_docs.asp?category_id=163&family_id=607&subfamily_id=2138&tool_id=17212. Дата обращения: 01.11.2011.
5. Labcenter Electronics. Proteus. – URL : http://labcenter.com/products/pcb_overview.cfm. Дата обращения: 01.11.2011.
6. Sanei, S. EEG signal processing / S. Sanei, J. Chambers. – Chippingham: Wiley, 2007. – 313 p.
7. Скляр, Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение : пер. с англ. / Б. Скляр. – 2-е изд. – М.: Вильямс, 2003. – 1104 с.
8. Никитин, Г. И. Применение функций Уолша в сотовых системах связи с кодовым разделением каналов : учеб. пособие / Г. И. Никитин. – СПб.: СПбГУАП, 2003. – 86 с.
9. Шиффман, Х. Р. Ощущение и восприятие / Х. Р. Шиффман. – 5-е изд. – СПб.: Питер, 2003. – 928 с.

УДК 617-7

*С. А. Русаков**S. A. Rusakov*

**ПОСТРОЕНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НАГРУЖЕНИЯ КОСТНОГО РЕГЕНЕРАТА
В ПРОЦЕССЕ ЧРЕСКОСТНОГО ОСТЕОСИНТЕЗА**
**DEVELOP OF PHYSICAL MODEL OF BONE TISSUE'S LOADING DURING TRANSOSSEOUS
OSTEOSYNTHESIS**

Волгоградский государственный технический университет**Volgograd State Technical University**

E-mail: muxaup@mail.ru, newhorizont1983@gmail.com

В данной статье представлена физическая модель нагружения костного регенерата, рассчитанная на основании теории сопротивления материалов и имеющихся сведений о динамике восстановления костного регенерата. В процессе расчета модели были приняты во внимание индивидуальные особенности пациента и аппарата внешней фиксации. В результате, аналитически выведено значение для аксиальной составляющей жесткости костного регенерата, которое может быть использовано для создания объективных критериев завершения процесса восстановления костного регенерата.

Ключевые слова: костный регенерат, ортопедия, аппарат Илизарова, датчики силы, сопротивление материалов, жесткость.

This article presents the physical model of bone tissue's loading, calculated on the basis of strength materials theory and using research data about recovering process of bone tissue. The patient's individual characteristic and apparatus of external fixation were taken in attention during calculating the model. As a result were analytically derived the expression of axial component of bone tissue's hardness, which can be used for creating an objective criteria of completing bone tissue's regenerating process.

Keywords: bone's tissue, orthopedic, Ilizarov's apparatus, sensors of force, strength of materials, hardness.

Построение физической модели состояния костного регенерата в месте повреждения конечности является важной задачей на пути к созданию аппаратно-программных комплексов автоматизации процесса чрескостного остеосинтеза. Такие комплексы являются будущим ортопедии и представляют собой аппарат внешней фиксации (чаще всего, аппарат Илизарова), интегрированный с различными датчиками и электронным оборудованием [1]. Их основная задача состоит в значительном облегчении труда врача-ортопеда и уменьшении периода излечения; снижении количества послеоперационных осложнений за счет более ранней диагностики окончания процесса восстановления костного регенерата и более точной репозиции отломков врачом, благодаря объективным данным от датчиков таких комплексов. Однако на данный момент на рынке количество таких комплексов исчисляется единицами, и все они в той или иной степени обладают различными недостатками при прогнозировании изменения жесткости костного регенерата и определении момента его полного восстановления. Это, в первую очередь, связано с малым количеством точных физических данных относительно процесса минерализации костного регенерата, так как посвященных этому

исследований почти не проводилось. Также отсутствуют математические и физические модели нагружения костного регенерата, на основе которых можно рассчитать его жесткость. *Целью данной работы* является создание физической модели нагружения костного регенерата, которое он испытывает на стадии фиксации в процессе чрескостного остеосинтеза, с учетом индивидуальных характеристик пациента и аппарата внешней фиксации, а также определение аналитической зависимости для жесткости костного регенерата (аксиальной составляющей).

Как известно, процесс чрескостного остеосинтеза состоит из нескольких последовательных стадий, и стадия фиксации обычно является последней. Она часто следует за стадией distraction и представляет собой жесткую фиксацию костных отломков на небольшом расстоянии друг от друга. Данная стадия обычно длится вплоть до процесса полного восстановления костного регенерата и снятия аппарата Илизарова. Здесь следует отметить, что зона сопоставления костных отломков постоянно находится под нагрузкой, так как пациент все это время может передвигаться, опираясь на оперированную конечность.

Для построения физической модели нагружения костного регенерата воспользуемся до-

пушением, что спица аппарата Илизарова является тонким стержнем, на который, кроме поперечной нагрузки, действует продольная растягивающая сила (спица аппарата Илизарова имеет начальное натяжение).

Система «спицы – опорные стержни – костный регенерат» изображена на рис. 1.

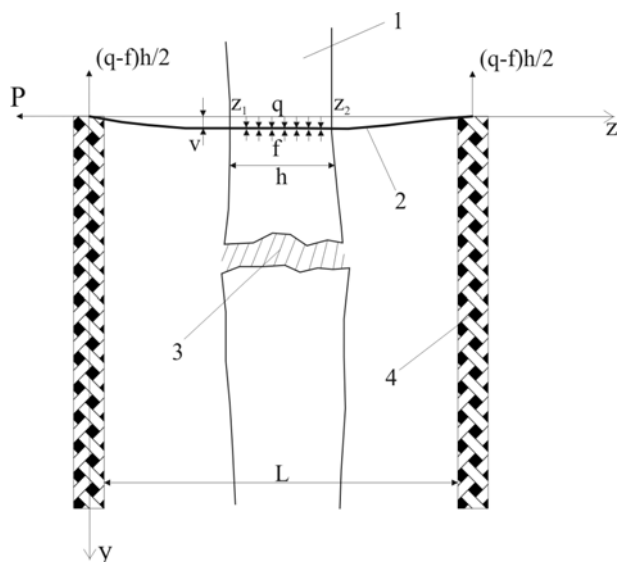


Рис. 1. Система «спица – опорные стержни – костный регенерат»:
1 – костные отломки; 2 – спица; 3 – костный регенерат;
4 – опорные стержни

На этом рисунке показан прогиб спицы v под действием распределенной нагрузки q со стороны костного отломка. На спицу также действует распределенная сила сопротивления костного регенерата f , однако на начальной стадии процесса излечения костный регенерат не оказывает значительного сопротивления, поэтому мы пока будем считать, что она равна нулю. Также на рисунке показана сила натяжения спицы P и силы реакции опор $\frac{(q-f)h}{2}$, где h – ширина кости (опорной площадки на спице); $h = z_2 - z_1$. Расстояние между стержнями

$$v(z) = v(0)chkz + v'(0)\frac{shkz}{k} + \frac{1}{P} \sum^{\pi} \left\{ Q \left[\frac{shk(z-b)}{k} - (z-b) \right] + \frac{q}{2k^2} [2chk(z-z_1) - 2chk(z-z_2) - k^2((z-z_1)^2 - (z-z_2)^2)] \right\}. \quad (2)$$

Индекс «л» над знаком суммы означает, что суммирование распространяется только на те силы, которые приложены слева от рассматриваемого сечения.

Для участка $z_2 \leq z \leq L$ существует сосредото-

чено равно L . Для определения формулы величины прогиба v воспользуемся уравнением изгиба металлического стержня, закрепленного на концах [2], принимая во внимание, что спица испытывает продольно-поперечный изгиб под действием распределенной нагрузки. Это уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - k^2 v = \frac{M_x^*(z)}{EJ_x}. \quad (1)$$

В данном уравнении $M_x^*(z)$ – момент поперечной нагрузки в сечении с координатой z ; $k^2 = \frac{P}{EJ_x}$, где P – поперечная нагрузка; E – модуль Юнга; J_x – момент инерции спицы относительно главной центральной оси X .

Решение уравнения (1) имеет следующий вид:

$$v(z) = v(0)chkz + v'(0)\frac{shkz}{k} + \frac{1}{k} \int_0^z shk(z-\theta) \frac{M_x^*(\theta)}{EJ_x} d\theta.$$

Исходя из рис. 1 и учитывая, что $f = 0$, видно, что на спицу действуют сосредоточенные силы $qh/2$ и распределенная нагрузка q . Поэтому интеграл в формуле, приведенной выше, решается с учетом следующих зависимостей для момента поперечной нагрузки:

$M_x^*(z) = q[\varphi_2(z-z_1) - \varphi_2(z-z_2)]$ – момент от распределенной нагрузки q , действующей на участке от z_1 до z_2 ; $M_x^*(z) = Q\varphi_1(z-b)$ – момент от сосредоточенной силы Q в сечении $z = b$.

В этих формулах $\varphi_n(z) = \frac{z^n}{n!}$. Также $\varphi_n(z) = 0$ при $z \leq 0$.

В итоге, опуская промежуточные математические расчеты, получаем решение уравнения (1) в следующем виде:

точечная сила: реакция опоры $qh/2$ в сечении $z = 0$ и распределенная нагрузка q на участке от z_1 до z_2 . Учитывая также, что прогиб на концах стержней отсутствует ($v(0) = v(L) = 0$), решение (2) принимает вид:

$$v(z) = v'(0) \frac{shkz}{k} - \frac{qh}{2P} \left(\frac{shkz}{k} - z \right) + \frac{q}{2Pk^2} [2chk(z - z_1) - 2chk(z - z_2) - k^2((z_2 - z_1)(2z - z_1 - z_2))].$$

Так как $z_2 - z_1 = h$, получим:

$$v(z) = v'(0) \frac{shkz}{k} - \frac{qh}{2P} \left(\frac{shkz}{k} - z \right) + \frac{q}{2Pk^2} \times [2chk(z - z_1) - 2chk(z - z_2) - k^2h(2z - z_1 - z_2)].$$

Найдем $v'(0)$ из условия $v(L) = 0$:

$$0 = v'(0) \frac{shkL}{k} - \frac{qh}{2P} \left(\frac{shkL}{k} - L \right) + \frac{q}{2Pk^2} \times [2chk(z - z_1) - 2chk(z - z_2) - k^2h(2z - z_1 - z_2)].$$

Отсюда, учитывая замену $B = chk(L - z_1) - chk(L - z_2)$, получим

$$v'(0) = \frac{qh}{2P} \left(1 - \frac{2B}{hshkL} + \frac{k(L - z_1 - z_2)}{shkL} \right).$$

Таким образом, прогиб спицы на участке $z_2 \leq z \leq L$ равен:

$$v(z) = \frac{q}{2P} \left(hz - \frac{2Bshkz}{k^2shkL} + \frac{h(L - z_1 - z_2)shkz}{shkL} + \frac{1}{k^2} [2(chk(z - z_1) - chk(z - z_2) - chk(z - z_2) - k^2h(2z - z_1 - z_2))] \right). \quad (3)$$

Эта модель является достаточно грубой применительно к детальным расчетам величины прогиба спицы в процессе лечения поврежденной конечности, однако она отражает основные тенденции изменения величины прогиба с течением времени, как будет показано ниже. Также необходимо отметить, что в ней изначально заложены некоторые индивидуальные характеристики: масса пациента, ширина костного участка, опирающегося на спицу.

Зададимся некоторым фиксированным сечением $z_{\text{фикс}} = \text{const}$, которое будет удовлетворять условию $z_2 \leq z \leq L$. Тогда в уравнении (3) часть, стоящая в больших круглых скобках, превратится в некую константу, и мы можем переписать это уравнение для фиксированного сечения $z_{\text{фикс}}$:

$$v_{\text{фикс}} = \frac{q}{P} A, \quad (4)$$

где A – константа.

Если учитывать сопротивление костного регенерата, формула (4) преобразуется в следующую:

$$v_{\text{фикс}} = \frac{q - f}{P} A, \quad (5)$$

где f – распределенная сила сопротивления со стороны костного регенерата.

Делая допущение, что распределенные нагрузки от силы тяжести пациента и от силы сопротивления костного регенерата распределены равномерно, получим:

$$q = \frac{mg}{h}, \quad f = \frac{F_{\text{сопр}}}{h},$$

где m – масса, действующая на спицу посредством силы тяжести; g – ускорение свободного падения; $F_{\text{сопр}}$ – сила сопротивления костного регенерата. Так как ближе к окончанию процесса излечения костный регенерат становится упругим, то силу сопротивления можно выразить законом Гука как

$$F_{\text{сопр}} = cx,$$

где c – жесткость костного регенерата на сжатие; x – деформация костного регенерата. Таким образом, формула (5) приобретет следующий вид:

$$v_{\text{фикс}} = \frac{A}{P} \left(\frac{mg}{h} - \frac{cx}{h} \right). \quad (6)$$

В данной формуле записаны две физические величины одной природы – это прогиб спицы на фиксированном участке и деформация регенерата на этом участке. В самом деле, прогиб спицы на конкретном участке должен быть равен деформации регенерата на этом участке, т. е. $v_{\text{фикс}} = x$. Тогда формула (6) преобразуется к виду:

$$v_{\text{фикс}} = \frac{Amg - Acv_{\text{фикс}}}{Ph}.$$

Изолируя прогиб спицы в левой части, и учитывая, что жесткость костного регенерата является функцией времени, получим:

$$v(t) = \frac{Amg}{Ph + Ac(t)}, \quad (7)$$

$$\text{где} \quad c(t) = \frac{mg}{v(t)} - \frac{Ph}{A}. \quad (8)$$

Как видно из формулы (8), жесткость костного регенерата является функцией прогиба спицы аппарата Илизарова. Данная величина может быть получена от датчиков, которые имеются в составе аппаратно-программных комплексов (напрямую, если используются датчики микроподвижности, или косвенным образом, при использовании датчиков других видов [3]). Так, в случае тензометрических датчиков, установленных в стержнях аппарата внешней фиксации (рис. 2):



Рис. 2. Стержень с датчиком

Из рисунка видно, что

$$U \sim \frac{mg - cv}{n} = \alpha \frac{mg - cv}{n}, \quad (9)$$

где U – напряжение с тензодатчика; α – коэффициент пропорциональности; n – количество стержней. Выражая отсюда прогиб спицы $v(t)$, получим:

$$v(t) = \frac{\alpha mg - nU(t)}{\alpha c(t)}. \quad (10)$$

УДК 621.039

В. А. Носенко, А. В. Чернов, О. Ю. Пузачёва, Е. А. Абидова

V. A. Nosenko, A. V. Chernov, O. Y. Pugacheva, E. A. Abidova

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СИГНАЛОВ ПРИ ДИАГНОСТИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОПРИВОДНОЙ АРМАТУРЫ

THE SPECTRAL ANALYSIS OF SIGNALS AT ELECTRIC MOTOR DRIVE ARMATURES DIAGNOSTICS

Волгодонский инженерно-технический институт НИЯУ МИФИ

Volgodonsk Engineering Technical Institute NRNU MEPhI

E-mail: nii_energomash@mail.ru, vt@vstu.ru.

В статье теоретически обосновано и экспериментально подтверждено, что амплитудно-частотный спектр токового сигнала связан с наличием дефектов в электромеханических системах. На основе связи физических процессов, протекающих в объекте диагностирования, с параметрами регистрируемых сигналов тока двигателя, получена модель идентификации.

Ключевые слова: нелинейные процессы, червячная передача, асинхронный двигатель, математическое моделирование.

In article it is theoretically proved and experimentally confirmed that the peak-frequency spectrum of a current signal is connected with presence of defects in electromechanical systems. On the basis of communication of the physical processes proceeding in object of diagnosing, with parameters of registered signals of a current of the engine, the identification model is received.

Keywords: Nonlinear processes, worm-gear, asynchronous engine, mathematical design.

При определении технического состояния электроприводной арматуры (ЭПА) в условиях опасных производств (действующей АЭС) за-

труднено применение контактных методов диагностики, в том числе широко распространенного виброакустического метода. В связи с

$$c(t) = \frac{Ph(\alpha mg - nU(t))}{nAU(t)}. \quad (11)$$

Подставляя это выражение в (8), получим окончательную формулу для жесткости костного регенерата:

Таким образом, используя данную модель и выражение (11), можно объективно оценивать текущую жесткость костного регенерата и определить критерии, определяющие момент завершения восстановления костного регенерата. Это позволит оптимизировать сроки лечения с помощью аппаратно-программных комплексов на основе аппарата внешней фиксации и уменьшить количество послеоперационных осложнений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Аппарат для оценки степени восстановления костной ткани : пат. 2396900 РФ : МПК А61В5 /05/ А. С. Ба-ринов [и др.]; заявитель и патентообладатель ООО «Центр антропометрической косметологии и коррекции», Волгоградский государственный технический университет ; заявл. 04.04.2008 ; опубл. 20.08.2011. Бюл. № 28. – 1 с.
2. Работнов, Ю. Н. Сопротивление материалов / Ю. Н. Работнов. – М.: Физматлит, 1962. – 452 с.
3. Фрайден, Дж. Современные датчики электроники : справ. пособие / Дж. Фрайден. – М.: Техносфера, 2006. – 567 с.

этим существенное развитие получили методы диагностики ЭПА по сигналу тока двигателя арматуры, который можно зарегистрировать в помещениях, предназначенных для постоянного доступа персонала [1]. Для выявления конкретных дефектов арматуры используется спектральный анализ. Существенную сложность представляет диагностика дефектов, возникновение и развитие которых сопровождается нелинейными процессами [2]. С целью повышения качества диагностирования возможно применение операции моделирования. Модель ЭПА должна отражать наиболее существенные свойства объекта диагностирования: нелинейность проявления возмущающих факторов в приводе; нелинейность восприятия возмущающих факторов системой асинхронного двигателя.

Рассмотрим проявления наиболее распространенных дефектов приводов ЭПА: нарушение геометрии подшипников (раковины, сколы тел и дорожек качения); несоосность валов; нарушение геометрии зубчатых и червячных передач (сколы, зазубрины сопрягаемых деталей). Данные дефекты являются источниками механических колебаний, которые в работе [2] описываются уравнением (1):

$$x(t) = \left[1 + \sum_i \mu_i \cos(i\Omega t) \right] \times \left\{ a_k \cos k\omega_z \left[t + \sum_j v_j \cos j\Omega t \right] \right\} + \varpi_{ш}(t), \quad (1)$$

где μ_i – глубина амплитудной модуляции гармоник ω_z частотой $j\Omega$; $\Omega = f_d 2\pi$ – круговая частота попадания дефекта в зону контакта; ω_z – основная частота возбуждения (попадание дефекта в зону контакта); v_i – индекс фазовой модуляции; $\varpi_{ш}$ – шумовая составляющая. Исследованиями [3] установлено, что в случае дефекта оборудования,

сопровождающегося интенсивными соударениями в механизме (скол, задр), с наибольшей вероятностью наблюдается амплитудная модуляция. Дефект типа заклинивания в большей степени характеризуется фазовой модуляцией. При развитии дефекта может наблюдаться амплитудно-фазовая модуляция. Шумовая составляющая возрастает по мере развития дефекта.

Спектральное представление уравнения (1) имеет вид суммы спектров вынужденных и собственных колебаний:

$$S_x(t) = f_{сб} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k k f_{вр} + \sum_{l=1}^{\infty} B_l l f_z + S_{ш} + \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} C_{pq} (q f_{вр} \pm p f_z) + \sum_r D_r [f_{сб} \pm (f_{вр} \pm r f_z)], \quad (2)$$

где $l f_z$ – спектр основных частот; $(p f_z \pm q f_{вр})$ – спектр комбинационных частот в окрестности частот вращения $q f_{вр}$; $f_{сб} \pm (f_{вр} \pm r f_z)$ – спектр комбинационных частот в окрестности собственной частоты системы $f_{сб}$; $S_{ш}$ – спектр шума.

Данные составляющие представлены в спектре виброакустических колебаний ЭПА с дефектом червячного колеса редуктора (рис. 1). Здесь $f_{вр}$ – частота вращения ротора асинхронного двигателя, f_z – частота дефектного червячного колеса: 22 и 2,5 Гц соответственно.

Выражение (2) характеризует нелинейность проявления дефекта, так как отображает перераспределение энергии между частотами результирующего колебательного процесса.

При экспериментальном анализе спектров, соответствующих выражению (2), установлено [1, 2, 3], что значения основных и комбинационных частот несут специфическую информацию о дефекте и позволяют оценить степень развития дефекта.

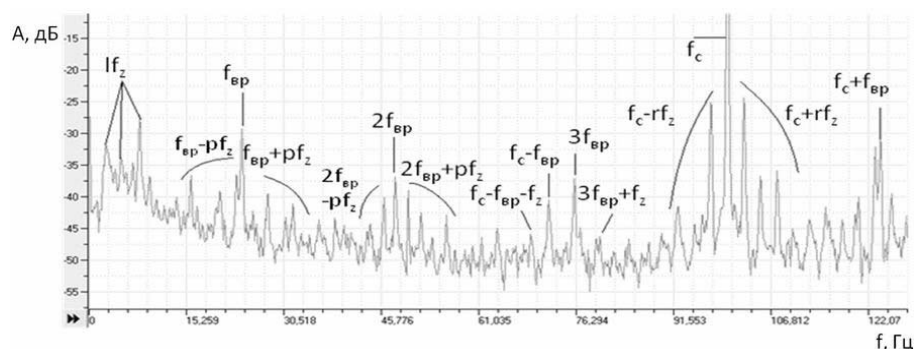


Рис. 1. Спектр сигнала вибрации ЭПА с дефектом червячного колеса редуктора

Колебания (1) передаются по кинематической цепочке к валу электродвигателя и нарушают равномерность вращения ротора. В рабо-

те [4] представлены уравнения, отображающие модуляции тока статора в зависимости от поперечных и крутильных колебаний ротора.

При поперечных колебаниях ротора ток фазной обмотки статора I_A характеризуется амплитудными модуляциями:

$$I_A = I_0 \cos(2\pi f_e t + \theta_0) + \left(\frac{C_{1d} + C_{1q}}{2}\right) \sin(2\pi(f_e - f_{вр})t - \theta_1) + \left(\frac{C_{1d} - C_{1q}}{2}\right) \sin(2\pi(f_e + f_{вр})t + \theta_1), \quad (3)$$

где C_{1d} , C_{1q} – амплитуды токов статора и ротора в d - и q -координатах; I_0 – питающий ток; f_e , $f_{вр}$ – частота сетевой составляющей и частота вра-

щения ротора, соответственно. При крутильных колебаниях ротора ток статора I_A характеризуется фазовыми модуляциями:

$$I_A = I_0 \cos(2\pi f_e t + \theta_0) + \sum_{n=1}^m \left[\left(\frac{C_{1dn} + C_{1qn}}{2} \right) \sin(2\pi(nf_{вр} - f_e)t + \theta_1) + \left(\frac{C_{1dn} - C_{1qn}}{2} \right) \sin(2\pi(nf_{вр} + f_e)t + \theta_1) \right] + \left[\left(\frac{D_{1dn} + D_{1qn}}{2} \right) \cos(2\pi(nf_{вр} - f_e)t + \theta_1) + \left(\frac{D_{1dn} - D_{1qn}}{2} \right) \cos(2\pi(nf_{вр} + f_e)t + \theta_1) \right], \quad (4)$$

где C_{1dn} , C_{1qn} – амплитуды токов статора и ротора в d - и q -координатах.

Выражения (3) и (4) возможно использовать при составлении модели диагностического сигнала ЭПА; при этом амплитуды гармоник токов статора и ротора можно расценивать как параметры, отражающие возмущения в приводе.

Для построения адекватной модели необходимо учитывать нелинейную зависимость между возмущением, вызванным дефектом в приводе, и реакцией двигателя на данное возмущение [5]. При токе статора, насыщенном гармоникам неравномерно вращающегося ротора (3),

(4), в зазоре двигателя возникает множество пространственно-временных гармоник поля и тока. В результате взаимодействия гармоник поля и тока на частотах вращения ротора и удвоенной частоты сети f_c радиальная вибрация будет возбуждаться силой:

$$p_r = \frac{b_r b_p}{\mu_0} = \left(\frac{1}{\mu_0} \right) B_1 \cos(p\vartheta - 2\pi f_{вр} t - \varphi_{01}) \times B_k \cos(p\vartheta - k2\pi f_c t - \varphi_{0k}), \quad (5)$$

а тангенциальная – силой:

$$p_t = a_k b_1 + a_1 b_k = A_k \cos(p\vartheta - k2\pi f_c t - \varphi_{1k}) B_1 \cos(p\vartheta - 2\pi f_{вр} t - \varphi_{0k}) + A_1 \cos(p\vartheta - 2\pi f_{вр} t - \varphi_{1k}) B_k \cos(p\vartheta - k2\pi f_c t - \varphi_{0k}), \quad (6)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; A_{1k} – амплитуда линейной плотности k -й гармоники тока статора; B_k – амплитуда индукции k -й гармоники результирующего поля в ВЗ; p – число пар полюсов; ϑ – координата в ВЗ; под f_k понимаются комбинации частот сети и частот вращения ро-

тора; φ_{1k} , φ_{0k} – разность фаз между гармониками тока и индукции. Таким образом, исходя из выражений (5) и (6), при наличии возмущений в приводе можно предполагать присутствие колебаний и в двигателе на частотах, кратных частоте сети и частоте вращения ротора:

$$\left. \begin{aligned} I(t) &= (1 + r(I_p(t, I_z) + I_z(t) + \cos(\omega_c t))) \cos(\omega_s t) \\ I_p(t, I_z) &= \left(\cos(\omega_p t + \varphi + h I_z(t)) + k((N-1) \cos(2\omega_p t) + (N-2) \cos(3\omega_p t)) \right) * \\ &\quad s * (1 + r I_z(t)) \\ I_z(t) &= \gamma + s \sum_{L=1}^L \cos(L\omega_z t) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Первое уравнение описывает диагностический сигнал на статорных обмотках ЭД и включает в себя функцию колебаний ротора $I_p(t, I_z)$ от вынуждающего воздействия со стороны действующего в системе возмущения (дефекта) $I_z(t)$. В данной модели линейному признаку дефекта соответствует частота возмущающего фактора ω_z . Нелинейные процессы, связанные с развитием дефектов, выражены с

помощью следующих параметров: r – коэффициент, отражающий чувствительность двигателя к возмущающим факторам; s – коэффициент, отражающий чувствительность ротора к возмущающим факторам; k – соотношение амплитуд гармоник ротора; L и N – число гармоник вынуждающего воздействия и ротора, соответственно; φ – разность фаз между гармониками ротора; γ – шум, возникающий при работе ме-

ханизма и связанный с наличием дефекта (входит в виде слагаемого в уравнение колебаний ротора). Информация, представленная в виде фазово-динамических характеристик сигнала $I(t)$, определяется сдвигом фаз между гармониками на частоте вращения ротора. При наличии фазовой модуляции сдвиг фаз определяется как постоянной величиной φ , так и действием возмущающего фактора $I_z(t)$. Когда коэффициент

фазовой модуляции h равен нулю, сдвиг фаз соответствует постоянной величине. На основании анализа работы ЭПА были определены параметры $\{\omega_z, \omega_p, L, N, \varphi, \gamma, A, h, r, k\}$, соответствующие различным стадиям дефектов оборудования. В таблице представлены параметры, соответствующие 1–5 стадиям дефекта червячного колеса и отсутствию признаков дефекта (нулевая стадия).

Параметры модели, соответствующие дефекту червячного колеса редуктора

Стадия развития Параметры	0	1	2	3	4	5
L	0	1	2	3	5	1
N	1	1	2	2	2	3
φ , рад	0	0	$[-\pi/4 \div \pi/4] \cap [3\pi/4 \div 5\pi/4]$	$[-\pi/4 \div \pi/4] \cap [3\pi/4 \div 5\pi/4]$	$(\pi/4 \div 3\pi/4) \cap (5\pi/4 \div 7\pi/4)$	$(\pi/4 \div 3\pi/4) \cap (5\pi/4 \div 7\pi/4)$
γ , А	0	0,01	0,02	0,025	0,05	0,1
$s \cdot 10^{-2}$, А	0	5	7	10	10	7
h , рад/А	0	0	0	0	0	0,2
$r \cdot 10^{-2}$, 1/А	3	7	10	15	20	18
k	0	0	0,5	0,5	1	0,7

С помощью данной модели были рассчитаны эталонные сигналы ЭПА с наиболее распространенными дефектами. Для проверки адекватности модели на лабораторной установке были получены сигналы ЭПА с аналогичными дефектами.

На рис. 2 приводится сравнение спектров огибающих эталонного и реального сигналов, соответствующих первой стадии дефекта червячного колеса редуктора (скол зуба червячного колеса). Дефект, в соответствии с выражением (2), проявляется в виде гармоник основных

частот червячного колеса f_z и комбинационных частот в окрестности частоты вращения ротора $f_{вр} \pm f_z$ и сетевой гармоники $f_c \pm f_z$. При цифровом моделировании использовались модель (7) и параметры таблицы, соответствующие второй стадии дефекта червячного колеса. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными незначительно и обусловлено признаками большей степени развития дефекта в спектре экспериментального сигнала: больший уровень шума, высшие комбинационные гармоники $f_c \pm rf_z$.

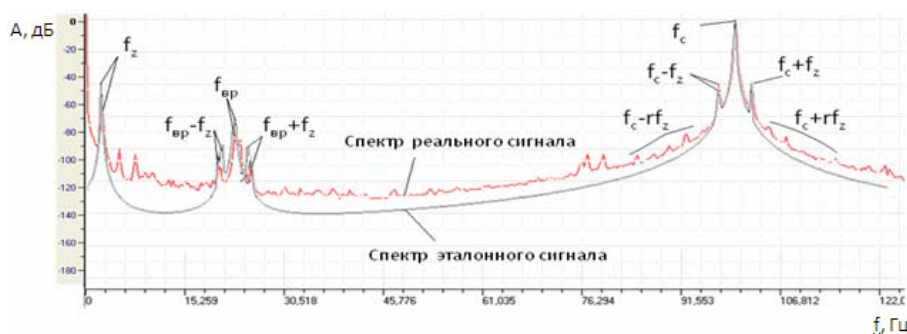


Рис. 2. Сравнение спектров огибающих эталонного и реального сигналов, соответствующих первой стадии дефекта червячного колеса редуктора ЭПА

При развитии дефекта (рис. 3) спектр характеризуется появлением высших гармоник основных lf_z и комбинационных $f_{вр} \pm pf_z$, $2f_{вр} \pm pf_z$,

$3f_{вр} \pm pf_z$, $f_c \pm rf_z$, $f_c - f_{вр} \pm f_z$, $f_c - 2f_{вр} - pf_z$ частот; возрастает уровень шума. Данные особенности соответствуют описанию третьей стадии дефек-

та согласно модели (7) и таблицы. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными обусловлено смещением основных и

комбинационных гармоник (до 3 Гц относительно расчетного значения) в спектре сигнала реального объекта.

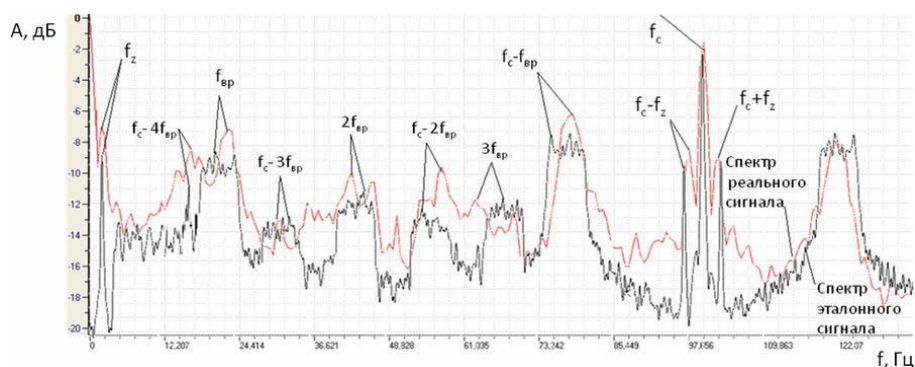


Рис. 3. Сравнение спектров огибающих эталонного и реального сигналов, соответствующих третьей стадии дефекта червячного колеса редуктора ЭПА

Для развитого дефекта (рис. 4) характерен сигнал с высоким уровнем шума. Эталонный сигнал моделировался как пятая стадия дефекта червячного колеса. Шумовая компо-

нента затрудняет анализ основных f_z и комбинационных частот $f_c \pm f_z$, $f_c - rf_{вp}$, частот вращения $f_{вp}$, $2f_{вp}$, $3f_{вp}$ в спектрах огибающих обоих сигналов.

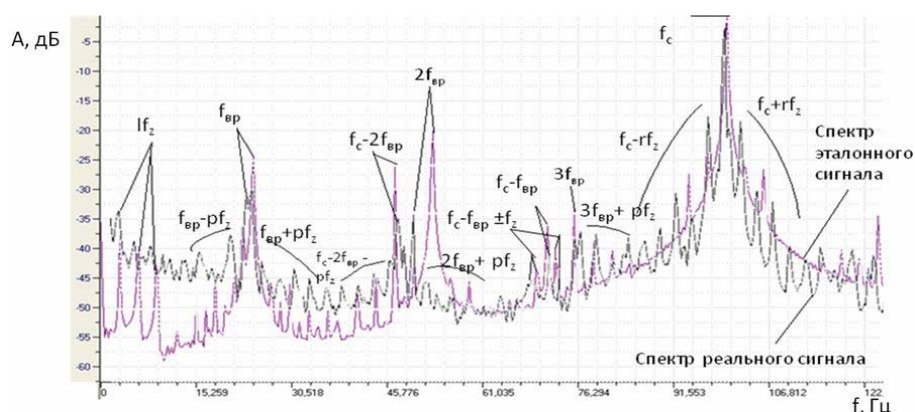


Рис. 4. Сравнение спектров огибающих эталонного и реального сигналов, соответствующих пятой стадии дефекта червячного колеса редуктора ЭПА

Основной причиной расхождения расчетных и экспериментальных данных является возросшая в результате развития дефекта нестационарность реального объекта. Данная особенность не поддается прогнозированию с помощью представленной детерминированной модели.

На основании лабораторных и промышленных экспериментов можно сделать вывод об адекватности модели, описывающей сигнал тока ЭПА с учетом технического состояния арматуры. Возможно применение данной модели для формирования эталонных диагностических признаков с целью обучения автоматизированной системы диагностики.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Никифоров, В. Н. Методика оценки технического состояния электроприводной арматуры РЦ и ТЦ энергоблока № 1 по ее электрическим параметрам. ЭМТД 66-019-06 ПМ / В. Н. Никифоров, О. Ю. Пугачева, Д. В. Сиротин. – 2006.
2. Добрынин, С. А. Методы автоматизированного исследования вибрации машин : справ. / С. А. Добрынин, М. С. Фельдман, Г. И. Фирсов. – М.: Машиностроение, 1987. – 224 с. : ил. – (Основы проектирования машин).
3. Барков, А. В. Мониторинг и диагностика роторных машин по вибрации / А. В. Барков, Н. А. Баркова, А. Ю. Азовцев. – СПб.: Изд. центр СПбГМУ, 2000. – 169 с.
4. Электрические машины (специальный курс) / Г. А. Сипайлов [и др.]. – М.: Высш. шк., 1987. – 287 с.
5. Шубов, И. Г. Шум и вибрация электрических машин / И. Г. Шубов. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 208 с. : ил.

УДК 621.039

В. А. Носенко, А. В. Чернов, О. Ю. Пугачёва, Е. А. Абидова

V. A. Nosenko, A. V. Chernov, O. Y. Pugacheva, E. A. Abidova

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ПРИ ОЦЕНКЕ
ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОПРИВОДНОЙ АРМАТУРЫ АЭС**
**THE DIAGNOSTIC INFORMATION IDENTIFICATION AT ESTIMATION
OF A TECHNICAL CONDITION OF ELECTRIC MOTOR DRIVE ARMATURES AT NPP**

Волгодонский инженерно-технический институт НИЯУ МИФИ

Volgodonsk Engineering Technical Institute NRNU MEPhI

E-mail: nii_energomash@mail.ru, vt@vstu.ru.

В условиях АЭС в качестве диагностических признаков дефектов электроприводной арматуры используется информация, полученная при регистрации сигналов тока двигателя. Недостаточная чувствительность данного метода может быть скомпенсирована за счет использования совместного анализа параметров спектра и фазового портрета диагностического сигнала.

Ключевые слова: диагностика подшипников, цифровая обработка сигналов, спектральный анализ, фазово-плоскостной метод.

In the conditions of NPP the information received at registration of signals of a current of the engine is used as diagnostic signs of defects armatures with electric drive. Insufficient sensitivity of the given method can be compensated for the account of use of the joint analysis of parameters of a spectrum and a phase portrait of a diagnostic signal.

Keywords: diagnostics of bearings, digital processing of signals, the spectral analysis, fazovo-plane method.

Одной из востребованных задач при эксплуатации АЭС является диагностика запорно-регулирующей электроприводной арматуры (ЭПА). Наиболее распространенным в области технической диагностики методом является снятие виброакустического сигнала с последующим анализом спектра данного сигнала [1, 2]. В соответствии с экспериментальными данными, в спектре сигнала исправной ЭПА могут наблюдаться первая гармоника вращения ротора $f_{вр}$ и сетевая гармоника f_c , появление в спектре других гармоник свидетельствует о неисправности ЭПА. Так, в спектре виброакустического сигнала ЭПА с дефектом подшипника редуктора (рис. 1) проявляются гармоники де-

фектного подшипника: 8,7; 32; 52; 91 Гц – частоты сепаратора, тел качения, наружного и внутреннего колец соответственно.

Однако в условиях действующей АЭС применение виброакустических датчиков затруднительно. Альтернативным методом является диагностика по току, потребляемому двигателем в процессе эксплуатации ЭПА [3]. При диагностировании возникает задача выделения информативной составляющей из сигнала, который в работе [4] приближенно описывается выражением (1):

$$I(t) = I_0 (1 + I_p(t, I_z(t)) \cos(\omega_e t)). \quad (1)$$

В данном сигнале номинальный рабочий ток двигателя I_0 и сетевая гармоника ω_e не несут диагностической информации. Функция перемещений ротора $I_p(t, I_z(t))$, которые определяются собственными и вынужденными колебаниями ротора $I_p(t, I_z(t))$ и вынуждающим воздействием со стороны дефекта $I_z(t)$, может содержать информацию о механических дефектах редуктора [2].

Помехи сигнала $I(t)$ затрудняют его анализ. Поэтому в спектре токового сигнала ЭПА (рис. 2) отсутствуют информативные гармоники, которые обнаруживаются в спектре одновременно снятого виброакустического сигнала (рис. 1).

Очевидно, сетевая гармоника может быть представлена систематической помехой и под-

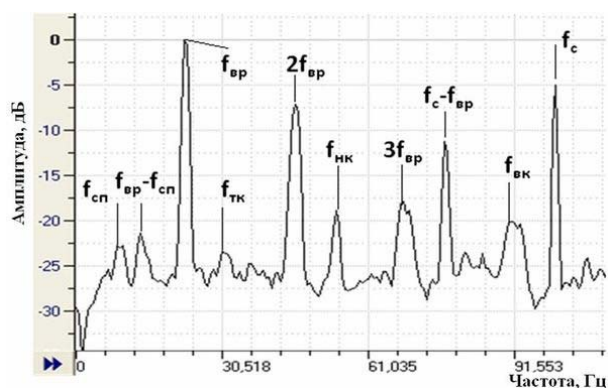


Рис. 1. Спектр виброакустического сигнала ЭПА с дефектом подшипника редуктора ($f_{вр}$ – частота вращения ротора; f_c – вторая сетевая гармоника; $f_{тк}$; $f_{сп}$; $f_{нк}$; $f_{вк}$ – частоты тел качения, сепаратора, внутреннего и наружного кольца подшипника)

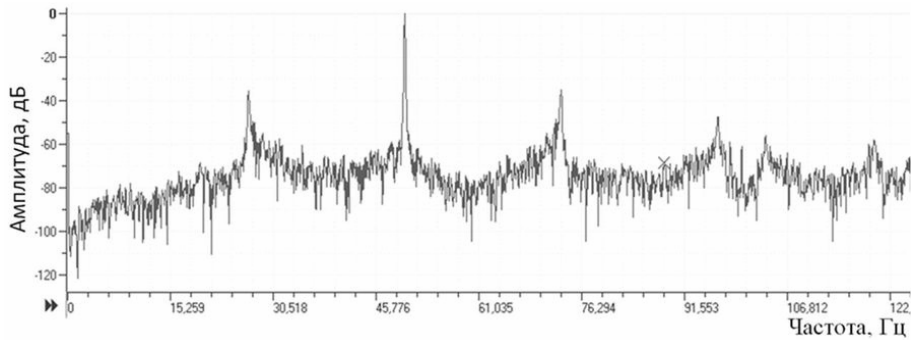


Рис. 2. Спектр сигнала тока двигателя ЭПА с дефектом подшипника редуктора

лежит удалению. Штатная методика при обработке диагностических сигналов предполагает вычисление скользящего среднеквадратичного значения (СКЗ) сигнала. В результате усреднения происходит ослабление информативных компонент сигнала.

В ряде работ [1, 2, 5] в качестве преобразования для демодуляции сигнала, сохраняющей особенности модулирующих сигналов, предлагается фильтр на основе преобразования Гильберта. Преобразование Гильберта функции $I(t)$ позволяет получить мнимую составляющую комплексного представления сигнала:

$$\tilde{I}(t) = H[I(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I(u)}{\pi(t-u)} du. \quad (2)$$

Результат преобразования используется для получения огибающей сигнала:

$$I_H(t) = \sqrt{I^2(t) + \tilde{I}^2(t)}. \quad (3)$$

При анализе огибающей $I_H(t)$ определяются токово-временные параметры (время срабатывания, значение пускового тока, плавность хода и др.). Согласно штатной методике диагностирования, производится сравнение токово-временных параметров арматуры с соответствующими допусками [3]. Несоответствие параметров допускам идентифицируется системой диагностики как признак неисправности ЭПА. Неравенство (4) со-

ответствует сравнению рабочего тока $I_H(t)$ с допусками для данного параметра.

$$D_{\min} < |I_H(t)| < D_{\max}. \quad (4)$$

Неравенство выполняется при условии $I_p(t)$, $I_z(t)$ много больше 1. Невыполнение неравенства (4) свидетельствует о пульсации тока двигателя. Причиной пульсаций тока двигателя ЭПА, согласно опыту эксплуатации, являются колебания ротора при периодическом вынуждающем воздействии крутильного или поперечного характера.

При анализе вынуждающих воздействий по сигналу $I_H(t)$ информацию о рабочем токе I_0 можно рассматривать как систематическую помеху. Данную помеху необходимо исключить путем вычитания медианного среднего значения M_e :

$$\tilde{I}_p((t, I_z(t))) = I_H(t) - M_e. \quad (5)$$

Сигнал $\tilde{I}_p((t, I_z(t)))$ при разложении в ряд Фурье можно представить суммой периодических функций (6):

$$I_r(t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin(2\pi f_k t + \varphi_k). \quad (6)$$

В спектре сигнала тока ЭПА с дефектом подшипника после обработки (рис. 3) проявляются те же гармоники, что и в спектре виброакустического сигнала (рис. 1).

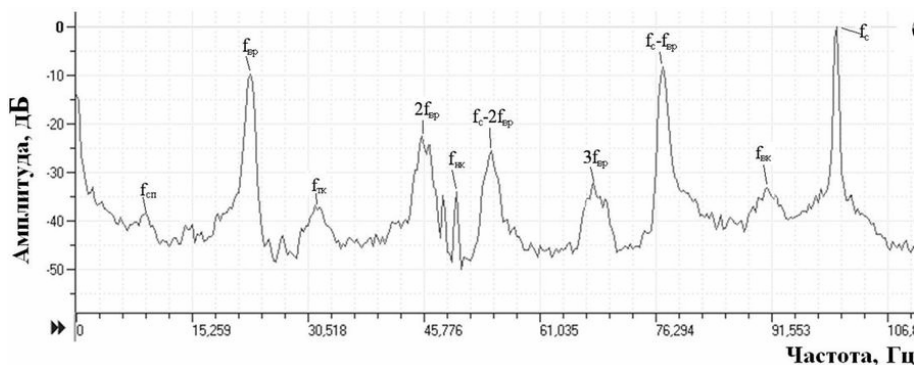


Рис. 3. Спектр сигнала тока двигателя ЭПА с дефектом подшипника редуктора после обработки

По спектрам (рис. 1 и 3) можно видеть, что амплитуды частот ротора больше частот подшипника, то есть диагностический сигнал в значительной степени определяется гармониками, кратными частоте вращения ротора:

$$I_r \approx \sum_{n=1}^N I_{pn} \cos(2n\pi f_{вр} t + \varphi_{pn}). \quad (7)$$

Здесь N – число гармоник на частоте вращения ротора. Параметры I_{pn} , φ_{pn} , характеризующие гармоники статора, наведенные в результате вибраций ротора, вообще говоря, непостоянны. Определение динамики данных величин позволяет различить крутильные и поперечные колебания. Данная информация дает возможность идентифицировать техническое состояние ЭПА в случаях, когда различные дефекты проявляются на одинаковых частотах.

Однако спектральный анализ, основанный на представлении сигнала (6) в виде графиков $b_k(k)$ или $\varphi_k(k)$, не предназначен для выявления данных особенностей. Получить комплексное представление сигнала (6) $b_k(k, \varphi_k)$ возможно с помощью фазового плоскостного метода (ФПМ) [6].

Метод предполагает представление диагностического сигнала на комплексной плоскости в виде суммы проекций действительной части сигнала I_r и мнимой $H(I_r)$. Конец результирующего

вектора описывает совокупность траекторий, называемых *фазовыми портретами* (ФП). Формы ФП, соответствующих диагностическим сигналам ЭПА, близки к классу кривых, называемых *этициклоидами* [7]. Данные кривые получаются как траектории движения точек, закрепленных на окружностях, катящихся внешним образом по другим окружностям. Вид фигуры зависит от соотношений радиусов окружностей и скоростей качения.

Формы портретов диагностических сигналов определяются соотношением величин, входящих в выражение (7). Если $N = 1$, то портрет представляет собой окружность (рис. 4, а); если $N = 2$, кардиоиду (рис. 4, б); если $N = 3$ – нефроиду (рис. 4, в). Причем, соотношение между диаметрами «лепестков» характеризует соотношения между амплитудами гармоник $k = I_{p1} : (I_{p2} + I_{p3})$.

Поворот оси симметрии кардиоиды или нефроиды характеризует сдвиг фаз между гармониками φ_{pn} . Значение сдвига следует отсчитывать в положительную сторону от оси ординат. Определение данного параметра по спектру затруднительно, поскольку требует подстройки параметров спектра в каждом отдельном случае.

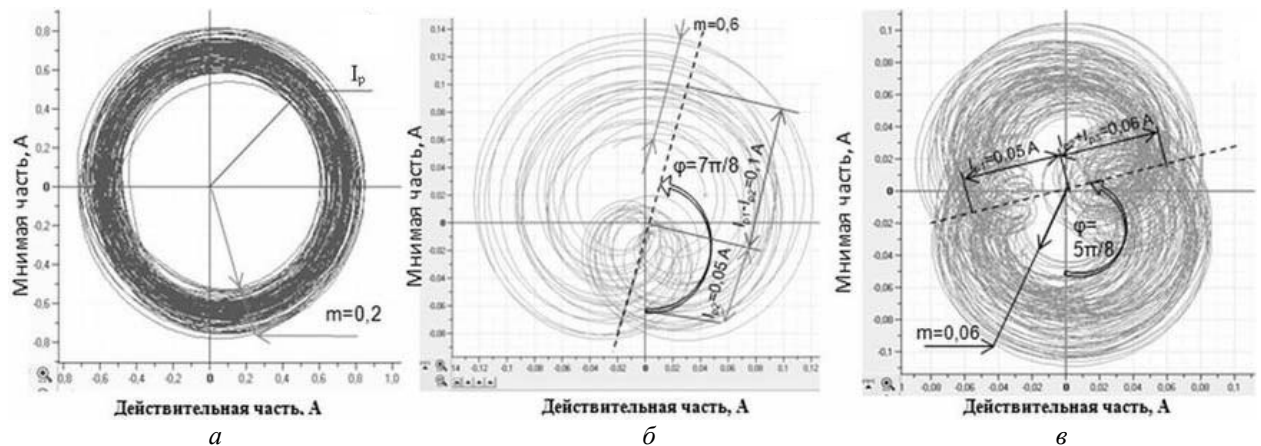


Рис. 4. Фазовые портреты сигналов тока двигателя ЭПА:

а – без существенных дефектов; б – с дефектом зубчатой передачи редуктора; в – с дефектом редуктора двигателя

Флуктуация амплитуд I_{pn} выражается в спиралеобразном характере очерчивающих линий. Возможна оценка коэффициента амплитудной модуляции m по толщине контура ФП. Отметим, что по ФП оценку коэффициента ампли-

тудной модуляции производить проще, чем по спектру сигнала, поскольку возможна одновременная оценка модуляции всех тональностей и всех гармоник:

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\sum_{n=1}^N I_{pn} + \sum_{l=1}^L I_{zl} - \sum_{n=1}^N I_{pn} + \sum_{l=1}^L I_{zl}}{\sum_{n=1}^N I_{pn} - \sum_{l=1}^L I_{zl} + \sum_{n=1}^N I_{pn} + \sum_{l=1}^L I_{zl}} = \frac{\sum_{l=1}^L I_{zl}}{\sum_{n=1}^N I_{pn}}. \quad (8)$$

Если разности фаз φ_{pi} между гармониками на частоте ротора определяются фазовой модуляцией, то формы ФП соответствуют полярным розам [7] (рис. 5, а). Таким образом, различие амплитудной и амплитудно-фазовой модуляции по ФП очевидно. По виду спектра отличить фа-

зовую модуляцию от многотональной амплитудной затруднительно.

В некоторых случаях (множественные дефекты ЭПА) при наличии выраженной амплитудной и фазовой модуляции на различных частотах можно наблюдать гибридные формы ФП (рис. 5, б).

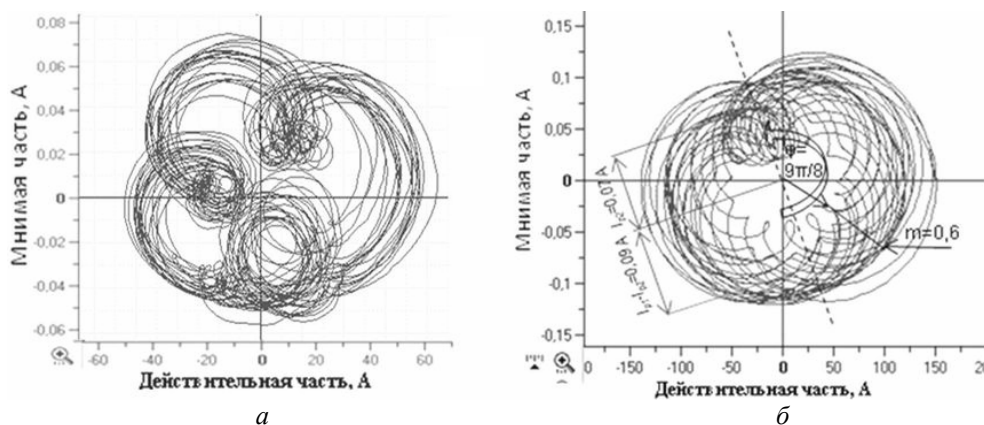


Рис. 5. Фазовые портреты сигналов тока двигателя ЭПА:
а – с несоосностью валов редуктора; б – со множественными дефектами редуктора

Обработка сигналов тока, потребляемого двигателем ЭПА

Этап обработки	Состав сигнала	Обработка сигнала	Информативность
1	Сетевая составляющая, типовые характеристики, взаимодействие кинематических пар механизма, колебания ротора, шум.	Демодуляция (фильтр Гильберта)	Соответствие типовых характеристик уставкам
2	Типовые характеристики, взаимодействие кинематических пар механизма, колебания ротора, шум	Выделение участка рабочего хода, централизация, Фурье-преобразование	Частоты взаимодействия кинематических пар механизма
3	Взаимодействие кинематических пар механизма, колебания ротора, шум	Комплексное представление сигнала	Особенности колебаний ротора

Итогом настоящей работы является представленная в таблице методика, предполагающая поэтапную обработку сигнала с получением информационного комплекса на каждом этапе обработки.

Данная методика была опробована при диагностике ЭПА как в лабораторных, так и в промышленных условиях. На основании проведенных испытаний можно заключить, что предлагаемые авторами методы обработки диагностической информации позволяют более точно установить состояние диагностируемого оборудования, чем применяемые в данной области штатные методы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Добрынин, С. А. Методы автоматизированного исследования вибрации машин : справ. / С. А. Добрынин, М. С. Фельдман, Г. И. Фирсов. – М.: Машиностроение, 1987. – 224 с. : ил. – (Основы проектирования машин).

2. Барков, А. В. Мониторинг и диагностика роторных машин по вибрации / А. В. Барков, Н. А. Баркова, А. Ю. Азовцев. – СПб.: Изд. центр СПбГМТУ, 2000. – 169 с.
3. Никифоров, В. Н. Методика оценки технического состояния электроприводной арматуры РЦ и ТЦ энергоблока №1 по ее электрическим параметрам. ЭМТД 66-019-06 ПМ / В. Н. Никифоров, О. Ю. Пугачева, Д. В. Сиротин. – 2006.
4. Пугачев, А. К. Моделирование дефектов электроприводной арматуры / А. К. Пугачев, Е. А. Пугачева, О. Ю. Пугачева // Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Технические науки. Состояние и перспективы строительства и безопасной эксплуатации Волгодонской АЭС. – Волгодонск, 2007.
5. Гадзиковский, В. И. Теоретические основы цифровой обработки сигналов / В. И. Гадзиковский. – М.: Радио и связь, 2004. – 344 с.
6. Нафиков, А. Ф. Использование теории детерминированного хаоса для диагностики роторного оборудования / А. Ф. Нафиков, М. М. Закиричная, В. К. Сабуров // 55-я научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых УГНТУ : сб. тез. докл. – Уфа : УГНТУ, 2004. – С. 218–219.
7. Яглом, И. М. Комплексные числа и их применение в геометрии / И. М. Яглом. – М.: Физматгиз, 1963. – 192 с. : ил.

УДК 621.039

В. М. Труханов^{}, А. В. Чернов^{**}, П. В. Синельщиков^{**}*
V. M. Truhanov^{}, A. V. Chernov^{**}, P. V. Sinelshchikov^{**}*

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОКОВОГО СИГНАЛА
ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ОБСЛЕДОВАНИЯ
ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ**
**THE CURRENT SIGNAL EXPERIMENTAL ANALYSIS FOR THE DIAGNOSTIC
EVALUATION OF THE ELECTROMECHANICAL EQUIPMENT**

^{*}Волгоградский государственный технический университет
^{**}Волгодонский инженерно-технический институт НИЯУ МИФИ

^{*}Volgograd State Technical University
^{**}Volgodonsk Engineering Technical Institute NRNU MEPhI

E-mail: nii_energomash@mail.ru, vt@vstu.ru

Приводится экспериментальное исследование частотных составляющих токовых сигналов, снятых с электродвигателя испытательной установки с внесенным дефектом в червячную передачу. Указываются ограничения Фурье – преобразования, которые не позволяют точно определить место дефекта. Приводятся результаты анализа токового сигнала при помощи непрерывного вейвлет-преобразования.

Ключевые слова: диагностика, электроприводное оборудование, вейвлет-преобразование, Фурье-преобразование.

The article contains an experimental research of the current signals frequency components, taken from the engine of experimental equipment with defect in the worm gear. Specifies limits of the Fourier - transformation that does not allow accurately determine defect location. Present the results of the current signal analysis.

Keywords: diagnostics, electro driving equipment, wavelet-transformation, Fourier-transformation.

На сегодняшний день широкое распространение получили методы диагностирования электромеchanического оборудования с использованием токового сигнала, который регистрируется со статорных обмоток электродвигателя при работе привода. Мобильность данного подхода и относительная оперативность выдаваемых ею результатов контроля позволяют производить измерения дистанционно, вдали от исследуемого оборудования, когда доступ к объекту контроля затруднен или невозможен (например, ввиду наличия высокой температуры).

Спектральный анализ сигналов – наиболее распространенный способ анализа сигналов. В подавляющем большинстве случаев используется преобразование Фурье (или его развитие – оконное преобразование Фурье) для получения спектра частот сигнала [1, 2]. Следует отметить, что практическое применение методов спектрального анализа с использованием преобразования Фурье неэффективно для нестационарных сигналов.

Данные трудности могут быть преодолены за счет использования свойства локальности непрерывного вейвлет-преобразования, что позволяет анализировать и обрабатывать нестационарные (во времени) или неоднородные (в пространстве) сигналы [3, 4].

В статье [5] показано, что при помощи непрерывного вейвлет-преобразования (НВП) можно производить анализ частотных составляющих токового сигнала. Также в ней указывается, каким образом может быть использовано НВП при ограничениях накладываемых дискретностью токового сигнала.

Экспериментальная оценка метода диагностирования с использованием НВП была выполнена на испытательной установке, показанной на рис. 1.

Для записи токовых сигналов использовалась информационно-измерительная система

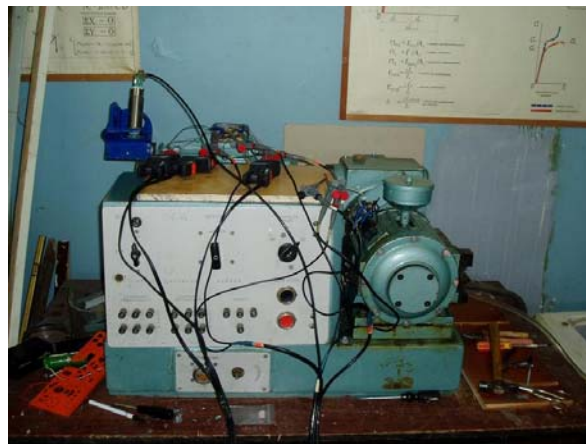


Рис. 1. Испытательная установка

включающая: первичный датчик (токовые клещи – PR230 ACV); АЦП (модель Е14-140); ноутбук. Установка представляла собой станину, на которой смонтированы червячный редуктор, нагрузочный тормоз, приводной электродвигатель и пульт управления.

Эксперимент состоял в последовательном увеличении зазора между зубом червячного колеса и витками червяка. Это достигалось путем уменьшения толщины зуба червячного колеса посредством его периодического механического стачивания. Для каждого опыта производилась запись токового сигнала при различных вариантах нагрузок, создаваемых электромагнитным тормозом (ЭТ): отсутствие, половина максимальной, максимальная.

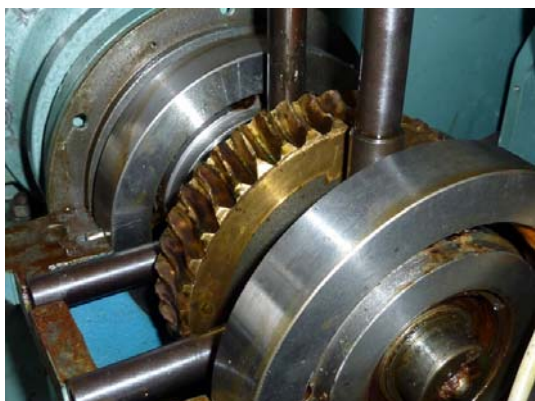
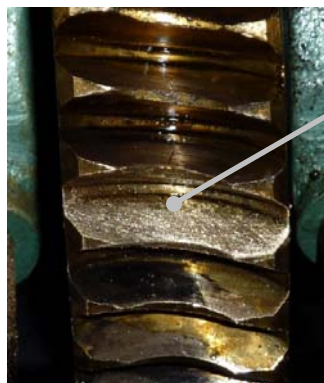


Рис. 2. Внешний вид червячного колеса



Обработанная боковая поверхность зуба

Рис. 3. Внешний вид подпиленной контактной поверхности зуба червячного колеса

Рассмотрим пример использования предлагаемой методики определения технического состояния для опыта при создаваемой ЭТ максимальной нагрузке, когда толщина зуба червячного колеса была уменьшена на 1,2 и составила 3,6 мм. Токовый сигнал, записанный для этого опыта, показан на рис. 4.

Как видно из рисунка, с периодичностью, равной одному обороту червячного колеса, в токовом сигнале появляются возмущения. То есть в результате уменьшения толщины зуба червячного колеса и деградации червячной пары, вместо процессов трения при скольжении витка червяка по зубу червячного колеса, стали происходить динамические удары (входа и выхода из зацепления дефектного зуба).

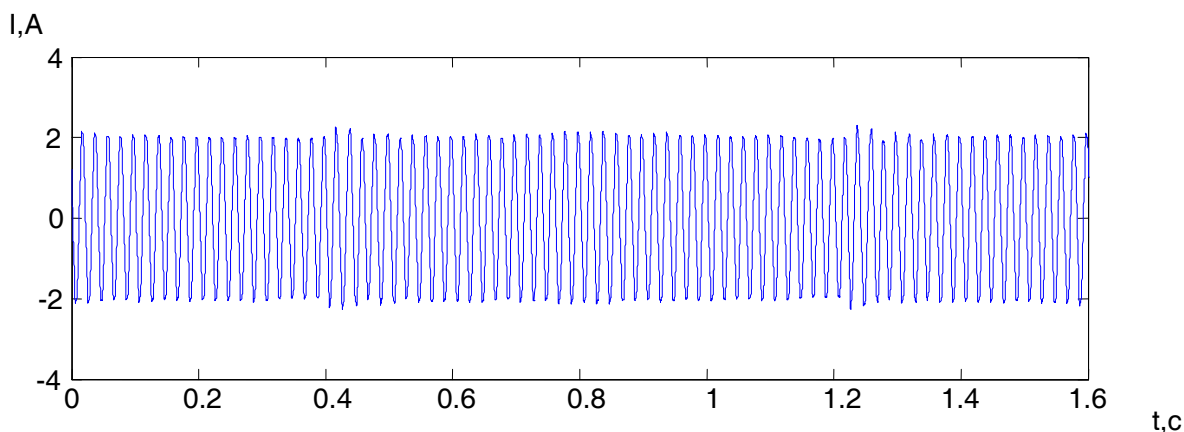


Рис. 4. Токовый сигнал

Воспользовавшись записанным токовым сигналом, построим его Фурье-спектр (рис. 5) и вейвлет-спектр (рис. 6).

В результате появления данного дефекта, в спектре, построенном при помощи Фурье-преобразования (рис. 5), происходит «размытие» частотных составляющих, и сделать однознач-

ный вывод о виде дефекта не представляется возможным.

По записанному токовому сигналу (рис. 4), после удаления сетевой составляющей, построен его вейвлет-спектр (рис. 6). В полученном вейвлет-спектре обнаружены характерные участки, один из которых отображен на рис. 7.

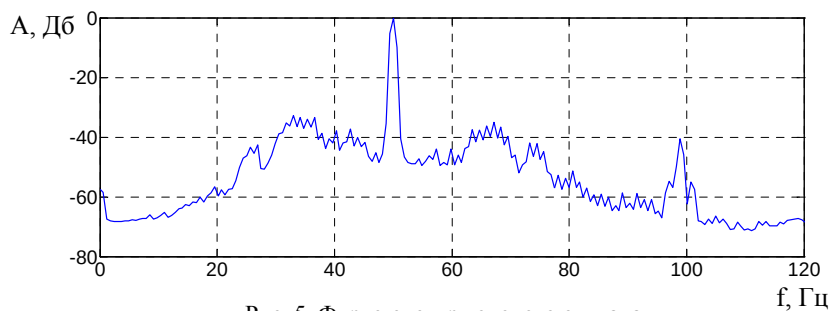


Рис. 5. Фурье-спектр токового сигнала

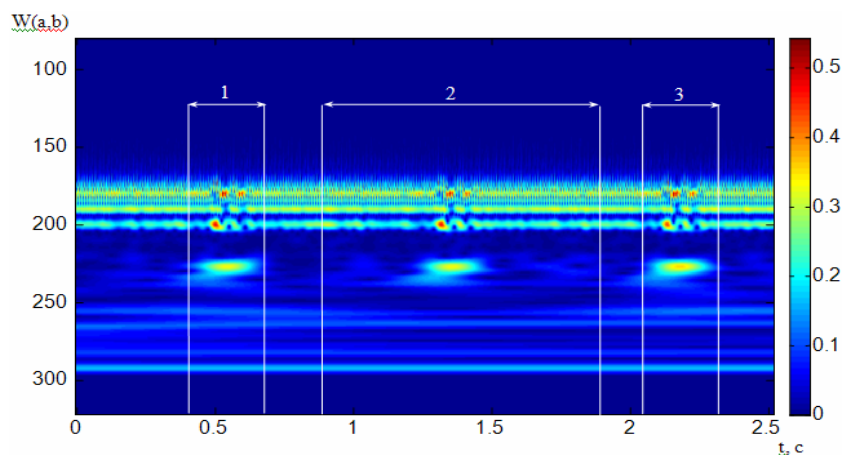


Рис. 6. Вейвлет-спектр на интервале 2,5 с

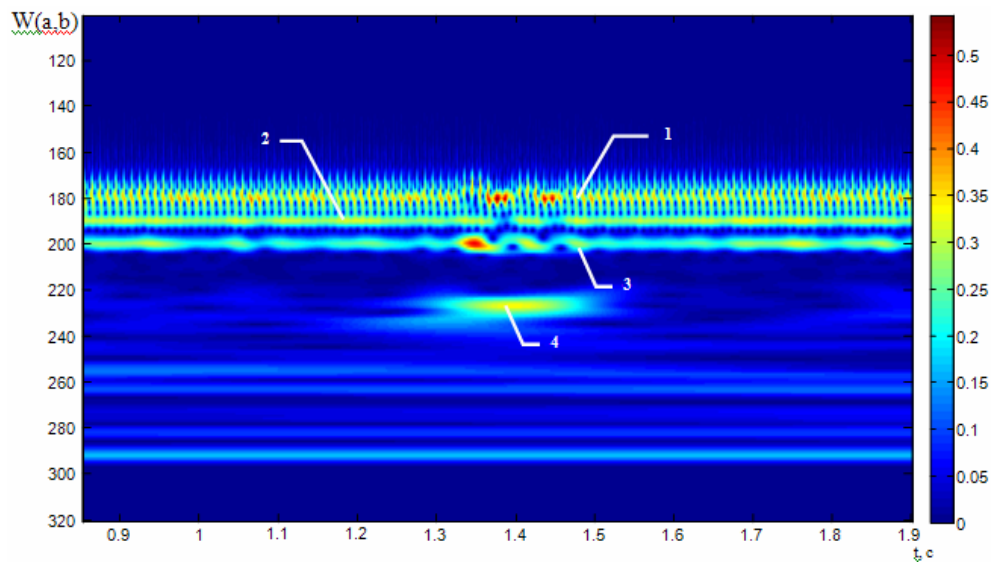


Рис. 7. Вейвлет-спектр участка от 0,85 до 1,9 с

В полосе «1» вейвлет-коэффициентов (рис. 7), наблюдаются нестационарности (в интервале от 1,3 до 1,5 с), в связи с изменением условия контакта поверхности зуба червячного колеса и червяка. Цифрами «2», «3» отмечены полосы частот отражающих процессы взаимодействия деталей в подшипниках; «4» – колебание появившиеся в результате удара.

С помощью НВП можно производить мониторинг изменения параметров, путем обнуле-

ния вейвлет-коэффициентов выше и ниже интересующей частоты и последующим ее восстановлением, по определенной полосе частот используя для этого, например, такие оценки, как математическое ожидание, дисперсия.

В результате проведенных экспериментов в токовом сигнале однозначно определены частоты, характерные для дефекта зуба червячной передачи. С помощью непрерывного вейвлет-преобразования появилась возможность не

только контролировать амплитуду частотных составляющих токового сигнала, но и также осуществлять мониторинг их изменения. Применение метода на практике подтвердило его хорошую чувствительность к определению дефектов при наличии нестационарностей, возникающих при дефектах элементов электромеханического оборудования.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Петухов, В. Диагностика состояния электродвигателей. Метод спектрального анализа потребляемого тока / В. Петухов, В. Соколов // Новости электротехники. –

2005. – № 1. – С. 21–32.

2. Сиротин, Д. В. Использование параметров токового сигнала электродвигателя для оценки технического состояния электромеханического оборудования / Д. В. Сиротин // Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Технические науки, 2006 г. – С. 57–62.

3. Смоленцев, Н. К. Основы теории вейвлетов. Вейвлеты в MATLAB / Н. К. Смоленцев. – М.: Пресс, 2005. – 304 с.

4. Астафьев, Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения / Н. М. Астафьев // Успехи физ. наук. – М., 1996. – Т. 166. – № 11. – С. 1145–1170.

5. Синельщиков, П. В. Использование непрерывного вейвлет-преобразования для диагностирования электроприводной арматуры [Электронный источник]. – Режим доступа : <http://ivdon.ru/magazine/archive/n1y2009/109/>

УДК 535.36

В. В. Яцышен, М. В. Слюсарев

V. V. Yatsishen, M. V. Slusarev

РАЗРАБОТКА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДЕФЕКТОВ ЗОНЫ СПЛАВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ

CREATING THE ULTRASONIC MEASURING SYSTEM FOR THE DEFECT DIAGNOSTIC IN THE ALLOYING ZONE OF LAYERED METAL SAMPLES

Волгоградский государственный университет

Volgograd State University

E-mail: yatsishen@list.ru

В работе построена ультразвуковая измерительная система для диагностики слоистых металлических образцов (сталь + сталь, медь + сталь), изготовленных методом сварки взрывом, при использовании оптимальных параметров диагностики. Анализ спектров отражения показывает, что наличие дефекта дает эффект полного внутреннего отражения – для всех частот из рассматриваемого диапазона энергетический коэффициент отражения равен 1; соответственно, коэффициент прохождения равен 0. Полученные результаты показывают эффективность данного подхода при диагностике металлических слоистых образцов.

Ключевые слова: ультразвуковая измерительная система, диагностика слоистых металлических образцов, анализ спектров отражения, эффект полного внутреннего отражения.

The ultrasonic measuring system for the layered metal samples diagnostic has been created. Layers steel + steel and copper + steel have been investigated. The method of welding by the explosion was used in preparation of the layered structures. If a defect is present the total reflection is observed for all frequencies used. Consequently, the energy transmission coefficient is equal zero. The efficiency of the developed method for a layered system with bi-metal layers is thereby demonstrated.

Keywords: ultrasonic measurement system, diagnostics of layered metallic samples, analysis of reflection spectra, effect of total internal reflection.

Акустические волны ультразвукового диапазона широко используются в диагностике металлов (см. [3, 4]). В настоящей работе рассматривается ультразвуковая измерительная система для диагностики слоистых металлических образцов, изготовленных методом сварки взрывом, с использованием оптимальных параметров диагностики. Слоистые металлические структуры находят широкое применение в тяжелом машиностроении, нефтяной, газовой и атомной промышленности, а также других отраслях народного хозяйства.

Покажем теоретический механизм распространения ультразвуковой волны в слоистых

металлических структурах, изготовленных методом сварки взрывом. Рассмотрим распространение плоской гармонической акустической волны с частотой ω в неоднородной по координате z среде.

Решение уравнения Гельмгольца для давления

$$\Delta\psi + k^2\psi = 0 \quad (1)$$

ищем в виде:

$$\psi(x, z) = \varphi(z) \exp(ik_{\parallel}z). \quad (2)$$

Здесь $k_{\parallel}$ – проекция волнового вектора на ось x .

Для зависящей от z функции получаем уравнение:

$$\Delta\varphi + k_z^2\varphi = 0, \quad (3)$$

$$\text{где} \quad k_z = \sqrt{k^2 - k_{\parallel}^2}, \quad k = \frac{\omega}{c_l}, \quad (4)$$

c_l – скорость звука в среде.

Для проекции скорости [1] получаем:

$$v_z = \frac{1}{i\omega\rho_0} \cdot \frac{d\varphi}{dz}. \quad (5)$$

Здесь ρ_0 – плотность среды.

Вводим обозначения:

$$\vec{Q}(z) = \begin{pmatrix} \varphi(z) \\ v_z(z) \end{pmatrix}, \quad \hat{A} = \begin{pmatrix} 0 & \omega\rho_0 \\ \frac{k_z^2}{\omega\rho_0} & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Тогда уравнения для $\varphi(z)$ и $v_z(z)$ записываются в векторном виде:

$$\frac{d\vec{Q}}{dz} = i\hat{A} \cdot \vec{Q}. \quad (7)$$

Для этого уравнения по методу, изложенному в [2], получаем следующую характеристическую матрицу:

$$\hat{M}(z) = \begin{pmatrix} \cos(\lambda_1 z) & -\frac{i}{b_1} \sin(\lambda_1 z) \\ -ib_1 \sin(\lambda_1 z) & \cos(\lambda_1 z) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

$$\text{Здесь} \quad \lambda_1 = k_z, \quad b_1 = \frac{k_z}{\omega\rho_0}. \quad (9)$$

Рассмотрим теперь систему, состоящую из n слоев.

Для характеристической матрицы многослойной системы получаем следующий результат:

$$\hat{M}(z_n) = \prod_{j=1}^n \hat{M}_j(z_j - z_{j-1}). \quad (10)$$

Здесь $d_j = z_j - z_{j-1}$ – толщина слоя, а $\hat{M}_j(z_j - z_{j-1})$ – соответствующая характеристическая матрица j -го слоя (рис. 1).

$$\varphi_i = A_0 \exp(ik_{1z}z), \quad \varphi_R = A_R \exp(-ik_{1z}z), \quad \varphi_T = A_T \exp(ik_{1z}(z - z_n))$$

$$v_z^i = A_0 \frac{k_{1z}}{\omega\rho_1} \exp(ik_{1z}z)$$

$$v_z^R = -A_R \frac{k_{1z}}{\omega\rho_1} \exp(ik_{1z}z)$$

$$v_z^T = A_T \frac{k_{1z}}{\omega\rho_t} \exp(ik_{1z}(z - z_n))$$

Здесь индексы l и t относятся к первой среде и подложке соответственно (рис. 2).

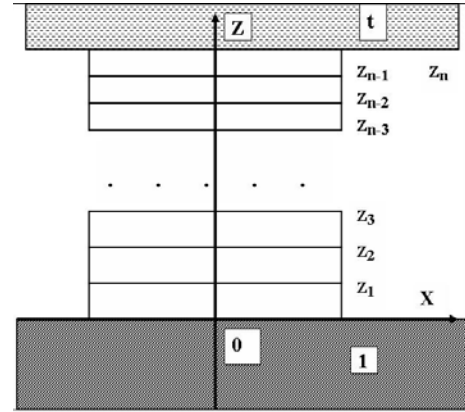


Рис. 1. Многослойная система из n слоев:
 l – область пространства, откуда приходит волна; t – подложка;
 z_j – координаты границ слоев; $d_j = z_j - z_{j-1}$ – толщина слоя

Рассматриваем теперь задачу об отражении звуковой волны на границе раздела двух сред (рис. 2).

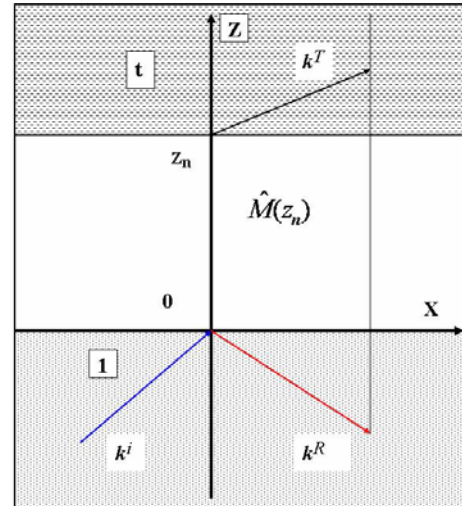


Рис. 2. Геометрия отражения звуковой волны на границе раздела двух сред – волновые вектора волн давления падающей (i), отраженной (R), прошедшей (T); $\hat{M}(z_n)$ – характеристическая матрица многослойной структуры

Для волн давления и скорости падающей (i), отраженной (R), прошедшей (T) соответственно имеем:

(11)

Рассматривая сшивание полей на границе среды, получаем следующие формулы для ам-

плитудных коэффициентов отражения и прохождения:

$$R = \frac{A_R}{A_0} = \frac{b_1(m_{11} + b_1 m_{12}) - (m_{21} + b_1 m_{22})}{b_1(m_{11} + b_1 m_{12}) + (m_{21} + b_1 m_{22})}, \quad (12)$$

$$T = \frac{A_T}{A_0} = \frac{2b_1}{b_1(m_{11} + b_1 m_{12}) + (m_{21} + b_1 m_{22})}. \quad (13)$$

Здесь m_{ij} – элементы характеристической матрицы слоистой системы; $b_i = \frac{k_{iz}}{\omega \rho_i}$.

Для энергетических коэффициентов отражения и прохождения получаем:

$$\mathcal{R} = |R|^2, \quad (14)$$

$$\mathcal{T} = \frac{\rho_1}{\rho_i} \cdot \frac{\operatorname{Re} k_{iz}}{\operatorname{Re} k_{1z}} \cdot |T|. \quad (15)$$

На рис. 3 и 4 представлены частотные спектры отражения и прохождения для различных случаев при нормальном падении. Видно, что частота 2,5 МГц попадает в область минимального отражения для параметров рис. 3, что является приемлемым. При другом значении параметров иммерсионного слоя отражение будет гораздо более значительным 75 % (рис. 4), что существенно затрудняет диагностику дефекта. Таким образом, можно подобрать оптимальные параметры этого слоя. Из рисунков видна интерференция волн из-за слоистости системы. При этом характер интерференции определяется размерами слоев и характеристиками их материалов.

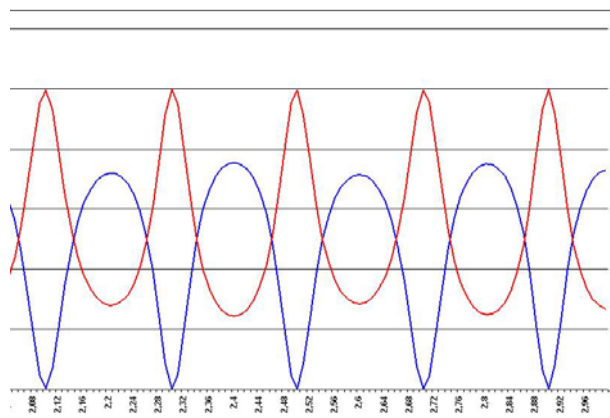


Рис. 3. Частотные спектры энергетического коэффициента отражения и прохождения для параметров иммерсионного слоя $c = 4000$ м/с, $\rho = 3000$ кг/куб. м

Рассмотрен также случай, когда биметаллический слой содержит дефект в виде тонкого воздушного слоя. Рассматривались случаи биметаллов сталь + сталь, медь + сталь.

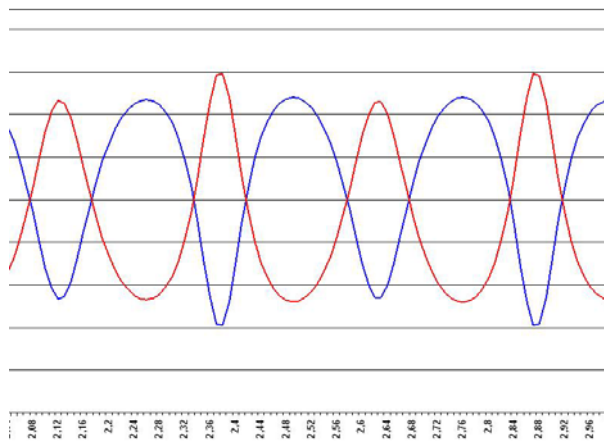


Рис. 4. Частотные спектры отражения и прохождения для параметров иммерсионного слоя $c = 5000$ м/с, $\rho = 4000$ кг/куб. м

Анализ спектров отражения показывает, что наличие дефекта дает эффект полного внутреннего отражения – для всех частот из рассматриваемого диапазона энергетический коэффициент отражения равен 1; соответственно, коэффициент прохождения равен 0. Поэтому его легко обнаружить экспериментально.

На рис. 5 и 6 приведены графики зависимостей фазы отраженной волны. Последний рисунок относится к случаю, когда биметаллический слой содержит дефект в виде тонкого воздушного слоя. Из этого графика видно, что хотя энергетический коэффициент отражения равен 1, фаза продолжает сохранять чувствительность к наличию границ многослойной системы.

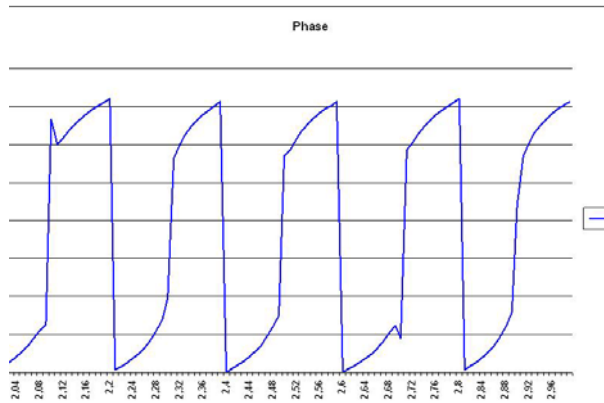


Рис. 5. Частотная зависимость фазы отраженной волны для параметров рис. 3

В настоящей работе были проведены эксперименты по диагностике дефектов в биметаллах с использованием результатов теоретического анализа и найдены оптимальные параметры для обнаружения дефектов слоистой

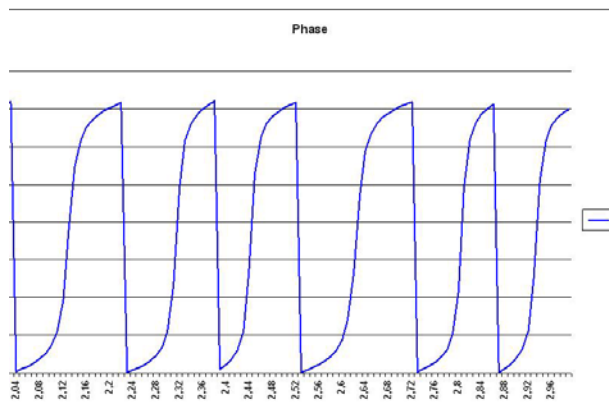


Рис. 6. Частотная зависимость фазы отраженной волны. Случай биметаллического слоя с дефектом в виде тонкого воздушного слоя

структуры. Для этого нами была построена измерительная система для диагностики слоистых металлических образцов, изготовленных методом сварки взрывом, с использованием современных ультразвуковых дефектоскопов УД2-140 и УД2-70, в которых реализованы импульсные варианты эхо-метода и зеркально-теневое метода, с последующей обработкой полученных данных.

Для проведения ультразвуковой диагностики были разработаны и изготовлены наклонные пьезоэлектрические преобразователи с углами ввода в сталь 65 и 50° с частотой ультразвукового импульса 2,5 МГц, для которых построены реверберационно шумовые характеристики, сняты амплитудно-частотные характеристики; а также в работе использовались стандартные раздельно-совмещенные пьезоэлектрические преобразователи с частотами 2,5 и 5,0 МГц. Частота повторения ультразвуковых импульсов фиксирована и равна 1 кГц. На рис. 7, 8 и 9 представлены дефектограммы, характерные для различных параметров дефекта в граничной зоне металлических слоев.

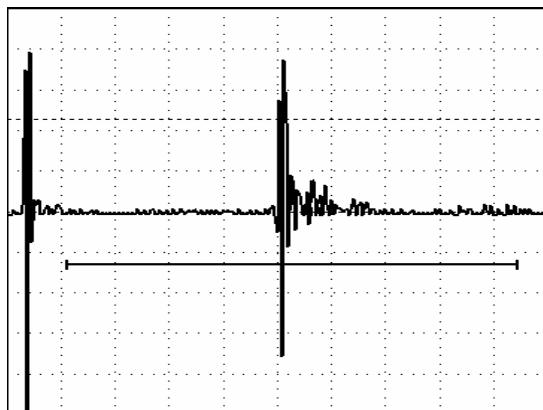


Рис. 7. Отражение импульса от зоны сплавления в отсутствии дефекта слоистая металлическая структура сталь + сталь

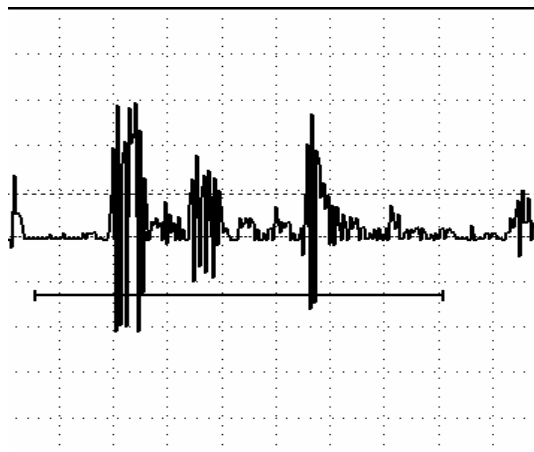


Рис. 8. Отражение импульса от дефекта размером 0,01 мм слоистая металлическая структура сталь + сталь

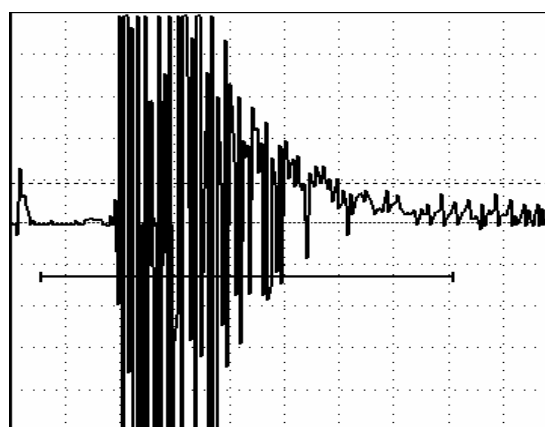


Рис. 9. Отражение импульса от дефекта размером 0,1 мм слоистая металлическая структура сталь + сталь

Таким образом, в работе построена ультразвуковая измерительная система для экспериментального анализа отражения ультразвуковой акустической волны для различных слоистых металлических образцов, изготовленных методом сварки взрывом. Одновременно построена математическая модель распространения ультразвуковой волны в слоистых металлических структурах. Полученные результаты показывают эффективность данного подхода при диагностике слоистых систем.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бреховских, Л. М. Введение в механику сплошных сред / Л. М. Бреховских, В. В. Гончаров. – М.: Наука, 1982. – 336 с.
2. Слюсарев, М. В. Исследование параметров качества биметаллических листов / М. В. Слюсарев // Вестник Волгоградского государственного университета. – 2007. – Вып. 6. – Сер. 9. – С. 176–182.
3. Хоружий, Д. Н. Применение метода характеристических матриц при расчете оптических свойств диэлектрика с учетом температурных эффектов / Д. Н. Хоружий,

В. В. Яцышен // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2005. – Т. 8. – № 2. – С. 22–25.

4. Слюсарев, М. В. Исследование рассеяния ультразвукового поля на дефектах сферической формы: прил. к журн. «Физика волновых процессов и радиотехнические системы» / М. В. Слюсарев, В. В. Яцышен // VI Международная научно-техническая конференция «Физика и технические приложения волновых процессов», Казань. – 2007. – С. 35–36.

5. Слюсарев, М. В. Акустическая диагностика напряженно-деформированного состояния металлических стержней с использованием коаксиальных волн : прил. к журн. «Физика волновых процессов и радиотехнические

системы» / М. В. Слюсарев, В. В. Яцышен // VIII Международная научно-техническая конференция «Физика и технические приложения волновых процессов», Санкт-Петербург. – 2009. – С. 12–13.

6. Коновалов, С. И. Исследование возможности получения короткого акустического импульса при подключении индуктивно-резистивной цепи на вход излучателя, нагруженного на твердое тело через контактный слой / С. И. Коновалов, А. Г. Кузьменко // Дефектоскопия. – 2004. – № 11. – С. 15–22.

7. Ультразвуковой метод измерения напряжений в деталях резьбовых соединений / В. М. Бобренко [и др.] // Дефектоскопия. – 1974. – № 1. – С. 72–81.

РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

УДК 621.375.7

Л. В. Черкесова, А. Н. Заиченко
L. V. Cherckesova, A. N. Zaichenko

АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ СВЯЗИ КОНТУРОВ НЕЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАТОРА В ВЫСШИХ ЗОНАХ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ **ANALYSIS OF NONLINEAR RESONATOR CONTOURS COMMUNICATION FUNCTIONS IN HIGHER ZONES OF INSTABILITY ELECTROMAGNETIC OSCILLATIONS**

**Южный федеральный университет
 Южно-Российский государственный технический университет
 (Новочеркасский политехнический институт)**

**South Federal University
 South Russian State Technical University
 (Novocherkassk Polytechnical Institute)**

E-mail: Chia2002@inbox.ru, Za_Al@mail.ru

В статье исследуется связь между контурами нелинейного резонатора, определяемая функциями связи, входящими в полученную ранее математическую модель нелинейной параметрической зонной (пазонной) системы – НПС. С помощью моделирующих компьютерных программ установлено поведение самих нелинейных функций связи и их различных сочетаний (сумм и произведений), входящих в математические модели – дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами. Проанализировано взаимодействие между контуром накачки и колебаниями резонансного контура системы в высших зонах неустойчивости. Выяснено влияние асимметрии системы на поведение функций связи. Установлено, что чем больше процент асимметрии системы, тем меньше проявляется параметрический механизм обмена энергией внешней силы (накачки) с резонансным контуром.

Ключевые слова: нелинейный резонатор, параметрический резонанс, резонансный контур, высшие зоны неустойчивости электромагнитных колебаний, функции связи между контурами, четные гармоники, неидентичность физических параметров внутренней структуры системы, учет асимметрии системы, разброс параметров магнитных сердечников.

Communication functions between contours of nonlinear resonator is investigated in this article. By means of modelling computer programs, the behaviour of nonlinear functions of communication and their various combinations (their sums and multiplications, entering into mathematical models – nonlinear differential equations with periodic factors) is established. Interaction between rating contour and resonant contour oscillations of nonlinear parametrical zone system in the higher zones of electromagnetical oscillations instability is analyzed. Influence of system asymmetry on behaviour of communication functions is found out. It is established, that the more percent of system asymmetry, then the less the parametrical mechanism of exchange by energy of external force (rating) with resonant contour is observed.

Keywords: nonlinear resonator, parametrical resonance, resonant contour, higher zones of instability of oscillations, communication functions, even harmonics, non-identity of physical parameters of internal structure of system, account of system asymmetry, disorder of parametres of magnetic cores.

Одной из разновидностей нелинейных резонаторов является *нелинейная параметрическая зонная (пазонная) система (НПС)* с переменной реактивностью, в качестве которой может выступать индуктивность или емкость. Такая система способна функционировать в радиочастотном, микроволновом и оптиче-

ском диапазонах (УВЧ, СВЧ, КВЧ, ГВЧ). Принцип ее работы основан на явлении нелинейного параметрического резонанса – преобразовании внешнего воздействия накачки (входного сигнала) в соответствующее изменение амплитуды параметрических колебаний [1–9].

По обмоткам накачки подобного преобразователя протекает ток возбуждения накачки i_0 с частотой ω_0 , изменяющий индуктивность рассматриваемых обмоток накачки с удвоенной частотой. На эту частоту и настроен резонансный контур. При этом значительно усиливается *вторая гармоника* частоты возбуждения спектра случайных сигналов (флуктуаций) резонансного контура за счет проявления нелинейного параметрического эффекта [1–3]. Если настроить резонансный контур НПС путем подбора величины тока накачки или изменить его динамические параметры путем изменения емкости и числа витков обмоток, то можно получить и использовать частоту тока возбуждения, кратную частоте накачки [4]. Для НПС с сосредоточенными параметрами из n цепей на k сердечниках (рис. 1) рабочий режим будет определяться величиной тока, обуславливающего необходимую глубину модуляции индуктивности. В установившемся режиме в резонансных контурах могут одновременно генерироваться параметрические колебания с частотами $2n\omega$ ($n = 1/3; 1/2; 1; 2; 3 \dots$). Одновременные колебания обусловлены тем, что в резонансных контурах всегда существуют электрические флуктуации, среди которых есть колебания с нужной фазой и частотой, на которую и настроен соответствующий контур. Эти колебания будут усилены за счет параметрического эффекта [1–3]. Связь между контурами осуществляется путем размещения на общих сердечниках резонансных обмоток различных контуров, и определяется *функциями связи*. Колебания будут происходить до тех пор, пока включен генератор накачки [5]. Управлять этими колебаниями можно путем включения и выключения генератора накачки или путем подачи сигналов, превышающих по мощности параметрические колебания в контуре. Это обычный режим работы НПС как параметрического генератора. Колебания в резонансных контурах являются устойчивыми лишь при нагрузке, меньшей определенного критического значения. Если значения сопротивлений $R_2 \dots R_n$ (рис. 1) больше критических, то колебания срываются. Введением соответствующего сопротивления в один из резонансных контуров НПС можно осуществить управление работой всей системы, когда в одном указанном резонансном контуре колебания срываются, а в других резонансных контурах – нет. При вве-

дении сопротивлений в другие резонансные контуры наблюдается тот же эффект. При значениях сопротивлений, равных критическим, наблюдается регенеративный режим [4, 5].

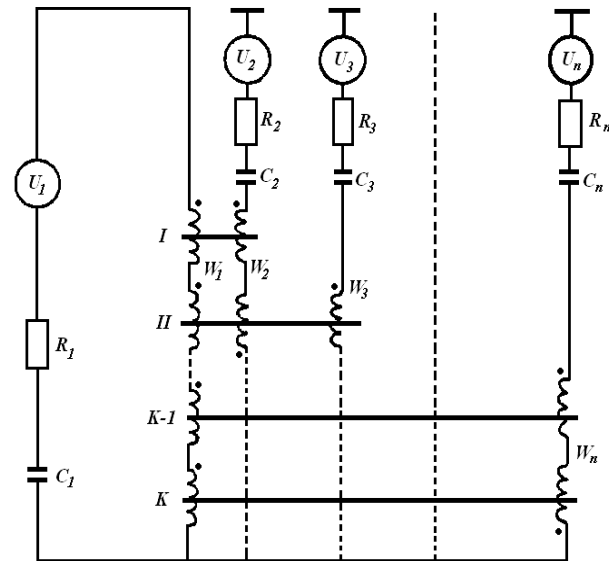


Рис. 1. Нелинейная параметрическая зонная система с сосредоточенными параметрами из n цепей на k сердечниках

Следует отметить, что при *увеличении частоты накачки* и при постоянной амплитуде напряжения генератора накачки сначала создаются условия для возбуждения высших гармоник, а затем низших. С *увеличением же амплитудного значения напряжения накачки*, при постоянной ее частоте, сначала создаются условия генерации колебаний для низших гармоник тока.

Таким образом, *можно осуществить переход из одной области параметрических колебаний в другую* при условии изменения амплитуды или частоты напряжения накачки. Преобразование энергии в системе происходит в соответствии с теоремой Менли – Роу [3, 4]. Для работы многоконтурной системы на трех частотах (рис. 1) можно охарактеризовать три режима [4]:

1. Режим, когда $\omega_2 = \omega_0 + \omega_1$. Переменная реактивность (индуктивность или емкость) может потреблять мощность на частоте внешнего воздействия (накачки) ω_0 и генерируемого сигнала ω_1 и отдавать ее на комбинационной частоте ω_2 . В системе наблюдается усиление сигнала частоты накачки ω_0 путем преобразования частоты ω_1 в ω_2 , благодаря перекачке мощности внешнего воздействия. В этом режиме НПС функционирует как *нерегенеративный устойчивый параметрический усилитель*.

2. Режим, когда $\omega_2 = \omega_1 - \omega_0$. В этом случае мощность внешнего воздействия накачки преобразуется как в мощность комбинационной частоты, так и в мощность на частоте генерируемого сигнала ω_1 . Переменная реактивность ведет себя как отрицательное сопротивление, и система представляет собой регенеративный, потенциально неустойчивый усилитель.

3. Режим, когда в системе имеют место частоты ω_1 и $\omega_2 = n\omega_1$. Получается случай умножения частоты колебаний в высших зонах параметрической неустойчивости. В такой системе можно получить КПД до 100 %.

В НПС с сосредоточенными параметрами из двух цепей на двух сердечниках (рис. 2) объектом параметрического усиления являются четные гармоники сигнала i_0 , которые появляются и складываются в обмотках управления согласно выбранной фазировке. Эти гармоники служат вынуждающей силой параметрического резонансного контура. Амплитуда и фаза колебаний в резонансном контуре будут определяться величиной и полярностью входного сигнала i_0 . Если i_0 медленно меняется, то соответственно будет промодулировано переменное вынуждающее напряжение, а вместе с ним промодулированы и усилены четные гармоники напряжения.

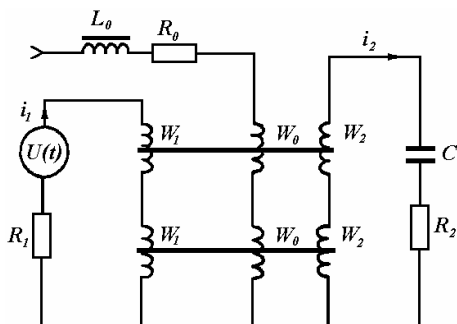


Рис. 2. Параметрический преобразователь индуктивного типа с цепью управления (усилитель-модулятор)

В реальных устройствах наблюдаются и нечетные гармоники вследствие электрических флуктуаций. Приведенная система может усиливать постоянные, медленно меняющиеся и высокочастотные сигналы, частота которых кратна частоте напряжения накачки [4, 6].

При взаимодействии НПС, как резонансной системы, с интенсивным внешним воздействием различной природы, наряду с изменением дисперсных свойств активной среды и диссипа-

тивных свойств системы наблюдается явление возбуждения параметрических колебаний. При этом возникают различные процессы параметрических взаимодействий, от экспоненциального возрастания флуктуаций – до установления стационарного режима и гашения колебаний в высших зонах неустойчивости. Эти явления имеют место при определенных рациональных и иррациональных соотношениях собственной частоты системы и частоты внешнего воздействия, потерь и степени модуляции параметра (реактивности) НПС [6, 7].

В реальных резонансных системах внешнее воздействие на физический объект обычно асимметрично и носит сложный полигармонический характер, поэтому исследование отклика колебательной системы при воздействии спектра гармоник представляет особый интерес. Исследование энергетических процессов в НПС при интенсивном внешнем воздействии на реактивный элемент (среду) системы позволяет увеличить эффективность такого рода взаимодействий и представляет практический интерес для проектирования управляемых режимов воздействия и построения преобразователей, использующих такой принцип работы [6, 7].

При незначительной расстройке системы и значительной интенсивности внешнего воздействия (накачки) параметрические колебания в резонансной системе возбуждаются лишь при определенных потерях в системе, зависящих от их критического значения. При потерях, превышающих критическое значение, порции энергии, вносимые за счет параметрического механизма передачи в систему, недостаточны для компенсации затухания (диссипации). Потери в резонансной системе, равные критическому значению, способствуют созданию устойчивого режима колебаний в соответствующих зонах неустойчивости и позволяют управлять колебательным процессом в системе незначительными по интенсивности внешними сигналами. При этом фаза параметрических колебаний будет определяться фазой входного сигнала воздействия. Асимметрия воздействия приводит к неравномерной амплитудной характеристике синусоидальной и косинусоидальной составляющих колебания отклика системы [8, 9].

При рассмотрении взаимодействий в реальной среде формализация основана на том, что ее представляют в виде открытой системы, в которой выделяют структурные элементы, связанные с одним видом энергии (магнитной, электрической, кинетической, потенциальной,

тепловой и их аналогами), ее источники и стоки, строят структурную схему и математическую модели. При этом теоретические исследования представляют значительную трудность для аналитических вычислений в силу нелинейности протекающих физических процессов и связанной с этим сложности математического аппарата описания взаимодействий в системе [1–4].

В качестве физической модели резонансной системы усилитель-модулятор (рис. 2) представлен *трехконтурной электрической схемой*, на которой указаны соответствующие обозначения и соединения обмоток. Потери в контурах усилителя учтены соответствующими сопротивлениями резисторов R_0 , R_1 и R_2 . Собственная частота такой системы будет определяться величиной индуктивности элементов на магнитных сердечниках I и II и емкостью конденсатора C резонансного контура.

Исследуем характер колебаний в НПС при воздействии на нее *полигармонического сигнала* и появления при этом дополнительных гармоник в ее результирующих колебаниях. В резонансной системе с сосредоточенными параметрами, при внешней накачке в виде $e_n(t) = U_m \sin(\omega t + \varphi)$ и наличии дополнительного входного сигнала в цепи управления в виде $e_o(t) = A_0 + \sum_{k=1}^n A_k \sin(k\omega t + \varphi_k)$, где A_0 – посто-

янная амплитудная составляющая внешнего воздействия, а A_k – амплитудная составляющая для k -й гармоники, входной ток, протекающий по обмоткам управления W_0 , нарушает симметрию магнитного потока и вызывает появление четных гармоник входного напряжения накачки, которые и являются вынуждающей силой параметрического контура.

Математическая модель такой системы получена на основе законов Кирхгофа и полного тока [4, 6]. Аппроксимация нелинейной зависимости напряженности магнитного поля H от индукции B проведена в виде гиперболического синуса $H = \alpha sh \beta B$, где α , β – коэффициенты аппроксимации; B , H – мгновенные значения, соответственно, магнитной индукции и напряженности магнитного поля в сердечнике. Математическая модель системы учитывает синусную и косинусную составляющие в спектре выходного сигнала в высших зонах неустойчивости НПС [7, 8].

Рассмотрим систему НДУ с периодически коэффициентами, характеризующую рассмотренную НПС с учетом ее диссипации (потерь) и асимметрии внутренней структуры (неидентичности параметров элементов) системы. При этом внешнее полигармоническое воздействие представим в виде разложения на гармонические составляющие.

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\tau} + \gamma_1 \left(D_1 - \varepsilon D_3 - \frac{\delta}{2} (xD_2 + yD_4) \right) = U'_m \cos \tau; \\ \frac{d^2 y}{d\tau^2} + \gamma_2 \frac{d}{d\tau} \left(D_3 - \varepsilon D_1 - \frac{\delta}{2} (yD_2 + xD_4) \right) - \gamma'_2 \frac{di_0}{d\tau} + \gamma_3 \left(D_3 - \varepsilon D_1 - \frac{\delta}{2} (yD_2 + xD_4) \right) - \gamma'_3 i_0 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\tau = \omega t$; $D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$; $D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$;

$D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; $D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$;

$$\gamma_1 = \frac{\alpha \beta l R_1}{S W_1^2 \omega}; \quad \gamma_2 = \frac{\alpha \beta l R_2}{S W_2^2 \omega}; \quad \gamma'_2 = \frac{W_0 \beta R_0}{S W_2^2 \omega};$$

$$\gamma_3 = \frac{\alpha \beta l}{S W_2^2 \omega^2 C}; \quad \gamma'_3 = \frac{W_0 \beta}{S W_2^2 \omega^2 C}; \quad U'_m = \frac{\beta U_m}{S W_1 \omega};$$

$$i_0 = e^{\theta \tau} \left(\int e^{\theta \tau} (-\theta_1 \dot{y} + A_0 + \sum_{k=1}^n A_k \sin k(\tau + \psi_k)) d\tau + C \right),$$

$$\text{где } \theta = \frac{R_0}{\omega L_0}; \quad \theta_1 = \frac{S W_0}{\beta L_0}; \quad A_0 = \frac{U_0}{\omega L_0}; \quad A_k = \frac{U_k}{\omega L_0};$$

L_0 – индуктивность цепи; W_0 , R_0 , i_0 – число витков, сопротивление и ток обмотки управления; U_0 , U_k – амплитуда постоянной и k -й составляющей управляющего воздействия.

В системе НДУ (1) переменная y имеет физический смысл напряжения на обмотках резонансного контура; переменная x представляет собой напряжение на обмотках цепи возбуждения (контура накачки); S и l – площадь поперечного сечения и длина средней магнитной линии магнитных сердечников; W_1 и W_2 – число витков в цепи возбуждения и в резонансной цепи; C – емкость резонансной цепи; R_0 , R_1 и R_2 – активные сопротивления соответственно в цепи управления, цепи возбуждения и в резонансной цепи; ω – круговая частота накачки, $\tau = \omega t$ – приведенное время. Выражения D_1 – D_4 (произве-

дения гиперболических функций) представляют собой функции связи контуров (цепи возбуждения контура накачки и резонансного контура).

В свою очередь, величины α и β зависят от магнитной проницаемости сердечника и интенсивности приложенного воздействия (поля накачки).

Рассмотрим физические процессы в НПС при наличии асимметрии внутренней структуры и полигармоническом внешнем воздействии. Для анализа процессов, протекающих в НПС, имеющей неидентичность физических параметров внутренней структуры, введем в данное уравнение коэффициенты – малые величины асимметрии ε , δ , ρ , η и ξ , которые будут учитывать ее асимметрию через отклонение параметров от их среднего результирующего значения. Следовательно, неидентичность магнитных сердечников будет выражаться различием коэффициентов аппроксимации нелинейности:

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\tau} - \rho \frac{dy}{d\tau} + \gamma_1 \left[D_1 - (\varepsilon + \eta - \xi) D_3 - \frac{\delta}{2} (xD_2 + yD_4) \right] = U'_m \cos \tau; \\ \frac{d^2 y}{d\tau^2} - (\xi + \rho) \frac{d^2 x}{d\tau^2} + \gamma_2 \frac{d}{d\tau} \left[D_3 - (\varepsilon + \eta) D_1 - \frac{\delta}{2} (yD_2 + xD_4) \right] + \gamma_3 \left[D_3 - (\varepsilon + \eta) D_1 - \frac{\delta}{2} (yD_2 + xD_4) \right] = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где выражения $D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$; $D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$;

$D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; $D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$ – описанные выше функции связи цепи возбуждения контура накачки и резонансного контура.

Таким образом, получена система двух НДУ второго порядка с периодическими коэффициентами относительно мгновенных значений индукции. Первое уравнение описывает цепь возбуждения, второе – резонансную цепь. Коэффициенты γ_1 , γ_2 , γ_3 , U'_m содержат конструктивные параметры системы. Система уравнений (2) определяет совокупность всех физических процессов, протекающих в асимметричной системе. Учет асимметрии системы (с помощью коэффициентов при соответствующих членах уравнения) дает возможность оценить влияние разброса параметров магнитных сердечников и числа витков при проектировании параметрических преобразователей.

В соответствии с ранее принятой методикой построения моделей [1–9], найдем токи в цепи накачки i_1 и резонансной цепи i_2 . Учитывать асимметрию магнитных сердечников будем малыми величинами ε и δ . Получим следующую систему уравнений для токов:

$$\alpha_1 = \alpha(1 - \varepsilon), \quad \alpha_2 = \alpha(1 + \varepsilon), \quad \beta_1 = \beta(1 - \delta), \\ \beta_2 = \beta(1 + \delta)$$

и разницей сечения и длины средней магнитной линии:

$$S_1 = S(1 - \rho), \quad S_2 = S(1 + \rho), \quad l_1 = l(1 - \eta), \\ l_2 = l(1 + \eta),$$

а неидентичность обмоток резонансной цепи учитывается выражениями:

$$W'_2 = W_2(1 - \xi), \quad W''_2 = W_2(1 + \xi),$$

где α_1 , α_2 , β_1 , β_2 , S_1 , S_2 , l_1 , l_2 , W'_2 , W''_2 – параметры асимметричной системы.

Пренебрегая величинами второго порядка малости, при условии малости δ ($\delta \rightarrow 0$), имеем: $sh\delta\beta B \cong \delta\beta B$, $ch\delta\beta B \cong 1$.

Преобразуем исходную систему НДУ относительно новых выражений:

$$\begin{cases} i_1 = \frac{\alpha l}{W_1} \left[D_1 - \varepsilon D_3 - \frac{\delta}{2} (xD_2 + yD_4) \right]; \\ i_2 = \frac{\alpha l}{W_2} \left[D_3 - \varepsilon D_1 - \frac{\delta}{2} (xD_2 + yD_4) \right], \end{cases} \quad (3)$$

где D_1, D_2, D_3, D_4 – функции связи контуров, описанные выше.

При исследовании сложных многоконтурных НПС встречаются математические модели, включающие суммы произведений гиперболических функций. Такие выражения характеризуют нелинейную связь контуров цепи возбуждения контура накачки и резонансного контура, обусловленную модуляцией энергоемкого индуктивного элемента. Для системы из двух цепей на двух сердечниках уравнение связи является произведением двух функций:

$$\begin{cases} i_1 = \frac{\alpha l}{W_1} sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} = \frac{\alpha l}{W_1} D_1; \\ i_2 = \frac{\alpha l}{W_2} sh \frac{y}{2} ch \frac{x}{2} = \frac{\alpha l}{W_2} D_3. \end{cases} \quad (4)$$

Для цепи накачки контура возбуждения функции связи записываются в виде:

$$SC = \sum_{i=1}^K sh(x_i) ch(y_i) \quad (5)$$

Для резонансных цепей функции связи записываются в виде:

$$SC = \sum_{i=1}^n sh(y_i)ch(x_i), \quad (6)$$

где SC – обозначение функции связи; x_i, y_i – переменные величины.

Так как функции связи определяют токи (напряжения) в системе, то исследование этих функций представляет собой определенный интерес.

Учитывая, что выражения для величин x и y

имеют вид:

$$\begin{cases} x = 2B_H \sin(\omega t + \varphi); \\ y = 2 \sum_{k=1}^K B_K \sin k(\omega t + \varphi_K), \end{cases} \quad (7)$$

где B_H, B_K – амплитуды магнитной индукции накачки и колебаний в резонансных контурах; φ, φ_K – соответственно фазы этих колебаний, найдем значения производных тока для двухконтурной системы, согласно выражению (5):

а) первая производная тока в первом приближении:

$$\begin{aligned} & \left(sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) \right)'_t = \\ & = \omega \cdot \left[B_H \cos(\omega t + \varphi) \cdot sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) + \right. \\ & \quad \left. + B_1 \cos 1(\omega t + \varphi_1) sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))sh(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) \right]; \end{aligned} \quad (8)$$

б) первая производная тока во втором приближении:

$$\begin{aligned} & \left(sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) \right)'_t = \\ & = \omega \cdot \left[B_H \cos(\omega t + \varphi) \cdot ch(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) + \right. \\ & \quad \left. + (B_1 \cos 1(\omega t + \varphi_1) + 2B_2 \cos 2(\omega t + \varphi_2)) sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))sh \left(\begin{matrix} B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + \\ + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2) \end{matrix} \right) \right]; \end{aligned} \quad (9)$$

в) вторая производная тока в первом приближении:

$$\begin{aligned} & \left(sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) \right)''_t = \\ & = \omega^2 \cdot \left[-B_H \sin(\omega t + \varphi)ch(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) + \right. \\ & \quad + (B_H^2 \cos^2(\omega t + \varphi) + B_1^2 \cos^2 1(\omega t + \varphi_1)) sh(B_H \sin(\omega t + \varphi)) \times \\ & \quad \times ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) + 2B_H \cos(\omega t + \varphi)B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) \times \\ & \quad \times ch(B_H \sin(\omega t + \varphi))sh(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) - B_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \times \\ & \quad \times sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))sh(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1)) \left. \right]; \end{aligned} \quad (10)$$

г) вторая производная тока во втором приближении:

$$\begin{aligned} & \left(sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) \right)''_t = \\ & = \omega^2 \cdot \left[-B_H \sin(\omega t + \varphi)ch(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) + \right. \\ & \quad + \left(B_H^2 \cos^2(\omega t + \varphi) + (B_1 \cos 1(\omega t + \varphi_1) + 2B_2 \cos 2(\omega t + \varphi_2))^2 \times \right. \\ & \quad \left. sh(B_H \sin(\omega t + \varphi))ch(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) + \right. \\ & \quad \left. + 2B_H \cos(\omega t + \varphi)(2B_2 \cos 2(\omega t + \varphi_2) + B_1 \cos 1(\omega t + \varphi_1)) \times \right. \\ & \quad \times ch(B_H \sin(\omega t + \varphi))sh(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) - \\ & \quad \left. - (B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + 4B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2))ch(B_H \sin(\omega t + \varphi)) \times \right. \\ & \quad \left. \times sh(B_1 \sin 1(\omega t + \varphi_1) + B_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2)) \right. \left. \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

В выражения для производных тока (8)–(11) входят произведения гиперболических функций связи как коэффициенты D_1, D_2, D_3, D_4 в уравнениях (1)–(6). Двумерные графики поведения этих функций, полученные вручную, приведены на рис. 3, а–г. Поведение функций

связи в пространстве уточнено в специальной программе COMMUNICATION_FUNCTIONS, написанной на языке программирования Delphi 2006 (свободно распространяемая версия). Трехмерные графики изображены на рис. 3, д–з.

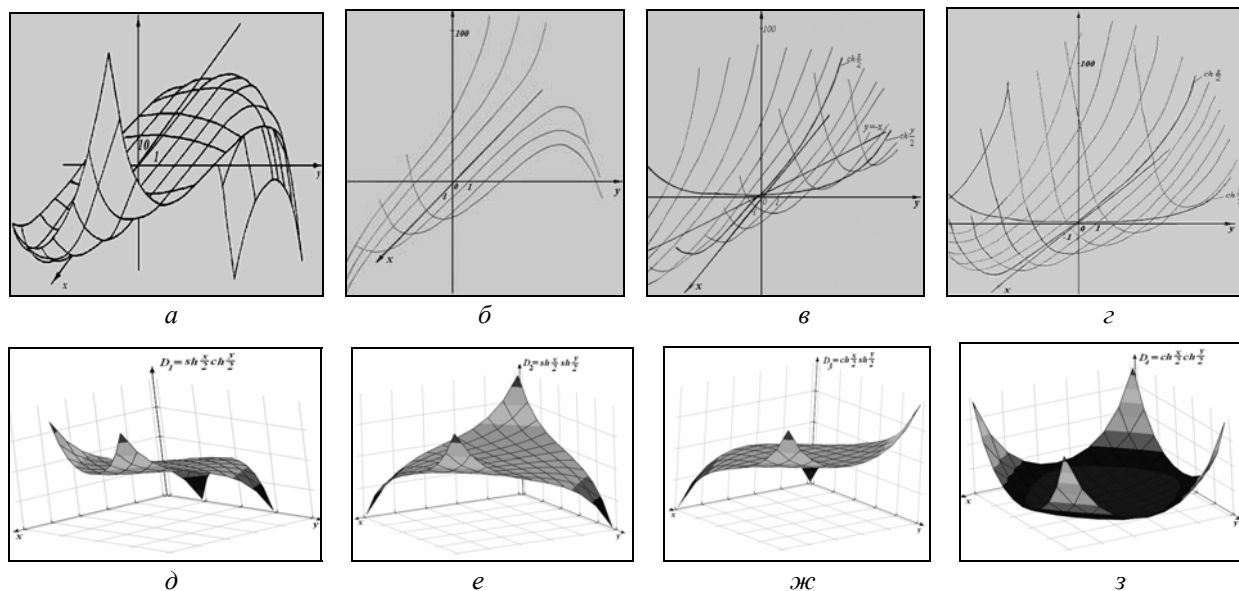


Рис. 3. Функции связи контуров нелинейной параметрической зонной системы (цепи возбуждения контура накачки и резонансного контура):

а – $D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$; б – $D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; в – $D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; г – $D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$, полученные экспериментальным путем и построенные вручную; д – $D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$; е – $D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; ж – $D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; з – $D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$, полученные с помощью компьютерного моделирования в программе COMMUNICATION_FUNCTION

Анализ функций связи с учетом асимметрии НПС, определяющих взаимодействие между накачкой и колебаниями системы в высших зонах неустойчивости

Построенные выше математические модели асимметричной НПС при гармоническом воздействии (1) и при полигармоническом воздействии (2) содержат функции связи D_1 – D_4 , которые учитывают взаимодействия между внешней силой (накачкой) и колебаниями системы. Они представляют собой произведение двух гиперболических функций, аргументами которых являются амплитуды воздействия и отклика асимметричной нелинейно-параметрической зонной системы ($D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$; $D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; $D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$; $D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$). Исследование таких выражений представляет интерес, так как характеризует нелинейную связь цепи возбуждения и резонансного контура.

Поведение сочетаний (сумм) этих функций приведено на рис. 4. При построении этих зависимостей значения x и y изменяются в пределах 0...10.

Результаты исследований произведений функций связи приведены на рис. 5.

Зная характер изменения коэффициентов (функций связи), можно судить об изменении характеристик токов НПС. Коэффициенты $\gamma_1, \gamma_2, \gamma'_2, \gamma_3, \gamma'_3, U'_m$ необходимы для расчета оптимальных характеристик системы.

Величина аргументов таких гиперболических функций зависит от интенсивности внешних и внутренних сил, а также от способов введения энергии в систему. По характеру их изменения можно судить об изменении амплитудных характеристик параметрических колебаний, причем на колебательные свойства системы будут оказывать влияние как аргументы функций связи, так и степень ее асимметрии через соответствующие коэффициенты уравнения. Исследуем функции

связи, которые входят в математические модели асимметричной НПС (1) и (2). Функции связи оп-

ределяют количественную связь между внешним воздействием и колебаниями системы.

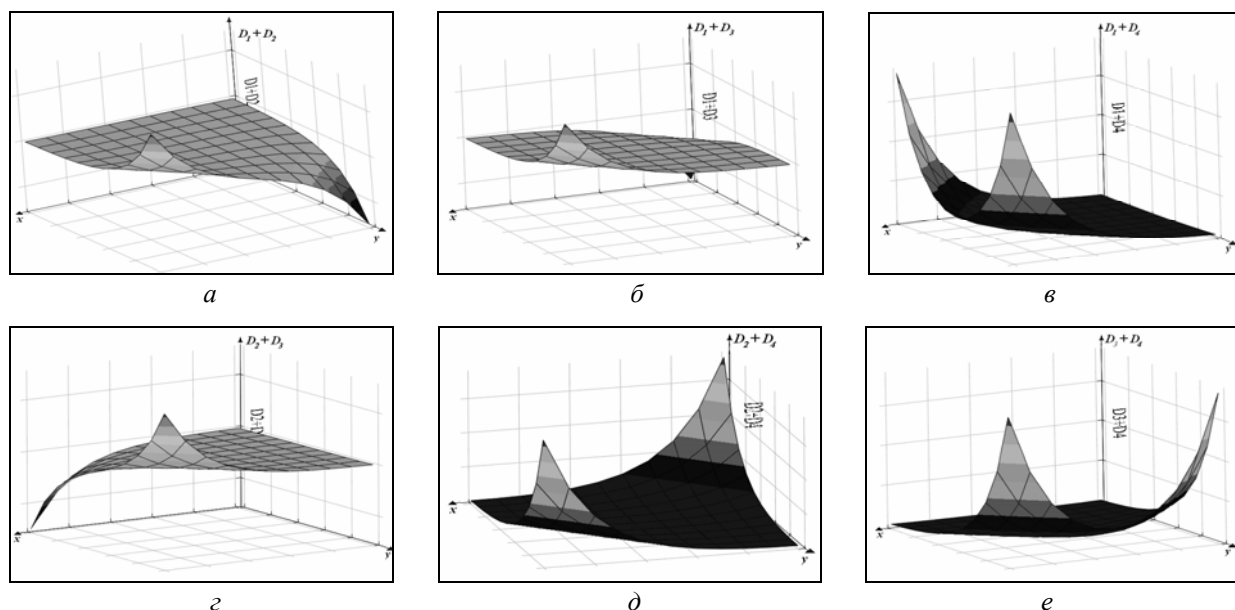


Рис. 4. Графическое изображение различных сочетаний сумм функций связи:

$$a - D_1 + D_2 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} + sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}; \quad b - D_1 + D_3 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} + ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}; \quad v - D_1 + D_4 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} + ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2};$$

$$z - D_2 + D_3 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2} + ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}; \quad d - D_2 + D_4 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2} + ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}; \quad e - D_3 + D_4 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2} + ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$$

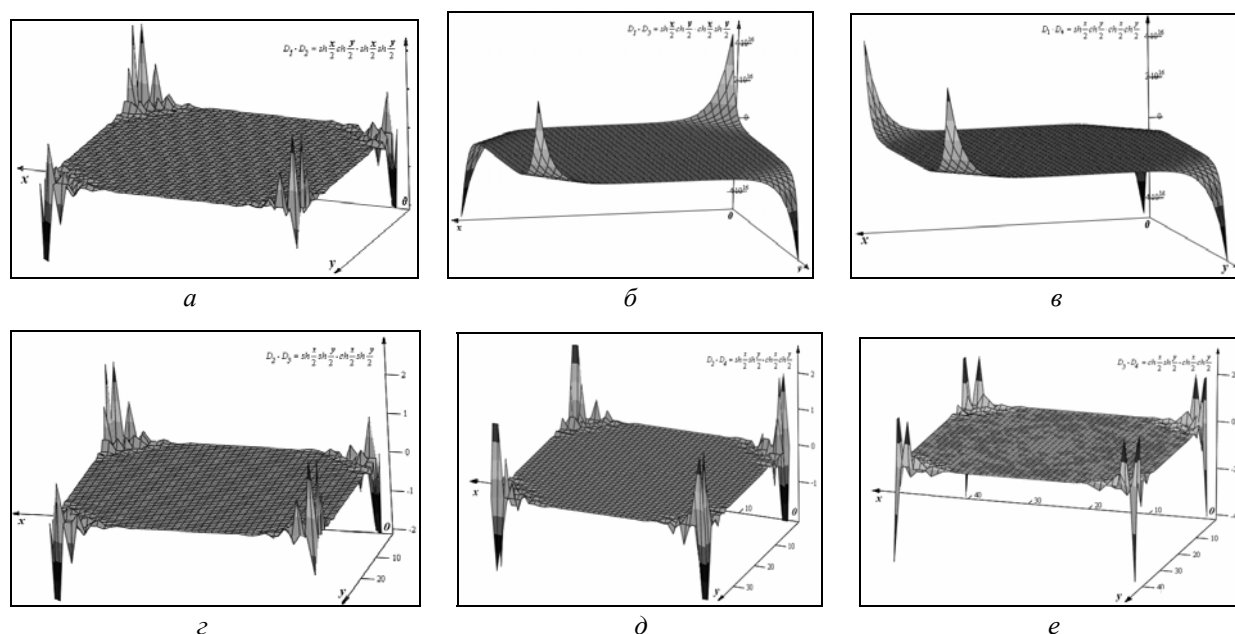


Рис. 5. Графическое изображение различных сочетаний произведений функций связи:

$$a - D_1 \cdot D_2 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} \cdot sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}; \quad b - D_1 \cdot D_3 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} \cdot ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}; \quad v - D_1 \cdot D_4 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2} \cdot ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2};$$

$$z - D_2 \cdot D_3 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2} \cdot ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}; \quad d - D_2 \cdot D_4 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2} \cdot ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}; \quad e - D_3 \cdot D_4 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2} \cdot ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$$

В продолжение работ [8, 9], рассмотрим влияние асимметрии – неидентичности пара-

метров элементов системы (ε , δ , ρ , η , ξ) на интенсивность протекающих в ней параметриче-

ских взаимодействий. При этом функция D_3 представляет собой произведение двух гиперболических функций, из которых одна, аргументом которой является зависимая переменная рассматриваемого резонансного контура, повторяет функцию аппроксимации нелинейности, а другая, аргументом которой является действующее возбуждение, – функцию инверсной динамической реактивности [8, 9]:

$$\Gamma_d = \frac{1}{L_d} = \frac{ch(\beta B_H \sin \omega t)}{L_0},$$

где $L_0 = \frac{W^2 S}{\alpha \beta l}$.

Как было показано выше, разложение сомножителей функций связи и их производных в ряд Фурье, коэффициентами которого являются модифицированные функции Бесселя (при ограничении количества членов ряда), позволяет получить нелинейные дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами и явным возбуждением. При малых амплитудах воздействия исходные системы уравнений (1) и (2) распадаются на два несвязанных линейных ДУ, что соответствует двум изолированным линейным контурам.

В работе [4] показано, что для колебательной системы из двух нелинейных контуров урав-

нение связи представляет собой произведение двух гиперболических функций, для трех контуров – сумма произведения двух функций.

Для систем из n контуров на k сердечниках связь между контурами выражается функциями связи, которые, в общем виде, можно записать:

для контура возбуждения: $f_B = \sum_{i=1}^k sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$; для

резонансного контура: $f_P = \sum_{i=1}^n sh \frac{y}{2} ch \frac{x}{2}$ [4–6].

Такая математическая запись для описания взаимодействий в системе через функции связи является общей для класса устройств на основе связанных (или несвязанных) нелинейных контуров и приобретает практическое значение при решении оптимизационных задач при проектировании. Исследуем функции связи D_1 – D_4 по общей схеме: найдем область определения и область значений функции; четность, нечетность функции по каждой переменной; промежутки возрастания (убывания); максимумы и минимумы; поведение функции на границе области определения и изменения знака. Результаты исследования наиболее важных характеристик поведения функций связи D_1 – D_4 приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Корни функции

Функция	Область определения	Область значений	Значение функции при				
			$x = 0$ и $y = 0$	$x = 0$		$y = 0$	
				$y < 0$	$y > 0$	$x < 0$	$x > 0$
$D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$	Действ. числа	Действ. числа	0	0	0	$sh \frac{x}{2}$	$sh \frac{x}{2}$
$D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$	Действ. числа	Действ. числа	0	0	0	0	0
$D_3 = \tilde{n} h \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$	Действ. числа	Действ. числа	0	$sh \frac{y}{2}$	$sh \frac{y}{2}$	0	0
$D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$	Действ. числа	Положит. действ. числа с 1	1	$ch \frac{y}{2}$	$ch \frac{y}{2}$	$ch \frac{x}{2}$	$ch \frac{x}{2}$

На примере функции $D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$ рассмотрим связь колебаний в цепи возбуждения и резонансном контуре, т. е. характер взаимодействий в нелинейной параметрической зонной системе при различном характере ее возбуждения. В отсутствии воздействия на систему ($x = 0$) корни функции:

$$1) x = 0, y = 0 \Rightarrow sh 0 ch 0 = 0;$$

$$2) x = 0, y > 0 \Rightarrow sh 0 ch \frac{y}{2} = 0;$$

$$3) x = 0, y < 0 \Rightarrow sh 0 ch(-\frac{y}{2}) = 0.$$

При отсутствии внешнего воздействия накачки связи между цепью возбуждения и резонансным контуром не наблюдается. Взаимо-

действие в системе отсутствует, энергия системы не изменяется. При отсутствии колебаний в системе ($y = 0$) корни функции будут принимать значения:

$$1) y = 0, x > 0 \Rightarrow sh \frac{x}{2} ch 0 = sh \frac{x}{2};$$

$$2) y = 0, x < 0 \Rightarrow sh(-\frac{x}{2}) ch 0 = -sh \frac{x}{2}.$$

Таблица 2

Поведение функции

Функция	Изменение знака функции				Промежутки возрастания, убывания			
	$x > 0, y > 0$	$x > 0, y < 0$	$x < 0, y < 0$	$x < 0, y > 0$	$x > 0, y > 0$	$x > 0, y < 0$	$x < 0, y < 0$	$x < 0, y > 0$
$D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$	> 0	> 0	< 0	< 0	Возраст. по x и y	Возр. по x , убыв. по y	Возр. по x , убыв. по y	Возраст. по x и y
$D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$	> 0	< 0	> 0	< 0	Возраст. по x и y	Возраст. по x и по y	Возрастает по x и y	Возраст. по x и y
$D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$	> 0	> 0	< 0	< 0	Возраст. по x и y	Возр. по y , убыв. по x	Возр. по y , убыв. по x	Возр. по y , убыв. по x
$D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$	> 0	> 0	> 0	> 0	Возраст. по x и y	Возр. по x , убыв. по y	Убывает по x и y	Возр. по y , убыв. по x

Знак « $-$ » фактически означает отрицательное значение функции при отрицательном аргументе. При отсутствии колебаний в резонансном контуре и наличии внешнего воздействия *взаимодействия в системе отсутствуют*. Энергия силы внешнего воздействия (накачки) расходуется на увеличение энергии системы – модуляцию реактивности.

В построенных математических моделях (1) и (2) асимметрия системы учтена в соответствующих малых коэффициентах ε , δ , ρ , η и ξ , которые отражают неидентичность пара-

метров ее элементов. В слагаемых нелинейных дифференциальных уравнений эти коэффициенты являются сомножителями функций связи, и их величина будет определять интенсивность параметрических взаимодействий в системе. На рис. 6–9 приведены функции связи, полученные экспериментальным путем (а), и результаты трехмерного моделирования (б–г), полученные по численным расчетам, влияния асимметрии НПС на поведение функций связи – коэффициентов в уравнениях (1) и (2).

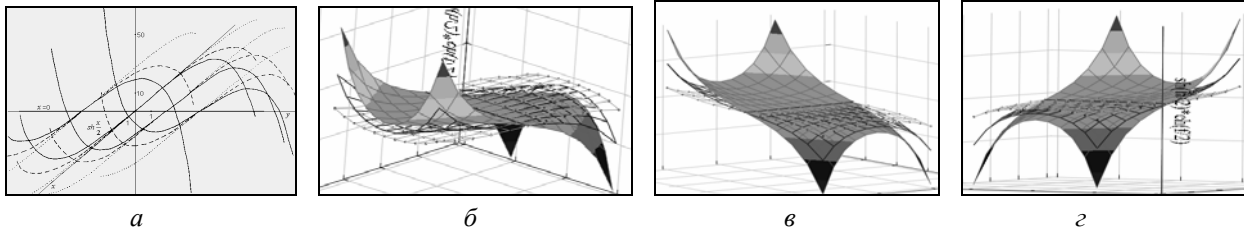


Рис. 6. Ракурсы изменения коэффициента уравнения (2), содержащего $D_1 = sh \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$

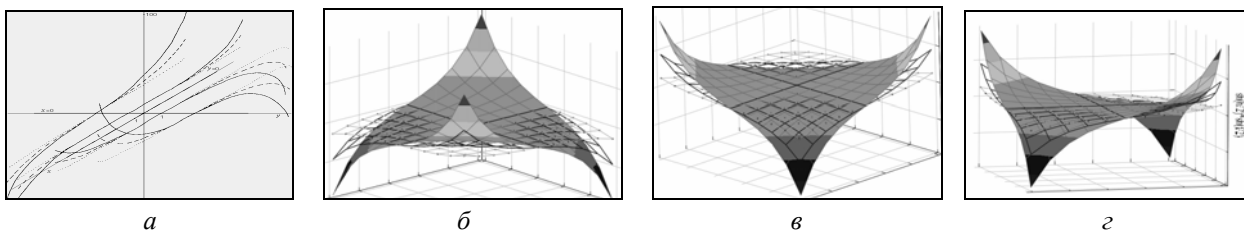


Рис. 7. Ракурсы изменения коэффициента уравнения (2), содержащего $D_2 = sh \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$

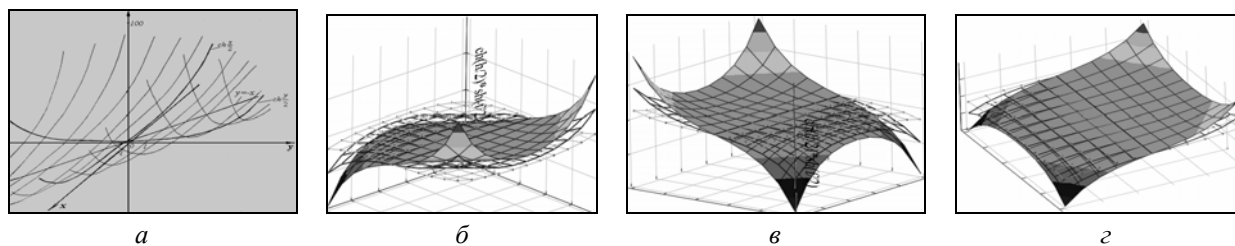


Рис. 8. Ракурсы изменения коэффициента уравнения (2), содержащего $D_3 = ch \frac{x}{2} sh \frac{y}{2}$

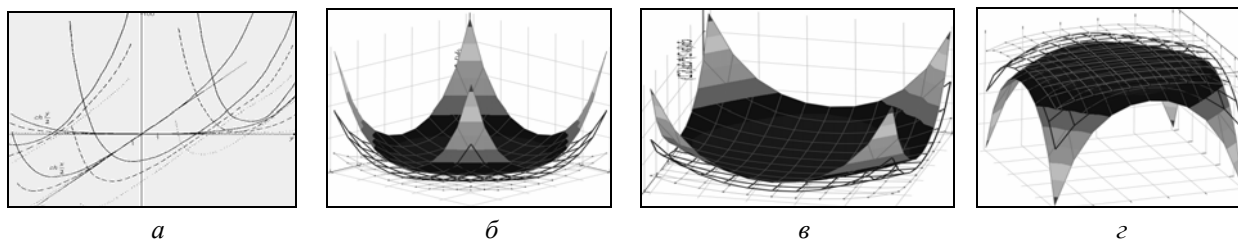


Рис. 9. Ракурсы изменения коэффициента уравнения (2), содержащего $D_4 = ch \frac{x}{2} ch \frac{y}{2}$

На двумерных рис. 5–8 (а), построенных по результатам эксперимента вручную, *сплошные линии* соответствует поведению функции связи в случае симметричности системы, *штриховые* – значению асимметрии 0,1 (10 %), а *пунктирные* – значению 0,5 (50 %). На трехмерных изображениях рис. 5–8 (б–г) *сплошные поверхности* соответствуют случаю симметричности НПС, *сетчатые поверхности черного цвета* соответствуют значению асимметрии 0,1 (10 %), а *сетчатые поверхности серого цвета* соответствуют значению асимметрии 0,5 (50 %).

Анализ полученных результатов показывает, что общий характер взаимодействий в системе при наличии асимметрии ее параметров сохраняется. С увеличением степени асимметрии (с ростом в процентном отношении отклонений – ε , δ , ρ , η и ξ) изменяется интенсивность параметрических взаимодействий. Чем больше неидентичность структуры системы, тем меньше проявляется параметрический механизм обмена энергией внешней силы с резонансным контуром нелинейной системы (так как параметрическое влияние внешнего воздействия на поведение системы уменьшается) [8, 9].

Таким образом, проведены исследование и анализ поведения функций связи D_1 – D_4 , определяющих количественную связь между внешним воздействием (накачкой) и колебаниями системы в высших зонах неустойчивости нелинейного параметрического зонного преобразователя, согласно математическим моделям (1) и (2), учитывающим асимметрию внутренней структуры

при полигармоническом внешнем воздействии. Это дает возможность оценить влияние разброса параметров магнитных сердечников и числа витков при проектировании параметрических зонных преобразователей подобного класса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Хаяси, Т. Нелинейные колебания в физических системах / Т. Хаяси. – М.: Мир, 1968. – 432 с.
2. Вишневецкий, А. И. Параметроны и их применение в устройствах связи / А. И. Вишневецкий, Г. М. Немецкий. – М.: Связь, 1968. – 136 с.
3. Бессонов, Л. А. Нелинейные электрические цепи / Л. А. Бессонов. – М.: Высшая школа, 1977. – 343 с.
4. Чередников, П. И. Расчет и проектирование параметрических систем на высших гармониках / П. И. Чередников. – Харьков: ХПИ, 1980. – 98 с.
5. Головкина, Л. В. Функции связи в параметрических системах // Л. В. Головкина, П. И. Чередников, Л. В. Черкесова // Харьк. ин-т радиоэлектроники. – Харьков, 1992. – 29 с. Деп. В УкрИНТЭИ 17.08.92, № 1268.
6. Черкесова, Л. В. Моделирование нелинейно-параметрических систем: моногр. / Л. В. Черкесова, О. И. Подгайко // Изв. вузов. Электромеханика. – Новочеркасск, 2006. – 244 с.
7. Черкесова, Л. В. Обзор современного состояния и применения нелинейно-параметрических зонных резонаторов в электронной аппаратуре и перспективы их дальнейшего развития в XXI веке / Л. В. Черкесова // Успехи современной радиоэлектроники. – М.: Радиотехника. – 2009. – № 12. – С. 5–24.
8. Черкесова, Л. В. Построение и анализ математической модели нелинейных процессов в параметрическом резонаторе при асимметрии его внутренней структуры и гармоническом внешнем воздействии / Л. В. Черкесова // Успехи современной радиоэлектроники. – М.: Радиотехника. – 2009. – № 8. – С. 16–28.
9. Черкесова, Л. В. Построение математической модели и анализ энергетических процессов сильно асимметричного нелинейного параметрического зонного резонатора при полигармоническом внешнем воздействии / Л. В. Черкесова // Успехи современной радиоэлектроники. – М.: Радиотехника. – 2010. – № 1. – С. 5–19.

УДК 537.533.2:621.795.8

*Ю. В. Чеботаревский, А. В. Конюшин, Е. Л. Сурменко, Т. Н. Соколова, А. В. Попов**Yu. V. Chebotarevsky, A. V. Konyushin, E. L. Surmenko, T. N. Sokolova, A. V. Popov*

**ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛО-ПОРИСТЫХ КАТОДОВ В ЦЕЛЯХ
УЛУЧШЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ***
**LASER TREATMENT OF A SURFACE OF METAL-POROUS CATHODES FOR IMPROVEMENT
OF EMISSION PARAMETERS OF ELECTRONIC COMPONENTS**

Саратовский государственный технический университет**Saratov State Technical University**

E-mail: pribor-t@mail.ru

Рассмотрен процесс лазерного структурирования поверхности металло-пористых катодов (МПК). Лазерное структурирование поверхности катода проводилось методом лазерной микрогравировки. Полученная структура представляла собой поле идентичных микроотверстий глубиной 5–6 мкм, диаметром 15 мкм с межцентровым расстоянием 20 мкм. Производительность лазерной микрогравировки – более 3 катодов в минуту. Сравнение недокальных характеристик катодов и распределение характеристических температур катодов с лазерной микрогравировкой и катодов по традиционной технологии показало практическую их идентичность.

Ключевые слова: лазер, катод, поверхность, структурирование, микрогравировка.

The process of laser structuring of the surface of metal-porous cathodes (MPC) is described. Laser structuring of the cathode surface was carried out by laser micrograving. The resulting structure is a field of identical microholes, depth 5–6 μm, diameter 15 μm, intercenter distance 20 μm. Output of laser micrograving is more than 3 cathodes per minute. Comparison of cathode performances and characteristic temperatures distribution for cathodes with laser micrograving and traditional cathodes showed their identity.

Keywords: laser, cathode, surface, structuring, micrograving.

Металлопористые катоды (МПК) давно заняли прочное место в производстве электровакуумных приборов. МПК – это катоды, эмитирующий слой которых представляет собой пористую губку из тугоплавкого металла (как правило, вольфрама), помещенную в молибденовый «стакан» (рис. 1).

Через поры губки на эмитирующую поверхность поступают щелочноземельные металлы и

их окислы, образующие на эмитирующей поверхности монослой типа Ва-О-W, обладающий низкой работой выхода [1]. Традиционные требования к улучшению эмиссионных характеристик катода – увеличение плотности тока эмиссии и долговечности. Немаловажным фактором является равномерность эмиссии: все сложные оптические системы приборов рассчитываются с учетом равномерности формирования электронного пучка и, следовательно, равномерности эмиссии. В результате исследований поверхности МПК получены эмиссионные картины катодов [2] (рис. 2).

На равномерность эмиссии МПК влияет множество факторов, определяемых как процессами, проходящими при изготовлении приборов (отравление катода остаточными газами), так и технологическими процессами производства МПК (микроокисления, микрогидратация, неравномерное расположение открытых пор). Практически все факторы имеют случайный характер.

Обычно МПК в процессе производства проходят операцию механической доработки, при которой пропитанную губку катода обрабатывают резцом для формирования заданной конфигурации узла. Вследствие обработки поверхности МПК происходит завальцовка поверхно-

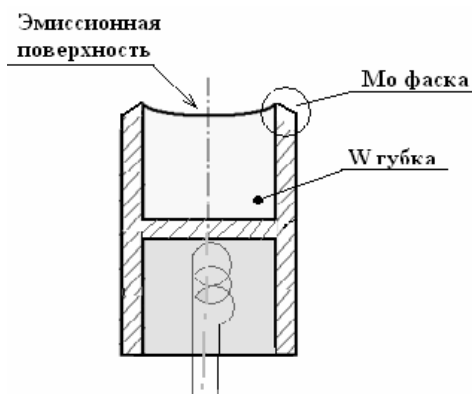


Рис. 1. Эскиз МПК

* Работа поддержана Госконтрактом № П488 от 13.05.11 г. по ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы» и Госконтрактом № 16.552.11.7027 от 29.04.11 г. с Минобрнауки России.

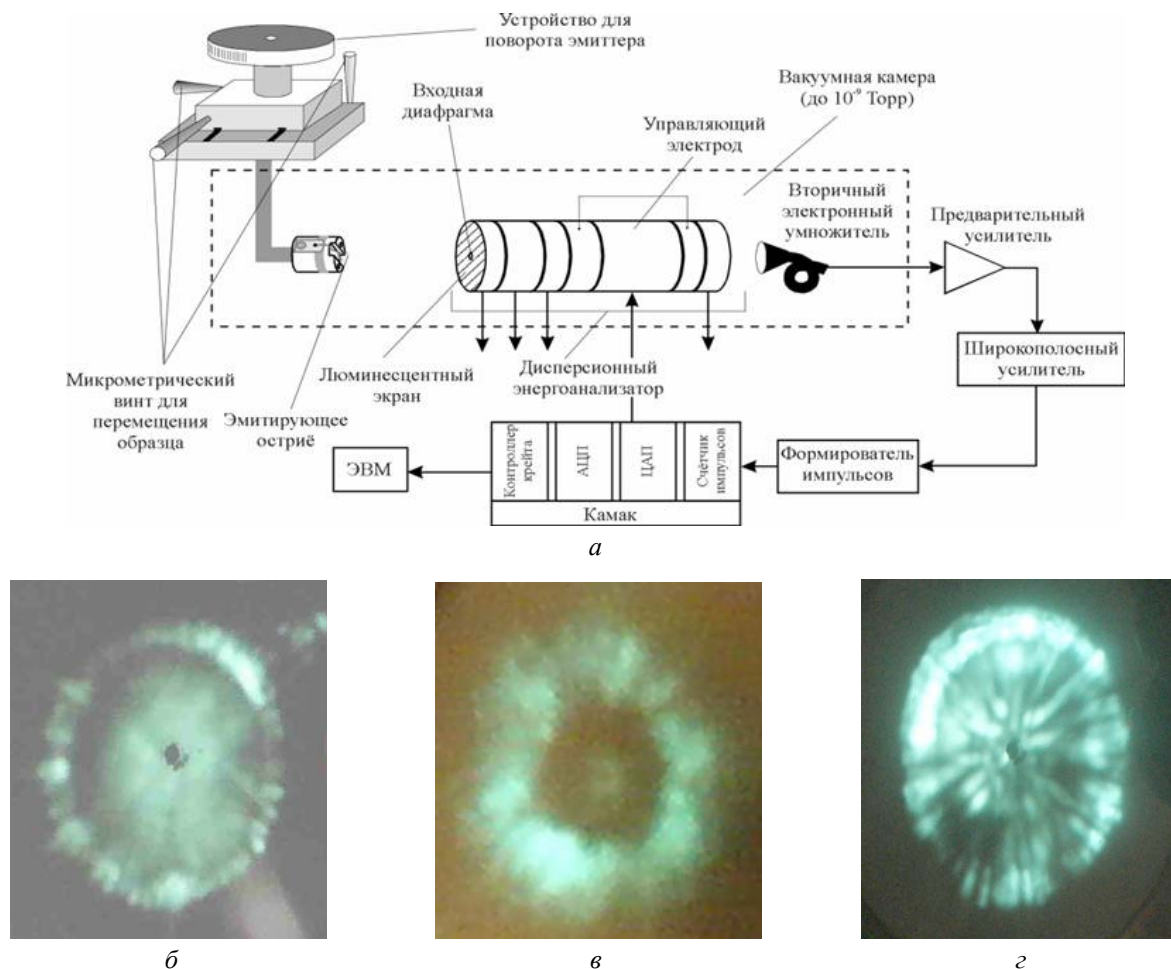


Рис. 2. Анализ эмиссионной картины МПК:

а – схема установки по анализу эмиссионной структуры МПК; б – катод $\varnothing 2,0$ мм; $U_n=4,0$ В;
 в – катод $\varnothing 2,8$ мм; $U_n=3,15$ В (ионно-плазменное травление); г – катод $\varnothing 2,8$ мм; $U_n=3,15$ В (с лазерной микрогравировкой)

стных пор на глубину 5–10 мкм. По существующей технологии для развальцовки пор используют операцию ионного травления [3]. Было обнаружено, что процесс ионного травления не обеспечивает равномерное стравливание по эмитирующей поверхности катода. Также было обнаружено влияние ионного травления на изменение конфигурации и расположение диска относительно кромки катода (рис. 3, перетравленная правая кромка), так как, например, молибден стравливается в два раза быстрее, чем вольфрам.

Исследована возможность лазерного структурирования поверхности МПК. Лазерное структурирование поверхности катода проводилось методом лазерной микрогравировки. Полученная структура представляла собой поле микроотверстий глубиной 5–6 мкм диаметром 15 мкм с межцентровым расстоянием 20 мкм.

При такой лазерной модификации поверхности МПК вместо ионного травления выявля-

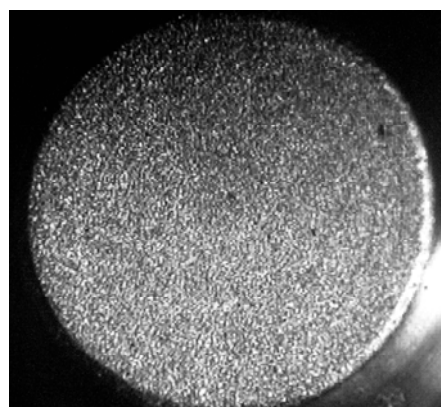


Рис. 3. Изображение МПК, изготовленного по стандартной технологии

ется ряд преимуществ: равномерность и единообразие поверхностных пор (рис. 4), отсутствие деформации формы МПК, возможность задать необходимые размеры пор и расстояние между ними, быстрота проведения процесса. Сравнение неодальных характеристик катодов и рас-

пределение характеристических температур с лазерной микрогравировкой и катодов по тра-

диционной технологии показало практическую их идентичность.

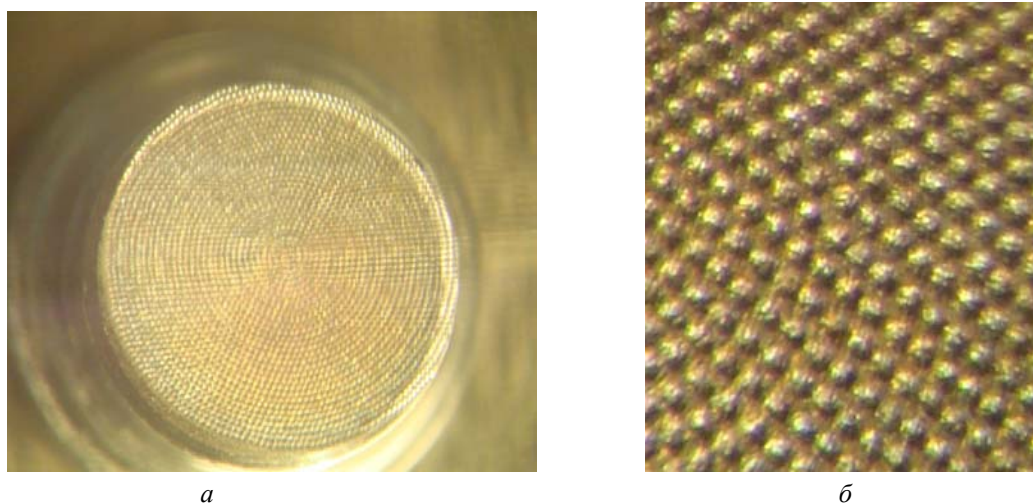


Рис. 4. Изображения МПК, обработанного лазером:
а – увеличение 8^х; б – увеличение 56^х

Используемое оборудование представляло блочно-модульную конструкцию с использованием как приобретаемых блоков и комплектующих, так и изготовленных в процессе выполнения работы [4]. Отработка технологических режимов изготовления МПК проводилась на твердотельных лазерах на Nd:YAG с длиной волны 1,06 мкм. Получены эмитирующие структуры с плотностью упаковки микрозаглублений порядка $5 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. В области производства вакуумных СВЧ-приборов ведется много работ по формированию равномерной эмитирующей поверхности катода [5], но предлагаемый метод выигрывает по экономическим и технологическим параметрам.

Рассмотренный технологический процесс характеризуется рядом положительных факторов:

1) простота метода – лазерная гравировка происходит на катодах, размещенных в стеклянной колбе, отпаянной после откачки; количество катодов ограничивается только размерами колбы;

2) короткий цикл гравировки – обработка одного катода занимает менее 20 с машинного времени;

3) высокая воспроизводимость результатов: вся партия катодов обрабатывается по единой программе;

4) гибкость процесса – структура поверхности катода формируется и изменяется путем смены технологической программы лазерной гравировки.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Масленников, О. Ю. Эффективные термокатоды (конструкции и технологии). Ч. 2 : учеб. пособие / О. Ю. Масленников, А. Б. Ушаков. – М.: МФТИ, 2003. – 129 с.
2. Конюшин, А. В. Лазерные технологии в производстве микрокомпонентов / А. В. Конюшин, Г. В. Сахаджи // Ритм. – 2011. – № 3 (61). – С. 40–42.
3. Сахаджи, Г. В. Осмирование импрегнированных катодов и ионно-плазменные методы модификации их поверхностей / Г. В. Сахаджи, А. Я. Зоркин // РГТУ им. К. Э. Циолковского : сб. трудов. – М.: МАТИ, 2009. – С. 173–178.
4. Конюшин, А. В. Лазерные технологии и современное оборудование при изготовлении многоострижных автоэмиссионных катодов из монолитного стеклоуглерода для вакуумных СВЧ-приборов / А. В. Конюшин, Т. Н. Соколова, Е. Л. Сурменко // Вакуумная наука и техника. Материалы XIV научно-технической конференции. – М.: МИЭМ, 2007. – С. 268–271.
5. Влияние структуры поверхности металлопористых катодов на их эмиссионные свойства / Б. Ч. Дюбуа, А. Г. Михальченко, О. В. Поливникова, М. П. Тимирязева // Электронная техника, серия 1, СВЧ-техника, 2010. – Вып. 1 (504). – С. 25–34.

УДК 537.876+621.39

*А. А. Фролов, С. В. Гирич, В. П. Заярный, Н. А. Кузнецова**A. A. Frolov, S. V. Girich, V. P. Zayarnyi, N. A. Kuznetsova*

АНТЕННА КРУГОВОГО ОБЗОРА НА СИММЕТРИЧНЫХ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЯХ
THE ANTENNA OF THE CIRCULAR REVIEW ON THE BASIS
OF SYMMETRICAL TRANSMITTERS

Волгоградский государственный технический университет**Volgograd State Technical University**

E-mail: zvp2000@mail.ru

Описаны свойства щелевых излучателей СВЧ-диапазона и антенн кругового обзора на их основе для формирования направленного излучения, обеспечивающего круговой или секторный обзор. Представлены экспериментально полученные для них диаграммы направленности и характеристики на частотах 8–12 ГГц.

Ключевые слова: антенна, щелевой излучатель, СВЧ-диапазон, диаграмма направленности, частота.

Properties of slotted transmitters of a microwave range and antennas of the circular review on their basis for formation of the directed radiation providing the circular or sectoral review are described. Directional diagrams experimentally received for them and characteristics on frequencies of 8–12 GHz are presented.

Keywords: antenna, slotted transmitters, microwave range, directional diagram, frequency.

Разработка антенн на основе излучающих элементов, питающихся посредством плавниковой линии передачи, связана, прежде всего, с необходимостью создания широкополосных облучателей для радиотелескопов, сканирующих активных систем и т. п. При этом важно, чтобы конструкция антенны позволяла осуществлять круговой (секторный) обзор пространства, отличалась компактностью, мобильностью, простотой и возможностью маскировки. Решение задачи формирования направленных пучков электромагнитного излучения (ЭМИ) СВЧ-диапазона для обеспечения кругового (секторного) обзора приемопередающей аппаратуры может быть достигнуто с применением в качестве элементов антенны кругового обзора (АКО) излучателей на симметричных щелевых линиях (СЩЛ) осевого излучения. Один из вариантов конструкции такой антенны приведен в [1]. Использование данной антенны позволяет расширить полосу рабочих частот до декады и сформировать требуемую диаграмму направленности в горизонтальной плоскости. Однако конструкция такой антенны достаточно сложная и жесткая, не позволяющая гибко регулировать частотный диапазон, оптимизировать форму диаграмм направленности излучателей, а в слое диэлектрика имеет место потеря энергии.

Полученные экспериментальные данные исследования одиночных излучателей показали, что для создания антенн кругового обзора можно использовать как СЩЛ, так и антенн Вивальди [2]. Преимущество последних заключается в их принципиальной широкополосности, в то

время как СЩЛ проще в изготовлении и расчете [2, 3]. В данной статье приводятся результаты исследования и практической реализации антенн кругового обзора только на основе СЩЛ.

Исследованная одиночная СЩЛ (рис. 1) представляет собой конструкцию из алюминиевой фольги толщиной 0,3 мм, нанесенной на пенопласт толщиной 5 мм (с помощью специального клея с малыми потерями). Рабочие частоты для данной АКО и ее компонентов в процессе эксперимента изменялись в окрестностях частоты $f_0 = 10$ ГГц ($\lambda = 3$ см), поэтому полная длина СЩЛ выбиралась не менее $10\lambda = 30$ см. При этом длина излучателя выбиралась 3λ (от края конструкции), а его ширина – $2/3\lambda$. Излучатель запитывался с помощью микрополосковой линии (МПЛ), имевшей длину полоска $2,5\lambda$ и ширину 2 мм (см. рис. 1). Данные геометрические размеры элементов СЩЛ с точки зрения электродинамических процессов являются наиболее обоснованными [4].

Измерение диаграмм направленности (ДН) для данной СЩЛ производилось на исследовательской установке [5, 6]. Полученные ДН СЩЛ в диапазоне частот от 8 до 11,5 ГГц в E -плоскости (рис. 2) практически оставались неизменными (в области главного лепестка ДН расположены лепестки тестового сигнала). Измеренные ДН в H -плоскости (рис. 3) для этого же диапазона частот также оставались практически неизменными. Поскольку АКО должна обеспечивать обзор в азимутальной плоскости, то в дальнейшем анализировать будем только ДН в E -плоскости.

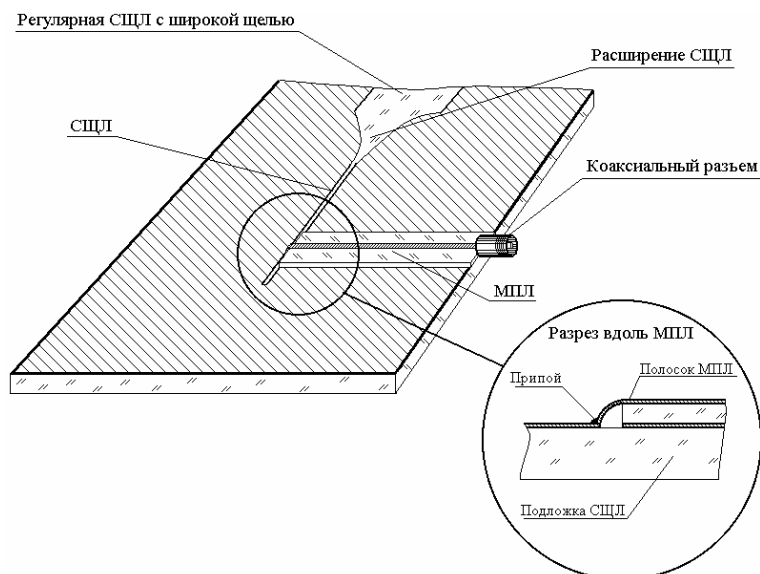


Рис. 1. Конструкция одиночной симметричной щелевой линии и схема ее питания

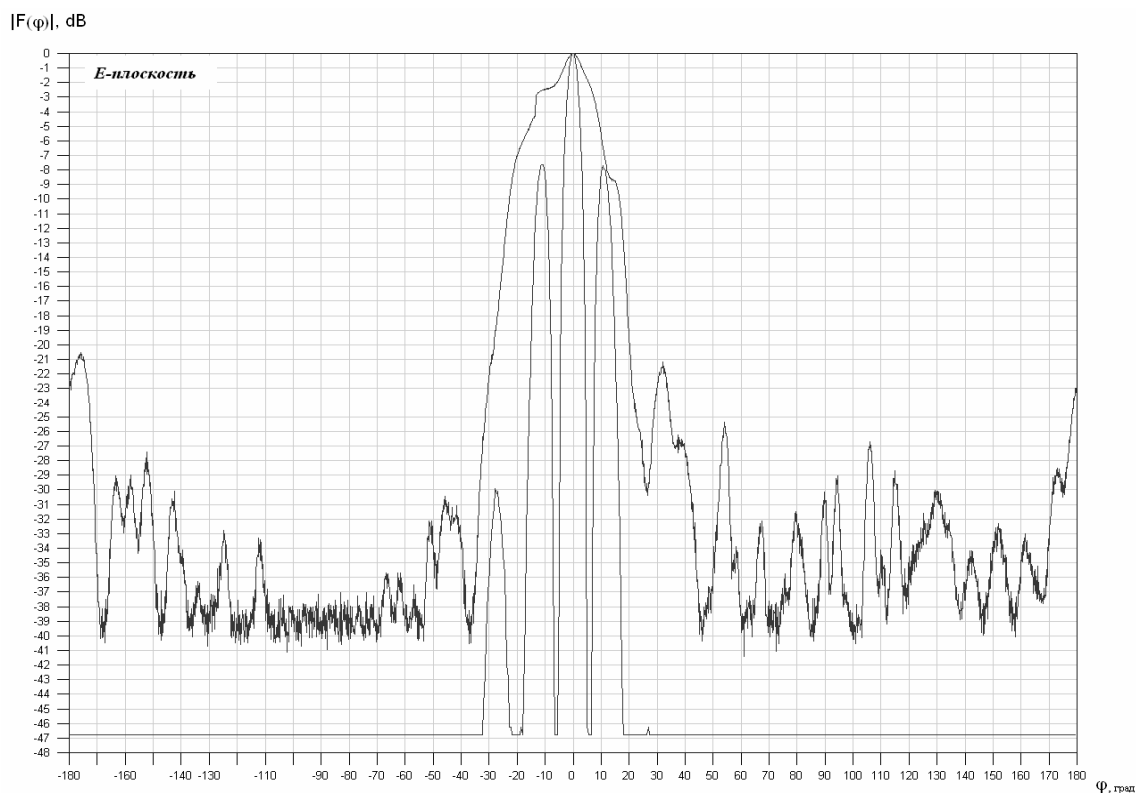


Рис. 2. Диаграмма направленности СЩЛ для E -плоскости на частоте $f_0 = 10$ ГГц

Таким образом, применение данных СЩЛ в составе АКО может обеспечивать ее работу в рассматриваемом диапазоне частот. Из анализа ДН также видно, что для заданной геометрии СЩЛ ширина главного лепестка по уровню половинной мощности не превышает 30° . При этом уровень боковых лепестков в указанном диапазоне частот не превышал значения -15 дБ. Следовательно, если СЩЛ конструктивно рас-

полагать на диске в радиальных от его центра направлениях, то можно разместить до 8 описанных выше СЩЛ, что обеспечит практически полный охват кругового сектора.

Однако эксперимент показал, что размещение восьми СЩЛ на одном диске не обеспечивает отсутствие перекрытия главных лепестков ДН (электродинамическую развязку) для соседних СЩЛ. При этом уменьшение ширины

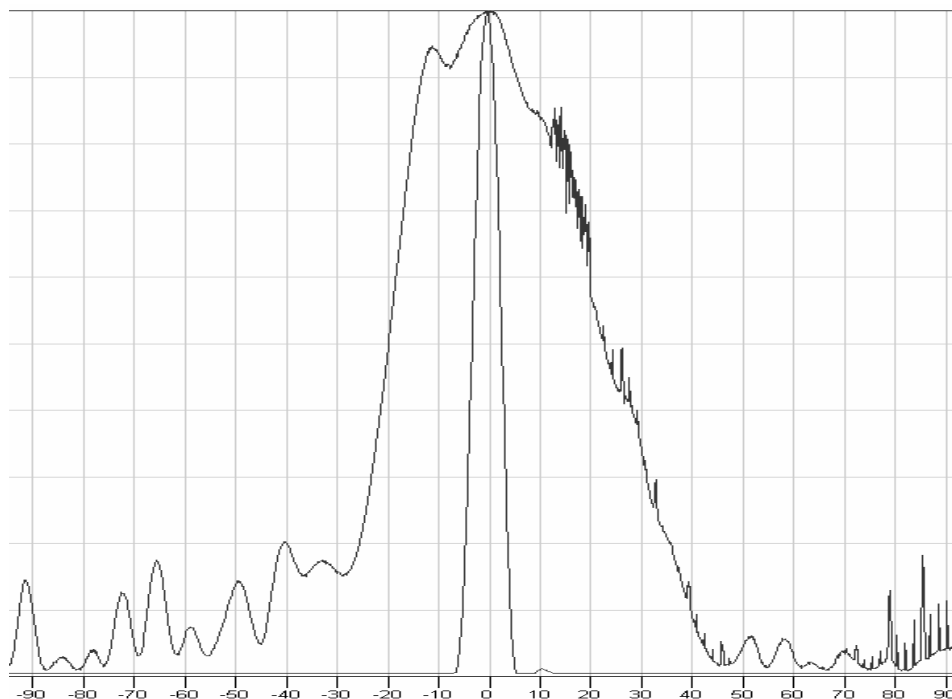


Рис. 3. Диаграмма направленности СЩЛ для H -плоскости на частоте $f_0 = 10$ ГГц

E-плоскость

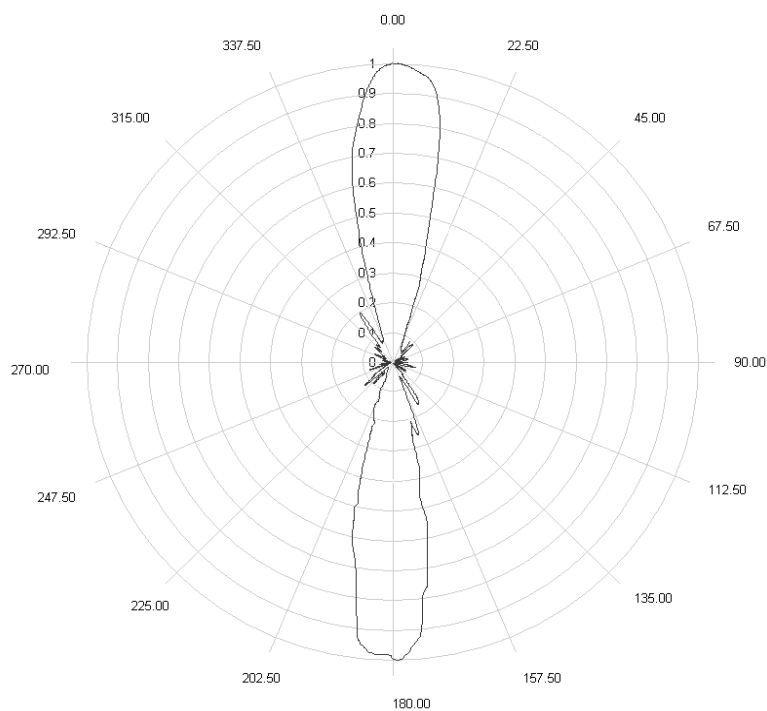


Рис. 4. Диаграмма направленности двух противоположно направленных СЩЛ на диске для E -плоскости на частоте $f_0 = 10$ ГГц

СЩЛ нецелесообразно, так как может вызвать проблемы при использовании АКО в качестве приемной антенны. Полученный коэффициент усиления для исследовавшейся СЩЛ составил 4–7 дБ, что для случая пассивного режима ее работы является хорошим показателем.

Следующим этапом в изготовлении АКО явилось добавление второй аналогичной СЩЛ, геометрически направленной в противоположную сторону от первой. ДН для такой конструкции в E -плоскости приведена на рис. 4. Анализ диаграмм направленности подобных

СЦЛ на тонком алюминиевом диске показывает, что в диапазоне частот от 8 до 11 ГГц (ширина полосы частот составляет порядка 3 ГГц) их форма практически не меняется. Искажения ДН появились на частотах ниже 8 и выше 11,5 ГГц. Ширина главного лепестка ДН для обоих излучателей по уровню половинной мощности в диапазоне 8–11 ГГц составляет 20–25°, что позволяет считать направленность осевого излучения достаточной для создания АКО. Это также необходимо в случае применения АКО в пассивной радио- и видеолокации. Искажение формы ДН на крайних частотах указанного диапазона следовало ожидать, так как полосковое питание обладает недостаточной широкополосностью, а детектирующие СВЧ-сигнал диоды имеют ограниченный рабочий диапазон частот (в данном эксперименте использовались диоды Д608А, имеющие полосу 6–12 ГГц). Указанные элементы использовались с целью получения электродинамической картины функционирования АКО. При необходимости расширения частотного диапазона имеется принципиальная возможность заменить указанные элементы на более широкополосные.

Приведенные выше характеристики для двух противоположно направленных СЦЛ (прежде всего, их ДН) подтверждают возможность создания конструкции в виде антенной решетки (АР), имеющей четыре СЦЛ на одном диске с хорошей электродинамической развязкой. Подобная дисковая АР с четырьмя СЦЛ приведена на рис. 5, а ее диаграмма направленности на частоте 10 ГГц – на рис. 6.

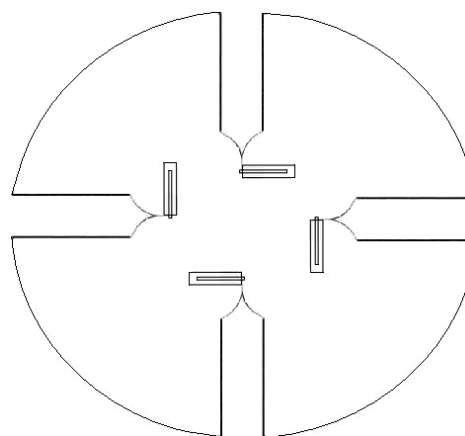


Рис. 5. Антенная решетка с четырьмя симметричными щелевыми линиями

Е-плоскость

— 8500 (Е)

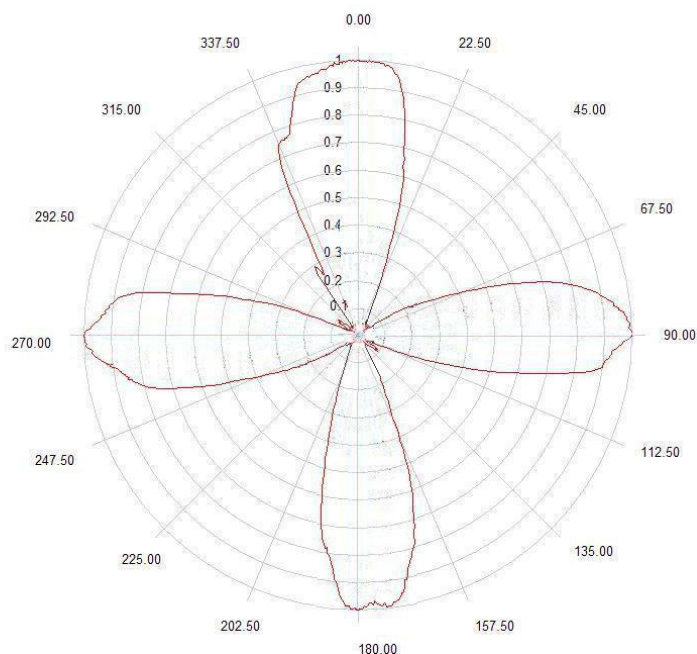


Рис. 6. Диаграмма направленности антенной решетки, состоящей из четырех СЦЛ (на частоте $f_0 = 10$ ГГц)

Очевидно, что перекрытия всего окружающего пространства (и даже достаточно широкого сектора) такая АР не обеспечивает. С этой точки зрения наиболее оптимальным является вариант конструкции, представляющей собой

два соосно расположенных диска, аналогичных рис. 5, азимутально смещенных друг относительно друга на угол 45° (рис. 7) и работающих на разных частотах, что предполагает пространственное и частотное разнесение ДН СЦЛ.

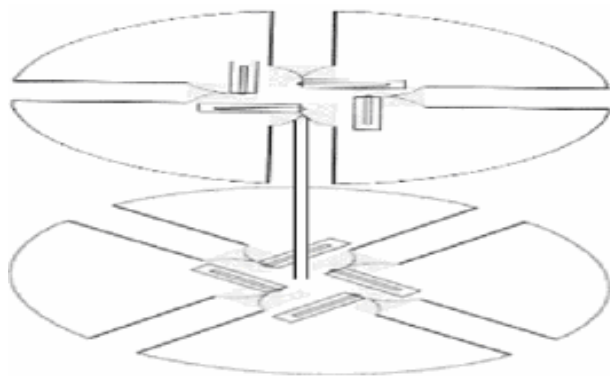


Рис. 7. Вид антенны кругового обзора

Данная конструкция антенны обеспечивает круговой (и любой секторный) обзор [7]. В процессе эксперимента установлено, что оптимальное расстояние между дисками, обеспечивающее требуемую электродинамическую развязку между СЦЛ верхнего и нижнего дисков, составляет одну длину волны $\lambda = 3$ см.

Для одиночной СЦЛ математические модели уже известны [3], однако при усложнении конструкции антенны (как в данном случае) сложность математических моделей резко возрастает, поэтому разработка математических моделей не проводилась; приведенные резуль-

таты исследования носят эвристический и эмпирический характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гвоздев, В. И. Антенна / В. И. Гвоздев, С. В. Гирич, И. Н. Пономарев // Патент РФ № 2047249 бюл. изобр. 1995. – № 30.
2. Sharma A., Wilson R., Rosen A. // An Experimental investigations of Millimeter-Wave Fin Antennas. – IEEE AP APS 3–8 № 6. 1985.
3. Janaswamy R., Schaubert D. // Analysis of the tapered slot antenna. IEEE Trans. AP. 1987. V. 35. P. 1058–1065.
4. Гирич, С. В. Короткие антенны поверхностной волны на симметричной щелевой линии передачи / С. В. Гирич, А. А. Фролов, Ю. А. Домаев // Тез. докл. конфер. «Физика и технические приложения волновых процессов». – Самара, 2003. – С. 120–121.
5. Фролов, А. А. Изучение электродинамических характеристик антенн и антенных систем СВЧ-диапазона / А. А. Фролов, С. В. Гирич, В. П. Заярный // Известия вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 4. – С. 328–335.
6. Фролов, А. А. Информационно-управляющая система для измерения характеристик антенн СВЧ-диапазона / А. А. Фролов, С. В. Гирич, В. П. Заярный // Изв. ВолгГТУ: межвуз. сб. науч. ст. / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Сер. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. Вып. 2). – С. 77–80.
7. Фролов, А. А. Антенна кругового обзора / А. А. Фролов, С. В. Гирич, В. П. Заярный // Патент на полезную модель № 103676. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 апреля 2011 г.

УДК 621.391.28

М. В. Костенко, С. А. Курицын

M. V. Kostenko, S. A. Kuritzyn

ФАЗОВЫЕ ДРОЖАНИЯ ЛИНЕЙНОГО ТРАКТА В ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ PHASE JITTER IN LINEAR PART OF DIGITAL TRANSMISSION SYSTEMS

Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций
им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

The Bonch-Bruевич Saint-Petersburg State University of Telecommunications

E-mail: mvk-w@mail.ru

Линейный тракт в сетях синхронной цифровой иерархии (СЦИ) обладает рядом особенностей. Компенсация помех сложна так, как частотные характеристики канала связи априорно не известны, а помехи активного оборудования вносятся непредсказуемо.

В представленной статье рассматривается структура тракта, выделяются различные возможные источники помех и определяется их влияние. Предлагается возможность применения адаптивных методов обработки сигналов в цифровых системах передачи для компенсации влияния линейного тракта.

Ключевые слова: кабельная система, топология сети СЦИ, адаптивные методы компенсации фазовых дрожаний, сигнал синхронизации, регенераторы.

The linear part of SDH network has some peculiarities. The interference compensation is a difficult process as the frequency characteristics of telecommunication channel are unknown a priori and the interferences of devices appear unpredictable.

The linear part of SDH network topologies is presented in this article. The different probable sources of jitter and wander are marked out, and their influence is identified. The adaptive methods of processing digital system signals are proposed as the compensation of phase jitter.

Key words: cable system, SDH network topology, the adaptive methods of phase jitter compensation, synchronization signal, regenerators.

Фазовые дрожания негативно влияют на передачу сигнала и могут привести к срыву передачи данных, серьезным искажениям и снижению качества передаваемого сигнала. Появление фазовых дрожаний вызвано самим принципом обработки и формирования сигнала. Синхросигнал выделяется из приходящего потока, за исключением редких случаев внешней синхронизации 2048 кГц. Следовательно, можно считать, что фазовые дрожания появляются в цифровом линейном тракте и каналообразующем оборудовании; в данной статье рассмотрим подробно первый источник.

Для правильного понимания природы возникновения в линейном тракте помех для при-

ходящего цифрового сигнала рассмотрим его структуру. В общем случае цифровой сигнал может распространяться в сети с применением различных сред передачи, но основным вариантом в настоящее время является волоконно-оптический кабель. Линейный тракт включает в себя каналообразующее оборудование и линии связи. В случае построения цифровых систем передачи (ЦСП) линия связи включает в себя не только физическую среду передачи, но и обслуживаемые и необслуживаемые регенерационные пункты (рис. 1), на которых выполняется прием цифрового сигнала с восстановлением формы импульсов и, как следствие, корректировки цифровой последовательности сигнала.



Рис. 1. Канал связи ЦСП

При конкретизации модели линейного тракта следует также учесть, что в сетях СЦИ чаще всего применяется топология не точка-точка, а более разветвленные модели, в которых сеть охватывает множество промежуточных и близлежащих узлов. При этом практически не используются регенерационные пункты, так как оптические передатчики позволяют организовать линию связи в несколько сот километров без регенерации. Таким образом, схема может принять вид, представленный на рис. 2.

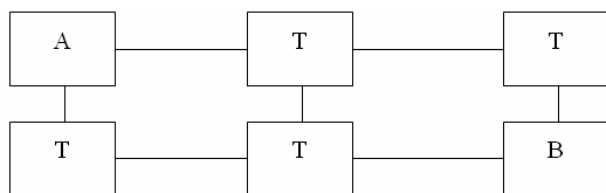


Рис. 2. Фрагмент сети СЦИ

В изображенном варианте связь между узлами «А» и «В» организуется через транзитные узлы «Т». Как объяснялось выше, в сетях СЦИ нетипично применение НРП и ОРП, тем не менее, в рассмотренном фрагменте сети их роль невольно выполняют транзитные узлы. В этих узлах, даже при наличии внутренней кросс-коммутации, выполняется регенерация и переформирование цифрового сигнала. Из этого следует, что процессы, а следовательно, и вносимые помехи, при передаче цифрового сигнала между узлами «А» и «В» в сети СЦИ схожи с процессами передачи в других цифровых сетях.

Полный цифровой поток $\{v(iDt)\} \Rightarrow \{v(i)\}$ (где Dt – тактовый интервал) на выходе цифровой системы передачи (ЦСП) представляет собой последовательность независимых случайных величин (0 и V) с равновероятными состояниями. Статистические свойства такого униполярного цифрового сигнала характеризуются параметрами:

$$\langle v(i) \rangle = m = V/2,$$

$$\langle [v(i) - m][v(j) - m] \rangle = \begin{cases} 0 & \forall i \neq j \\ V^2/4 & \forall i = j \end{cases}$$

где $\langle \cdot \rangle$ – знак статистического усреднения; m – среднее значение униполярного цифрового сигнала; V – амплитуда импульсов цифрового сигнала.

Для передачи модулей STM-1 и STM-N в качестве среды распространения, как говорилось выше, используется, в основном, оптическое волокно. Для наиболее точного декодирования, максимальной помехоустойчивости согласования спектральных характеристик цифрового сигнала с частотными характеристиками оптических кабельных линий связи и обеспечения статистических свойств сигнала применяется скремблирование кодовой последовательности. В дополнение к оптическому интерфейсу для модуля STM-1 в рекомендации G.703 предусмотрен электрический интерфейс с использованием кода CMI (Coded Mark Inversion). Для большей общности применения далее будет рассматриваться код CMI, так как модули

STM подвергаются скремблированию только перед преобразованием в оптический сигнал для передачи по оптическим волокнам, при этом скремблирование модулей не производится, если предусматривается их дальнейшее мультиплексирование.

Перекодированный сигнал имеет следующие характеристики:

$$\langle x(i) \rangle = 0, \\ \langle x(i)x(j) \rangle = U^2/2, \quad k_{ij} \neq 0 \quad \forall i, j.$$

В результате перекодирования сигнала $v(i)$ с независимыми элементами получается сигнал $x(i)$ с коррелированными во времени элементами. Корреляция характеризуется величиной k_{ij} .

Единичные элементы $x_0(i)$ на выходе ЦСП имеют вид прямоугольника полутактовой длительности с бесконечно широким спектром. При распространении сигнала в оптической среде он подвергается искажениям, связанным с шириной полосы пропускания волокна и его коэффициента затухания, неоднородностям, вызывающим отражения лучей, явлениями дисперсии и рефракции. В результате чего возникают межсимвольные помехи, изменяется форма сигнала. Хотя теоретически длительность отклика бесконечна, на практике она ограничена количеством временных интервалов (например, M). Сигнал на входе регенератора имеет тогда следующий вид:

$$y(t) = \sum_{m=0}^M \bar{C}_m x(t - m\Delta t),$$

где $\bar{C}_1, \bar{C}_2, \dots, \bar{C}_M$ – отсчеты импульсной характеристики линейного тракта.

Ослабленный и искаженный на участке линии сигнал предварительно корректируется и усиливается, проходя через фильтр-корректор и усилитель. При этом усиление частично выполняется в оптическом приемнике, конвертирующем оптический сигнал в электрический. Для проведения полной регенерации цифрового сигнала (по амплитуде и во времени) каждый

регенератор содержит устройство – выделитель тактовой частоты (ВТЧ), – которое выделяет эталонную частоту.

Как известно, энергетический спектр случайного импульсного сигнала содержит как непрерывную, так и дискретную составляющие. Однако дискретная составляющая пропорциональна квадрату среднего значения импульсного сигнала и, следовательно, в двуполярном сигнале с нулевым математическим ожиданием отсутствует. В связи с этим принятый и скорректированный сигнал подвергается нелинейной обработке с помощью двухполупериодного выпрямителя, в результате которой получаем импульсную последовательность с ненулевым средним, содержащую, соответственно, в своем спектре дискретную составляющую тактовой частоты. Далее сформированная импульсная последовательность поступает на вход полосового фильтра, на выходе которого образуется квазигармоническое колебание тактовой частоты.

Часто, для увеличения амплитуды квазигармонического сигнала на выходе фильтра, выпрямленный сигнал ограничивается по максимуму и минимуму, так как максимум амплитуды достигается при длительности импульсов, поступающих на вход фильтра, равной $T/2$, а длительность по основанию входных импульсов ВТЧ колеблется от T до $2T$ в зависимости от величины линейных искажений [1–3]. В то же время использование ограничителей приводит к дополнительному изменению длительности и временного положения импульсов, поступающих на вход фильтра, а следовательно, к возникновению дополнительных флуктуаций фазы.

С помощью формирователя хранирующей последовательности (ФХП) из полученного квазигармонического сигнала вырабатывается хранирующая последовательность, фазированная с регенерируемым сигналом фазовращателем.

Рассмотрим математическое описание процесса выделения тактовой частоты. Спектр продуктов на входе полосового фильтра выделителя тактового колебания $R(j\omega)$ определяется с помощью преобразования Фурье от квадрата наблюдаемого сигнала $y(t)$, т. е.

$$R(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} y^2(t) e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} x(l) C(t - l\Delta t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k) C(t - k\Delta t) e^{-j\omega t} dt,$$

где $C(t - l\Delta t)$ – отсчеты отклика тракта передачи на единичный элемент цифрового сигнала.

Введем замену переменных $t - k\Delta t = \tau$, поменяем очередность интегрирования и сумми-

рования, а также представим переменную x_k^2 в виде:

$$x_k^2 = U^2 / 2 + \Delta x_k^2,$$

где Δx_k^2 – разница между средним значением и конкретной реализацией для k -го момента времени.

Используя известное выражение [4]

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-j\omega k\Delta t} = \omega_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - k\omega_0),$$

$$R(j\omega) = \omega_0 U^2 / 2 K_2(j\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - k\omega_0) + K_2(j\omega) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Delta x_k^2 e^{-j\omega k\Delta t} + \sum_{\substack{l=-\infty \\ l \neq k}}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_l x_k e^{-j\omega k\Delta t} K(j\omega)_{k-l}.$$

Здесь первое слагаемое (при $k = l$) содержит дискретный компонент частоты ω_0 , второе – определяет шумовую составляющую на входе колебательного контура ВТЧ, обусловленную статистикой цифрового сигнала. В зависимости от случайного содержания передаваемой информации, уровень этой составляющей будет случайно меняться. Таким образом, при ее выделении избирательной схемой (резонансным контуром или полосовым фильтром) полученное колебание будет иметь амплитудную модуляцию. Пороговый детектор ФХП, следующий за избирательной цепью, должен определить момент, когда это колебание пересечет ноль (этот момент не зависит от амплитуды сигнала). В практических схемах уровень порога отличен от нуля. Малые изменения амплитуды сигнала приводят к вариациям момента срабатывания порогового детектора. В результате, имеет место амплитудно-фазовое преобразование. Для снижения временных флуктуаций амплитуда квазигармонического сигнала, как правило, выравнивается путем большого усиления и последующего ограничения сигнала. Третье слагаемое описывает шумовую составляющую, обусловленную межсимвольной интерференцией (МСИ) и является основной причиной фазовых дрожаний, вносимых линейным трактом.

Неидеальность частотных характеристик линии, ограничение мощности спектральных составляющих цифрового сигнала в области нижних частот и передача информационного и служебных сигналов приводят к возникнове-

где $\omega_0 = 2\pi / \Delta t$ – тактовая частота цифровой системы передачи; $\delta(\omega)$ – дельта-функция, а также учитывая, что интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} C^2(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = K_2(j\omega)$$

определяет коэффициент передачи фильтра НЧ, соответствующий квадрату импульсного отклика, получаем:

нию межсимвольных помех. Последующая коррекция линейных искажений позволяет лишь частично устранить МСИ. В результате, импульсы, поступающие на вход полосового фильтра, оказываются смещенными относительно номинальных временных положений, что, в свою очередь, вызывает флуктуации моментов перехода через ноль квазигармонического сигнала на выходе фильтра, а следовательно, приводит к появлению фазовых дрожаний в хронизирующей последовательности и, соответственно, в регенерированном сигнале. Следует заметить, что если частота дрожаний фазы больше половины полосы пропускания фильтра, то они в значительной степени будут подавляться за счет инерционности фильтра [1]. Таким образом, чем уже полоса пропускания фильтра ВТЧ, тем медленнее будет изменяться фаза тактового колебания.

Передаточная функция фильтра ВТЧ, как известно, имеет вид [1]:

$$H(j\omega) = H(\omega) \exp[j\theta(\omega)],$$

где $H(\omega) = 1 / \sqrt{1 + Q^2(\omega_p / \omega - \omega / \omega_p)^2}$ – АЧХ фильтра; $\theta(\omega) = \arctg Q(\omega_p / \omega - \omega / \omega_p)$ – ФЧХ фильтра; ω_p – средняя частота фильтра ТЧ; Q – добротность контура.

Так как спектр входного сигнала значительно шире полосы фильтра ВТЧ, то от исходной задачи можно перейти к рассмотрению воздействия на фильтр ВТЧ суммы квазигармонического колебания

$$s(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \varphi(t))$$

и эквивалентного белого шума $n(t)$.

Дифференциальный контур RLC можно описать выражением [5–7]:

$$\xi'' + \frac{2}{\tau} \xi' + \omega_p^2 (s(t) + n(t)) = \omega_p^2 (s(t) + n(t)),$$

где τ – постоянная времени фильтра; ω_p – резонансная частота, причем $|\omega_p - \omega_0| = \Delta$ – расстройка и $\Delta \ll \omega_0$.

Учитывая узкополосность процесса на выходе и тот факт, что $B(t)$ и $\psi(t)$ – медленно меняющиеся функции времени по сравнению с

$$B'(t) = \frac{B(t)}{\tau} - \frac{A_0 \omega_p^2}{2\omega_0} \sin(\psi_0 + \psi(t) - \varphi_0) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0} n(t) \sin(\omega_0 t + \psi_0 + \psi(t)),$$

$$\psi'(t) = \Delta + \frac{\Delta^2}{2\omega_0} - \frac{\omega_p^2}{\omega_0 B(t)} \left(\frac{A_0}{2} \cos(\psi_0 + \psi(t) - \varphi_0) - n(t) \cos(\omega_0 t + \psi_0 - \psi(t)) \right).$$

При условии $n(t) = 0$ и положив $\psi'(t) = 0$, найдем стационарное значение фазы из уравнения

$$\Delta + \frac{\Delta^2}{2\omega_0} - \frac{\omega_p^2 A_0}{2\omega_0 B(t)} \cos(\psi_0 + \psi(t) - \varphi_0) = 0,$$

$$\psi(t) = \varphi_0 - \psi_0 + \arccos \frac{\left(\Delta^2 + \frac{\Delta^2}{2\omega_0} \right) 2\omega_0 B(t)}{\omega_p^2 A_0}.$$

Если расстройка $\Delta = 0$, то

$$\psi(t) = \varphi_0 - \psi_0 + \pi/2.$$

Аналогично из уравнения определим стационарное значение амплитуды колебаний при отсутствии шума

$$B'(t) = 0, \quad B_0 = \frac{\omega_p^2 A_0}{2\omega_0} \tau.$$

Подставляя стационарное значение амплитуды в уравнение для фазы, окончательно получим:

$$\psi'(t) = \Delta + \frac{\Delta^2}{2\omega_0} - \frac{1}{\tau} \cos(\psi_0 + \psi(t) - \varphi_0) - \frac{2}{A_0 \tau} n(t) \cos(\omega_0 t + \psi_0 - \psi(t)).$$

В результате решения уравнения Фоккера – Планка – Колмогорова получающееся выражение для плотности распределения фазы,

основным колебанием $\cos(\omega_0 t)$, выражение можно представить в следующем виде:

$$\zeta'(t) = -\omega_0 B(t) \sin(\omega_0 t + \psi_0 + \psi(t)),$$

где $B(t) = \sqrt{\zeta^2(t) + \frac{(\zeta'(t))^2}{\omega_0^2}}$ – огибающая узкополосного сигнала; $\psi(t) = -\omega_0 t - \psi_0 - \arctg \frac{\zeta'(t)}{\omega_0 \zeta(t)}$ – его фаза.

Используя стандартное преобразование уравнений огибающей и фазы [5, 7] и учитывая инвариантность во времени импульсной реакции $C(t)$, получаем:

$$A(t) = A_0, \quad \varphi(t) = 0; \quad \text{тогда}$$

в общем случае, не представляется через известные функции и не позволяет судить о характере поведения фазы. При малой расстройке Δ и большой добротности фильтра ВТЧ можно считать, что коэффициент сноса равен нулю, и процесс становится чисто диффузионным. Следовательно, в этом случае фазу можно рассматривать как винеровский процесс. И, таким образом, переходя к дискретному времени, случайные блуждания фазы $\psi(t)$ около среднего значения обусловлены сдвигом частот.

При рассмотрении линейного тракта, содержащего n промежуточных (транзитных) узлов, необходимо учитывать, что флуктуации фазы на выходе каждого сетевого элемента воспринимаются следующим элементом как флуктуации временного положения импульсов во входном цифровом сигнале. При этом низкочастотная составляющая фазовых дрожаний входного сигнала не подавляется, а складывается случайным образом с дрожаниями, вносимыми данным узлом. В результате, происходит накопление фазовых флуктуаций, и среднеквадратическое значение фазовых дрожаний на выходе цепочки из n регенераторов будет пропорционально $\sqrt{n}$.

В данной статье одним из основных источников фазовых дрожаний назван цифровой линейный тракт.

При рассмотрении возникновения фазовых дрожаний в линейном тракте учтены особенности построения цифровых сетей и формирования линейного тракта, рассмотрена работа выделителя тактовой частоты и получены аналитические зависимости для спектра сигнала на входе выделителя. На основании этих данных выяснены причины фазовых дрожаний, вносимых линейным трактом. В результате анализа установлено, что фазовые дрожания представляют собой винеровский процесс.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Зингеренко, А. М.* Системы многоканальной связи / А. М. Зингеренко, Н. Н. Баева, М. С. Тверецкий. – М.: Связь, 1980 – С. 439.
2. *Левин, Л. С.* Цифровые системы передачи информации / Л. С. Левин, М. А. Плоткин. – М.: Радио и связь, 1982. – С. 216.
3. *Былянский, П.* Цифровые системы передачи : пер. с англ. / П. Былянский, Д. Ингрэм. – М.: Связь, 1980. – С. 360.
4. *Левин, Б. Р.* Теоретические основы статистической радиотехники / Б. Р. Левин. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1989. – С. 656.
5. *Тихонов, В. И.* Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем / В. И. Тихонов, В. Н. Харисов. – М.: Радио и связь, 1991. – С. 320.
6. *Тихонов, В. И.* Нелинейная фильтрация и квазикогерентный прием сигналов / В. И. Тихонов, Н. К. Кульман. – М.: Советское радио, 1975. – С. 704.
7. *Казаков, В. А.* Введение в теорию марковских процессов и некоторые радиотехнические задачи / В. А. Казаков. – М.: Советское радио, 1973. – С. 232.
8. *Курицын, С. А.* Методы адаптивной обработки сигналов передачи данных / С. А. Курицын. – М.: Радио и связь, 1988. – С. 144.
9. Марковская модель канала тональной частоты / С. А. Курицын [и др.] // Техника средств связи. Сер. ТПС, 1984, вып. 2. – С. 163.
10. *Ярлыков, М. С.* Применение Марковской теории нелинейной фильтрации в радиотехнике / М. С. Ярлыков. – М.: Советское радио, 1980. – С. 360.

Научное издание

ИЗВЕСТИЯ

Волгоградского государственного технического университета

№ 6(93), 2012 г.

Серия «ЭЛЕКТРОНИКА, ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА, РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ»
(Выпуск 6)

Межвузовский сборник научных статей

Редактор *Л. Н. Рыжих*

Компьютерная верстка *Е. В. Макаровой*

Темплан 2012 г. (научные издания). Поз. № 4н.

Подписано в печать 25.05.2012. Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная.

Гарнитура Times. Печать офсетная. Усл. печ. л. 14,65. Уч.-изд. л. 14,23.

Тираж 150 экз. Заказ

Волгоградский государственный технический университет.
400005, г. Волгоград, просп. им. В. И. Ленина, 28, корп. 1.

Отпечатано в типографии ИУНЛ ВолгГТУ.
400005, г. Волгоград, просп. им. В. И. Ленина, 28, корп. 7.

В сборнике научных статей «Известия ВолгГТУ», серии «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» публикуются статьи, которые содержат результаты теоретических и экспериментальных исследований и представляют научный и практический интерес для широкого круга специалистов в области электродинамики, электроники, измерительной техники.

Вопрос об опубликовании статьи или ее отклонении решает редакционная коллегия сборника, которая утверждается ректором университета, ее решение является окончательным. Редакция направляет представленный для издания материал на рецензирование.

Рукопись должна быть набрана и сверстана в текстовом редакторе Word и распечатана на лазерном принтере в режиме полной загрузки тонера. Формат бумаги А4 (210×297 мм).

Для ускорения подготовки издания необходимо представлять файлы статей на дискетах или компакт-дисках (CD) в полном соответствии с распечатанным оригиналом. Дискета должна быть вложена в отдельный конверт, на этикетке дискеты указываются фамилии авторов статьи.

При наборе текста следует соблюдать следующие требования: поля – верхнее – 2,0 см, нижнее – 3,0 см, левое – 2,5 см, правое – 2,5 см; шрифт Times, кегль 14, интервал полуторный.

Текст набирается с применением автоматического переноса слов, перед знаками препинания (в том числе внутри скобок) пробелы не допускаются, после них ставится один пробел. Разрядка слов не допускается, следует избегать перегрузки статей большим количеством формул, рисунков, таблиц. Для набора символов в формульном редакторе MS Equation (MS Word) использовать установки (Стиль/Размеры) только по умолчанию; рисунки должны быть выполнены в редакторах векторной графики, таких как CorelDRAW или в любом приложении к Word. Допускается сканирование рисунков в программе Microsoft Photo Editor.

Инициалы и фамилия автора (авторов) пишутся над заглавием статьи. Ниже заглавия, перед основным текстом, указывается организация или предприятие, в котором работает автор статьи. В конце статьи ставится полное название учреждения, которое рекомендует статью для публикации, дата и подпись автора (всех авторов).

Литературные ссылки должны быть оформлены в соответствии с ГОСТ 7.1–2003 «Библиографическая запись. Библиографическое описание. Общие требования и правила составления». Библиографический список использованной литературы, составленный в порядке упоминания в тексте, дается в конце статьи; связь с основным текстом осуществляется цифровым порядковым номером в квадратных скобках в строке. Подстрочные ссылки не допускаются.

Иностранные фамилии и термины в тексте следует приводить в русском переводе. В библиографическом списке фамилии авторов, полное название книг и журналов приводится на языке оригинала.

Ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

При обозначении единиц физических величин должна применяться Международная система единиц (СИ).

Объем статьи не должен превышать 8 страниц бумаги формата А4, включая таблицы и библиографический список; число рисунков – не более четырех, включая рисунки, помеченные буквами *a*, *b*, и т. д. Рекомендуется включать в сборник статьи с авторским коллективом не более четырех человек с участием каждого автора в одной–двух статьях.

Статьи должны представлять сжатое четкое изложение результатов, полученных автором без повторов приводимых данных в тексте статьи, таблицах и рисунках. К статье должны быть приложены: сведения об авторах (полное имя, отчество, фамилия, ученая степень, звание, домашний адрес, номер телефона служебный, домашний, E-mail), документация, подтверждающая возможность ее открытого опубликования.