МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИЗВЕСТИЯ ВОЛГОГРАДСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Серия
ЭЛЕКТРОНИКА, ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА, РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

Выпуск 7

№ 3(106) Межвузовский сборник научных статей
Издается с января 2004 г. 2013

Волгоград
2013

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 В. Б. Байбурин
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. акад. МАР 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. Д. Захарченко
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. № 3(106) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2013. – 120 с. (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 7).
ISBN 978–5–9948–1152–8

Представлены работы: по общим вопросам электроники; полупроводниковой, вакуумной и молекулярной электронике; информационно-измерительным системам в промышленности и медицине; теории измерений; радиотехнике.

Ил. 84. Табл. 9. Библиогр.: 197 назв.

ISBN 978–5–9948–1152–8

© Волгоградский государственный технический университет, 2013

Научное издание

И З В Е С Т И Я
Волгоградского государственного технического университета
№ 3(106), 2013 г.

Серия «ЭЛЕКТРОНИКА, ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА, РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ»
(Выпуск 7)

Межвузовский сборник научных статей

Редактор *Л. Н. Рыжих*
Компьютерная верстка *Е. В. Макаровой*

Темплан 2013 г. (научные издания). Поз. № 55н.
Подписано в печать 11.04.2013. Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная.
Гарнитура Times. Печать офсетная. Усл. печ. л. 13,95. Уч.-изд. л. 14,78.
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.

СОДЕРЖАНИЕ

Часть 1. ЭЛЕКТРОНИКА

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Шилин А. Н., Лавеева К. А.
Операторный метод анализа пороговой чувствительности оптико-электронных приборов 7

Воронин П. В.
Критерий устойчивости компланарных тригональных точек либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле 12

Воронин П. В.
Критерий устойчивости коллинеарных точек либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле 19

Смоляр В. А., Нгуен Чыонг Тхань Хиеу
Вычисление коэффициента обратного рассеяния электрона в твердых телах методом Монте-Карло в приближении непрерывного замедления 24

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Литинский А. О., Стебеньков А. М., Стебенькова Н. А.
Спектр одноэлектронных состояний кристалла германия с дефектами замещения атомами 3d элементов 28

Литинский А. О., Та Динь Хиен
Электронно-энергетические, магнитные и абсорбционные характеристики графеноподобного гексагонального нитрида бора с дефектами типа замещения и вакансии 33

Жога Л. В., Нестеров В. Н., Терех В. В., Габриэлян А. В.
Исследование поведения токов поляризации методом компьютерного моделирования движения доменных стенок 41

ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Ермолаев А. В., Оленникова О. А., Поляков И. В.
Возбуждение комбинационных составляющих в спектре магнетронного генератора при конкуренции соседних видов колебаний 45

Ковтун Д. Г., Башкирев А. М.
Влияние неустойчивости в электронном потоке на токопрохождение в плоском вакуумном диоде 50

Фам Май Ан, Бурханов А. И., Медников С. В., Шеин А. Г.
Особенности акустических характеристик монокристаллического ниобата лития в окрестности температуры +130 °С 57

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Титов В. А.
Получение серебряного электрода на пьезокерамическом элементе при локализации тепловыделения в слое серебросодержащей пасты 60

Титов В. А.
Механизм осцилляций спекания напыленной пленки 65

Лыу Тхи Ньян, Шеин А. Г., Медников С. В., Бурханов А. И.
Влияние освещения на процессы низко- и инфранизкочастотной релаксации поляризации в сегнетокерамике SBN 72

Часть 2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ МЕТРОЛОГИИ

Муха Ю. П., Поляков В. С., Поляков С. В.
Использование теории автоматов, машин Тьюринга и сетей Петри для создания концепции нейроноподобных систем..... 76

Секачёв В. А.
Способ преобразования структур измерительных систем в категорные выражения и обратно с использованием операции присоединения..... 82

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Корочин Д. А.
Метод сегментарного анализа измерительного кардиосигнала..... 86

Пенской А. С., Мальцев Н. И., Пустовалов А. П.
Измерения коэффициента отражения воды в СВЧ-диапазоне..... 91

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА В НАУКЕ, ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ

Захарченко В. Д., Пак О. В.
Моделирование электромагнитной совместимости стробоскопических систем обработки периодических радиосигналов..... 96

Макартичян С. В.
Цифровой двухчастотный влагомер древесины..... 99

Артамонов Д. В., Литвинов А. Н.
Математическое моделирование динамики слоистых панелей..... 103

Часть 3. РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

Муха Ю. П., Секачёв В. А.
Алгоритм для автоматического формирования связей компонентов при структурном и схемотехническом проектировании..... 107

Парпула С. А., Гирич В. С., Заярный В. П.
Изучение электродинамических характеристик антенн бегущей волны СВЧ-диапазона с линейно-расширяющимся раскрывом..... 112

Романенко Р. П.
Выбор и модернизация оптимальной схемы комплексирования радионавигационных и автономных систем..... 116

CONTENS

Part 1. ELECTRONICS

THE GENERAL QUESTIONS OF ELECTRONICS

Shilin A. N., Laveeva K. A.
Operator method of the threshold sensitivity analysis of optical-electronic devices..... 7

Voronin P. V.
Criterion of stability of complanary triangular equilibrium points in space of binary system, stabilized in an external orthogonal magnetic field..... 12

Voronin P. V.
Criterion of stability of collineary equilibrium points in space of binary system, stabilized in an external orthogonal magnetic field..... 19

Smolar V. A., Nguyen Truong Thanh Hieu
Backscattering coefficient calculations of the electron scattering in solids by method Monte Carlo applying continuous slowing down approximation..... 24

SEMICONDACTOR AND NANOELECTRONICS

Litinski A. O., Stebenkov A. M., Stebenkova N. A.
One-electronic states spectrum of germanium crystal with the defects of substitution for the 3d-element atoms..... 28

Litinski A. O., Ta Dinh Hien
Electron energy, magnetic and absorption characteristics of graphene-like hexagonal boron nitride with substitutional and vacancy defects..... 33

Zhoga L. V., Nesterov V. N., Terekh V. V., Gabrielayn A. V.
Analysis of the behavior of polarization currents by computer simulation of motion of domain walls..... 41

VACUUM ELECTRONICS

Ermolaev A. V., Olennikova O. A., Polyakov I. V.
The excitement of combinational components in spectrum of a magnetron generator by competition neighboring mode of oscillations..... 45

Kovtun D. G., Bashkirev A. M.
The influence of the instability in the electron beam on the current flow in a planar vacuum diode..... 50

Pham Mai An, Burkhanov A. I., Mednikov S. V., Shein A. G.
The features of single-crystal lithium niobate acoustic characteristics in the vicinity of the temperature +130 °C..... 57

ACOUSTOELECTRONICS AND MOLECULAR ELECTRONICS

Titov V. A.
Silver of piezoceramic with localization of heating into film..... 60

Titov V. A.
Mechanism of oscillating decay of film with nonequalibrium structure get by vapor deposition..... 65

Luu Thi Nhan, Shein A. G., Mednhikov S. V., Burkhanov A. I.
The influence of light on processes of polarization low- and infralow frequency relaxation in ferroelectric barium – strontium ceramic..... 75

Part 2. MEASURING TECHNICS

THEORY OF MEASURING

Muha Y. P., Poljakov V. S., Poljakov S. V.
Use of the theory of automata, Turing machines and Petri nets for creating the concept of neural systems..... 76
Sekashev V. A.
Of way the transformation of the structures of the measuring systems in categories expressions and back with use the operations of the joining..... 82

THE GENERAL QUESTIONS OF MEASURING

Korochin D. A.
Segmental analysis method of measuring cardio..... 86
Penskoy A. S., Maltsev N. I., Pustovalov A. P.
Measurement of water reflection coefficient in microwave range..... 91

MEASURING DEVICES IN THE SCIENCE, THE INDUSTRIES, IN MEDICINE

Zakharchenko V. D., Pak O. V.
Modeling of electromagnetic compatibility of periodic radiosignal stroboscopic processing systems..... 96
Makartichyan S. V.
Two-frequency digital wood hydrometer..... 99
Artamonov D. V., Litvinov A. N.
Dynamics of structural components of products in the form of sandwich panels..... 103

Part 3. RADIOTECHNICS AND TELECOMMUNICATION

Mucha Y. P., Sekashev V. A.
Algorithm for automatic formation of communications of components at structural and circuitry design..... 107
Parpula S. A., Girich V. S., Zayarniy V. P.
Study of electrodynamic characteristics traveling-wave antenna with linearly-extending revealing the microwave range..... 112
Romanenko R. P.
Selection and modernization of the optimal scheme of integration of radio navigation and autonomous systems…..... 116

ЭЛЕКТРОНИКА

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 681.7.08

А. Н. Шилин, К. А. Лавеева

N. Shilin, K. A. Laveeva

ОПЕРАТОРНЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ПОРОГОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

OPERATOR METHOD OF THE THRESHOLD SENSITIVITY ANALYSIS OF OPTICAL-ELECTRONIC DEVICES

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: eltech@vstu.ru

В статье рассматривается методика определения порога чувствительности фотоприемного устройства. Представленный анализ вероятностных характеристик шумовых сигналов на выходе оптоэлектронного тракта основан на преобразовании Лапласа и теоремах о предельных значениях в области оригинала. Предложенная методика исключает вычисление интеграла Хинчина – Винера, что расширяет область применения рассматриваемого подхода и упрощает расчеты.

Ключевые слова: шумовой сигнал, дисперсия, корреляционная функция, преобразование Лапласа, интеграл Хинчина – Винера, теорема о начальном значении, порог чувствительности.

In this article the method of determining the threshold of sensitivity photodetector is considered. The presented analysis of stochastic characteristics of noise signals at the output of the optoelectronic channel is based on the Laplace transform and theorems on the limit values of the original. The proposed method eliminates the calculation of the integral Wiener – Khintchine that broadens the scope of the approach and simplifies the calculations.

Keywords: noise signal, variance, correlation function, Laplace transform, Wiener–Khintchine integral, a theorem on the initial value, threshold of sensitivity.

Одним из основных параметров оптико-электронных измерительных приборов является порог чувствительности, поскольку он определяет минимальный регистрируемый поток излучения [1]. Определение порога чувствительности напрямую связано с операцией приведения всех внутренних шумов устройства к выходу оптоэлектронного тракта. Существующая в настоящее время методика расчета вероятностных характеристик шумовых сигналов на выходе оптоэлектронного тракта основана на классическом спектральном методе, предполагающем применение интеграла Хинчина – Винера [2]. Однако для цепей с передаточными функциями высоких порядков, интегрирование может представлять существенную сложность. И, кроме того, расчет классическим методом может быть осуществлен посредством программных пакетов, однако часто возникает задача расчета в режиме реального времени. Поскольку в настоящее время не известны другие методы расчета вероятностных характеристик шумовых сигналов, то целесообразно, как и для моделирования детерминированных сигналов, использовать операторные методы анализа, которые упрощают операцию обработки.

Известны результаты использования операторных методов для анализа динамических процессов. В некоторых монографиях [3] данный подход применялся для решения рассматриваемой задачи, однако представленные результаты не совпадали с результатами, полу-

ченными классическим методом. После проведенного анализа было выяснено, что основной причиной неадекватности результатов является то, что не учитывались различия одно- и двухсторонних пределов интегральных преобразований (Фурье и Лапласа). Авторами были учтены эти различия и аналитически получены соотношения, на основе которых разработана методика анализа преобразований случайных сигналов в типовых звеньях, а именно в инерционном звене первого и колебательном звене второго порядка. Разработанная методика применялась для решения практической задачи определения отношения сигнал-шум в оптоэлектронном тракте измерительного устройства [4].

В качестве примера рассмотрено применение операторного метода анализа пороговой чувствительности оптико-электронных приборов на основе схемы замещения фотоприемного устройства с неинвертирующим входом. Эта задача была ранее решена классическим методом [2]. На рис. 1, *а* показана схема фотоприемного устройства, а на рис. 1, *б* – соответствующая шумовая схема замещения.

Инерционные свойства фотоприемника и усилителя определяются соответственно постоянными времени $\tau_{ф} = (R_{ф} \,||\, R_{н})C_{ф}$ и $\tau_{y} = R_{вых}C_{вых}$. В этой схеме источниками шумов являются следующие элементы: фотодиод, действующий как генератор тока $I_{ш.ф}$ теплового и дробового шума, операционный усилитель, шумовые характеристики которого определяются дробовым $I_{ш.у}$ и тепловым $E_{ш.у}$ шумами, приведенными ко входу усилителя, и резисторы R_1 и R_2, как генераторы тепловых шумов $I_{ш.R_1}$ и $I_{ш.R_2}$ [3].

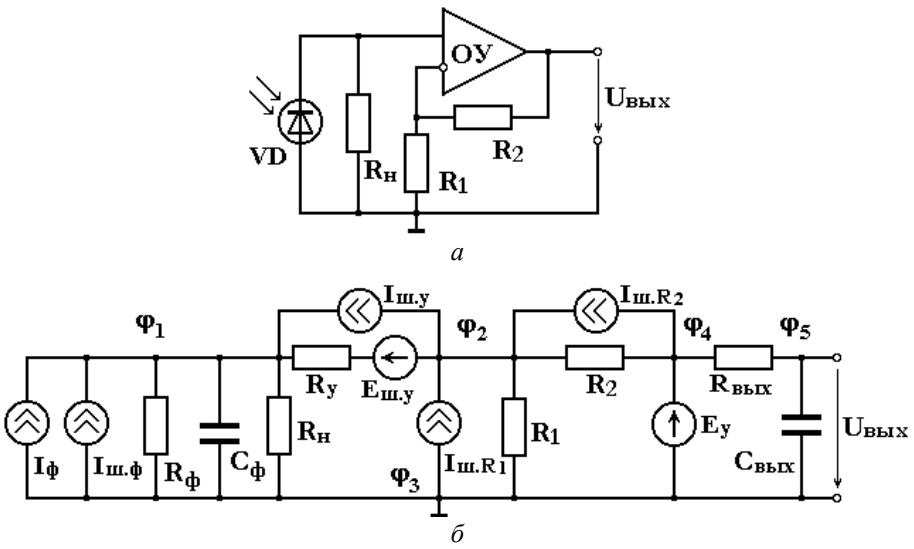


Рис. 1. Фотоприемное устройство с неинвертирующим входом:
а – принципиальная схема; *б* – схема замещения

Дисперсии напряжения и тока теплового шума, вызванного хаотическим тепловым движением свободных электронов в приемнике, определяются по формуле Найквиста:

$$\overline{V}_m^2 = 4kTR\Delta f\,; \quad \overline{I}_m^2 = 4kTR^{-1}\Delta f\,, \qquad (1)$$

где R – сопротивление приемника (для фотодиода берут сопротивление базы $R_{б}$); Δf – полоса частот.

Дисперсии напряжения и тока дробового шума, причиной которого является поток частиц, флуктуирующих во времени, определяются по формуле Шоттки:

$$\overline{I}_{др}^2 = 2eI_0\Delta f\,; \quad \overline{V}_{др}^2 = 2eI_0R_{н}^2\Delta f\,, \qquad (2)$$

где $e = 1{,}6\cdot10^{-19}\,\text{А}\cdot\text{с}$ – заряд электрона; I_0 – среднее значение тока в приемнике; Δf – полоса частот; $R_{н}$ – сопротивление нагрузки.

Эти шумы имеют равномерный спектр (белый шум).

Спектральная плотность реакции цепи на входное воздействие в виде случайного сигнала со спектральной плотностью $S_x(\omega)$ в установившемся режиме может быть найдена следующим образом [4]:

$$S_y(\omega) = \left|W(j\omega)\right|^2 S_x(\omega) = \left|W(p)\right|^2 S_x(\omega)\,; \qquad (3)$$

здесь $W(j\omega)$ и $W(p)$ – комплексно-частотный коэффициент передачи цепи в форме Фурье и Лапласа.

Поскольку между узлами φ_4 и φ_5 нет контура обратной связи, т. е. потенциал φ_5 не влияет на φ_4, комплексно-частотные коэффициенты передачи рассматриваемой цепи могут быть представлены в виде произведения двух коэффициентов передачи:

$$W_{\text{вых}i}(j\omega) = W_i(j\omega) \cdot W_{RC}(j\omega), \qquad (4)$$

где $W_i(j\omega)$ – комплексно-частотные коэффициенты передачи от каждого источника шума к узлу φ_4; $W_{RC}(j\omega) = \dfrac{1}{1 + j\omega R_{\text{вых}} C_{\text{вых}}}$ – коэффициент передачи выходной RC цепи от узла φ_4 к узлу φ_5.

Далее рассмотрен граф данной цепи [2], где в качестве независимых переменных выбраны источники шумов $I_{\text{ш.ф}}$, $I_{\text{ш.у}}$, $E_{\text{ш.у}}$, $I_{\text{ш.}R_1}$, $I_{\text{ш.}R_2}$, а в качестве зависимых переменных – потенциалы φ_1, φ_2, φ_4, φ_5 (рис. 2). Передачи ветвей графа определяются с помощью выражений:

$$B_1(j\omega) = \frac{1}{G_{\text{фну}} + j\omega C_{\text{ф}}}, \; B_2(j\omega) = \frac{G_{\text{вых}}}{G_{\text{вых}} + j\omega C_{\text{вых}}},$$

$$A_1 = \frac{G_{\text{у}}}{G_{12\text{у}}}, \; A_2 = \frac{G_2}{G_{12\text{у}}}, \; A_3 = \frac{1}{G_{12\text{у}}},$$

где $G_{\text{фну}} = G_{\text{ф}} + G_{\text{н}} + G_{\text{у}}$, $G_{12\text{у}} = G_1 + G_2 + G_{\text{у}}$, G_i – соответствующие проводимости.

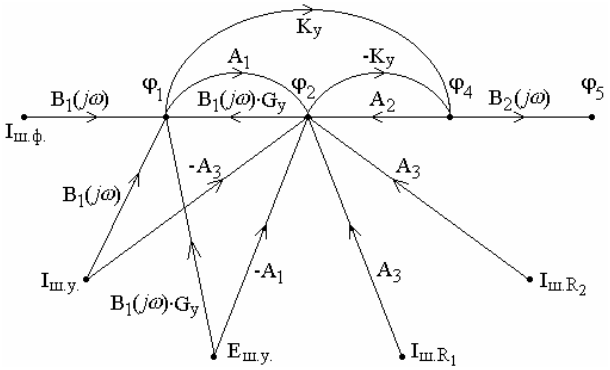


Рис. 2. Граф схемы замещения усилителя с неинвертирующим входом

Тогда, используя правило Мезона, получим коэффициенты передачи [2], представленные в таблице.

Комплексно-частотные коэффициенты передачи от каждого источника шума к узлу φ_4 [2]. Здесь $K_{\text{у}}$ – коэффициент усиления без обратной связи

№	Источники шумов	Комплексно-частотные коэффициенты передачи
1	$I_{\text{ш.ф}}$	$W_1(j\omega) = \dfrac{X_1}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_1 = \dfrac{K_{\text{у}} - A_1 K_{\text{у}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$, $R_{\text{Э}} = \dfrac{1 + K_{\text{у}} A_2}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$
2	$I_{\text{ш.у}}$	$W_2(j\omega) = \dfrac{X_2 + j\omega C_{\text{ф}} Z_2}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_2 = \dfrac{K_{\text{у}} - A_1 K_{\text{у}} - A_3 G_{\text{у}} K_{\text{у}} + A_3 K_{\text{у}} G_{\text{фну}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$, $Z_2 = \dfrac{A_3 K_{\text{у}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$
3	$E_{\text{ш.у}}$	$W_3(j\omega) = \dfrac{X_3 + j\omega C_{\text{ф}} Z_3}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_3 = X_2 G_{\text{у}}$, $Z_3 = Z_2 G_{\text{у}}$
4	$I_{\text{ш.}R1}$	$W_4(j\omega) = \dfrac{X_4 + j\omega C_{\text{ф}} Z_4}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_4 = \dfrac{A_3 G_{\text{у}} K_{\text{у}} - A_3 K_{\text{у}} G_{\text{фну}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$, $Z_4 = \dfrac{-A_3 K_{\text{у}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$
5	$I_{\text{ш.}R2}$	$W_5(j\omega) = W_4(j\omega)$

Тогда коэффициенты передачи, согласно формуле (4), определяются выражениями:

$$W_{\text{вых1}}(j\omega) = \frac{X_1}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}} \cdot \frac{1}{1 + j\omega R_{\text{вых}} C_{\text{вых}}}, \qquad (5)$$

$$W_{\text{вых}i}(j\omega) = \frac{X_i + j\omega C_{\text{ф}} Z_i}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}} \cdot \frac{1}{1 + j\omega R_{\text{вых}} C_{\text{вых}}}, \qquad (6)$$

где i = 2–5.

Зная дисперсии шумов (1, 2) для каждого элемента схемы и квадраты модулей комплексно-частотных коэффициентов передачи (5, 6), можно определить спектральную плотность выходного случайного сигнала ($B^2/\text{Гц}$). Предварительно перейдем от дисперсии к средней плотности дисперсии (дисперсия на единицу длины данного интервала частот) по формуле

$$S_{\text{вх}}(\omega) = \frac{\overline{\sigma}^2_{\text{вх}}}{\Delta\omega}. \qquad (7)$$

Тогда используя формулы (1), (2) и (5), (6), получим выражения для составляющих выходной спектральной плотности оптоэлектронного тракта от каждого источника шума. Для вычисления порогового значения суммарный шум приводится ко входу ФПУ.

Осуществим непосредственный переход от переменной ω в классическом преобразовании Фурье к переменной p в преобразовании Лапласа, учитывая одно- и двухстороннюю природу этих преобразований в случае систем, рассчитываемых стандартными методами. Ранее [3] выводилось соотношение между корреляционными функциями в виде изображения по Лапласу:

$$R_y(p)+R_y(-p)=W(p)W(-p)\cdot[R_x(p)+R_x(-p)]. \quad (8)$$

Получив функцию корреляции в положительные моменты времени, отобразим ее правую ветвь в левую полуплоскость. Соответственно, в формуле (8) должно остаться только слагаемое $R_y(p)=R_{yrig}(p)$, а второе слагаемое необходимо отбросить. Чтобы совершить подобную операцию, следует разложить правую часть уравнения (1) на сумму двух слагаемых, в одном из которых перед переменной p стоит только знак «плюс», а в другом – «минус».

Тогда изображение Лапласа от корреляционной функции белого шума будет равно:

$$R_x(p)=\frac{S_0}{2}. \quad (9)$$

Теорема о начальном значении для преобразования Лапласа имеет следующий вид:

$$\lim_{t\to 0} y(t)=\lim_{p\to\infty} pY(p). \quad (10)$$

В таком случае, учитывая связь между корреляционной функцией и дисперсией, для нахождения дисперсии сигнала на выходе цепи можно записать:

$$\overline{\sigma}_y^2=R_y(0)=\lim_{p\to\infty} pR_y(p). \quad (11)$$

При цифровом моделировании реакции дискретных систем на входное воздействие в виде вероятностных (шумовых) сигналов возникает задача применения рассмотренной методики для z-преобразования (Лорана) [5]. Этот вид преобразования, аналогично преобразованию Лапласа, является односторонним, и необходимо рассматривать корреляционную функцию при положительных значениях времени. Переход от непрерывной передаточной функции $W(p)$ по Лапласу к эквивалентной дискретной $W(z)$ осуществим методом z-форм.

На основе проведенных расчетов [4, 7] было выяснено, что наименьшей погрешностью определения корреляционной функции шумового сигнала обладает метод прямой разности. Поэтому дисперсию сигнала на выходе оптоэлектронного тракта найдем, используя данный метод, и осуществим переход от переменной p к z в формуле (11):

$$\overline{\sigma}_y^2=R_y(0)=\lim_{p\to\infty} pR_y(p)=\lim_{z\to\infty}\frac{z-1}{T}R_y(z); \quad (12)$$

здесь $R_y(z)=R_y(p)\big|_{p=\frac{z-1}{T}}$; T – период дискретизации.

Применим рассмотренную методику для нахождения дисперсии $\overline{\sigma}_{1(m)}^2$ выходного шумового напряжения, если входным вероятностным сигналом является ток теплового шума фотоприемника $I_{\text{ш.ф}}$ (таблица). Поскольку он имеет вид белого шума и спектральную плотность:

$$S_{1(\text{т})}(\omega)=|W_{\text{вых1}}(j\omega)|^2\cdot\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}, \quad (13)$$

передаточный коэффициент находится согласно формуле (5). Спектральные плотности остальных шумов представлены в [2].

Разложим произведение $W_{\text{вых1}}(p)W_{\text{вых1}}(-p)$ на сумму дробей с положительным знаком перед p в знаменателе и с отрицательным знаком, и возьмем ту дробь, которая выражает преобразование Лапласа для положительной ветви корреляционной функции.

Обозначим $\tau_1=R_\text{Э}C_\text{Ф}$, $\tau_2=R_\text{ВЫХ}C_\text{вых}$; тогда, используя формулы (5), (8) и (13), получим:

$$R_y(p)+R_y(-p)=\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}W_{\text{вых1}}(p)W_{\text{вых1}}(-p)=$$

$$=\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\left[\frac{(\tau_1+\tau_2+p\tau_1\tau_2)}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}+\frac{(\tau_1+\tau_2-p\tau_1\tau_2)}{(1-p\tau_1)(1-p\tau_2)}\right].$$

При сравнении соответствующих слагаемых в правой и левой частях уравнения видно, что

$$R_{yrig}(p)=\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{(\tau_1+\tau_2+p\tau_1\tau_2)}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}. \quad (14)$$

По теореме (11) о начальном значении имеем:

$$\overline{\sigma}_{1(m)}^2=\lim_{p\to\infty}\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{(\tau_1+\tau_2+p\tau_1\tau_2)p}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}=$$

$$=\frac{kTX_1^2}{\pi R_\text{ф}(\tau_1+\tau_2)}. \quad (15)$$

Аналогично получим выражение для дисперсии $\overline{\sigma}_{1(\text{др})}^2$ выходного шума, если источни-

ком является ток дробового шума фотоприемника:

$$\overline{\sigma}^2_{1(\text{др})} = \frac{eI_\text{ф}X_1^2}{2\pi(\tau_1+\tau_2)}. \qquad (16)$$

Дисперсии остальных шумов $\overline{\sigma}^2_{2(\text{др})}$, $\overline{\sigma}^2_{3(\text{т})}$, $\overline{\sigma}^2_{4(\text{т})}$, $\overline{\sigma}^2_{5(\text{т})}$ вычисляются аналогичным образом. В этом случае:

$$R_{yi}(p) = \frac{S_{\text{вх}i}}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{(X_i^2\tau_1\tau_2 + C_\text{Ф}^2Z^2)p + X_i^2(\tau_1+\tau_2)}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}, \qquad (17)$$

где $S_{\text{вх}i}$ – спектральная плотность соответствующего шума на входе цепи, согласно формулам (7), (1) и (2) и таблице.

По формуле (11):

$$\overline{\sigma}^2_{yi} = \lim_{p\to\infty}\frac{S_{\text{вх}i}}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{((X_i^2\tau_1\tau_2 + C_\text{Ф}^2Z^2)p + X_i^2(\tau_1+\tau_2))p}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)} = \frac{S_{\text{вх}\,i}}{2(\tau_1+\tau_2)}\left(X_i^2 + \frac{C_\text{Ф}^2Z^2}{\tau_1\tau_2}\right), \qquad (18)$$

где $i = 2-5$.

Рассмотрим также применение метода z-форм для цифрового моделирования корреляционной функции шумового сигнала.

Согласно методу прямой разности [6], сделаем замену переменных:

$$p = \frac{z-1}{T_0}.$$

Тогда правая ветвь дискретной корреляционной функции (14) в виде z-преобразования имеет вид:

$$R_{yrig}(z) = \frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{\tau_1\tau_2\frac{z-1}{T_0}+\tau_1+\tau_2}{(1+\tau_1\frac{z-1}{T_0})(1+\tau_2\frac{z-1}{T_0})}. \qquad (19)$$

Аналогично определяются изображения корреляционных функций других шумов.

Полученные результаты расчета дисперсии описанными методами при $R_\text{ф} = 5$ кОм; $I_\text{ф} = 5$ мкА; $I_\text{вх} = 1$ нА; $R_y = 100$ МОм; $R_1 = 1{,}1$ кОм; $R_2 = 10$ кОм, выраженные в B^2, имеют следующий вид:

$$\overline{\sigma}^2_{1(m)} = 1{,}092\cdot10^{-11};\ \overline{\sigma}^2_{1(\text{др})} = 5{,}4\cdot10^{-12};$$

$$\overline{\sigma}^2_{2(\text{др})} = 8{,}230\cdot10^{-15};\ \overline{\sigma}^2_{3(\text{т})} = 4{,}160\cdot10^{-15};$$

$$\overline{\sigma}^2_{4(\text{т})} = 2{,}105\cdot10^{-10};\ \overline{\sigma}^2_{5(\text{т})} = 2{,}316\cdot10^{-11}.$$

При расчете общего шума приемника оптического излучения считают, что шум некоррелирован, поэтому суммарное выходное среднеквадратичное напряжение шума в узле 4 равно:

$$\overline{\sigma}^2_\Sigma = \overline{I}^2_{\text{т}1} + \overline{I}^2_{\text{др}1} + \overline{I}^2_{\text{др}2} + \overline{V}^2_{\text{т}3} + \overline{I}^2_{\text{т}4} + \overline{I}^2_{\text{т}5} = 2{,}50\cdot10^{-10}\ (B^2).$$

Пороговый поток приемника оптического излучения в заданной полосе Φ_n находится следующим образом [1]:

$$\Phi_n = \sqrt{\overline{V}^2_\text{ш}}\,/\,S_V. \qquad (20)$$

Тогда пороговый поток

$$\Phi_n = \frac{\sqrt{\overline{\sigma}^2_\Sigma}}{K_\text{ос}S_\text{I}R_\text{вх.н}} = 4{,}61\cdot10^{-9}\ (\text{Вт}),$$

где S_I (А/Вт) – энергетическая токовая чувствительность фотодиода (ФД-1); $R_\text{вх.н}$ – входное сопротивление схемы при $R_\text{н} = 1$ кОм.

Расчет порогового потока с помощью формулы (20) не учитывает реактивную составляющую $C_\text{ф}$ схемы замещения фотоприемника.

Предложенная методика определения дисперсии и корреляционной функции шумового сигнала на выходе измерительного устройства, основанная на использовании операторных методов, позволяет значительно упростить процесс вычисления (по сравнению с классическим методом, связанным с нахождением интеграла Хинчина – Винера). Полученные алгебраические выражения могут быть использованы для анализа цифровых систем обработки информации, в том числе систем реального времени.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Ишанин, Г. Г.* Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов / Г. Г. Ишанин. – Л.: Машиностроение, 1986. – 175 с.

2. *Шилин, А. Н.* Анализ пороговой чувствительности оптико-электронных измерительных приборов / А. Н. Шилин, А. В. Емельянов // Датчики и системы. – 2004. – № 8. – С. 23–26.

3. Методы цифрового моделирования и идентификации стационарных случайных процессов в информационно-измерительных системах / А. Н. Лебедев [и др.]. – Л.: Энергоатомиздат, 1988. – 64 с.

4. *Лавеева, К. А.* Моделирование преобразования стохастических сигналов в оптоэлектронных трактах измерительных приборов / К. А. Лавеева // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 11 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2011. – (Серия «Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики в технических системах» ; вып. 12). – С. 23–26.

5. *Шилин, А. Н.* Моделирование переходных процессов в энергетических системах / А. Н. Шилин, О. А. Крутякова // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Серия «Процессы преобразования энергии и энергетические установки» ; вып. 1). – С. 88–92.

6. *Шилин, А. Н.* Исследование операторно-дискретного метода анализа электрических цепей / А. Н. Шилин, О. А. Крутякова // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 2 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Серия «Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики в технических системах» ; вып. 4). – С. 119–123.

7. *Шилин, А. Н.* Моделирование функции корреляции при цифровой обработке стохастических сигналов / А. Н. Шилин, К. А. Лавеева // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. – 2011. – № 9. – С. 48–52.

8. *Смирнов, С. А.* Преобразования оптических сигналов: учеб. пособие / С. А. Смирнов. – СПб. : СПбУ ИТМО, 2008. – 113 с.

9. *Бакалов, В. П.* Цифровое моделирование случайных процессов / В. П. Бакалов. – М. : Сайнс-пресс, 2002. – 88 с.

10. *Быков, В. В.* Цифровое моделирование в статистической радиотехнике / В. В. Быков. – М. : Советское радио, 1971. – 325 с.

УДК 530 + 531

П. В. Воронин

P.V. Voronin

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ КОМПЛАНАРНЫХ ТРИГОНАЛЬНЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ВО ВНЕШНЕМ ОРТОГОНАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

CRITERION OF STABILITY OF COMPLANARY TRIANGULAR EQUILIBRIUM POINTS IN SPACE OF BINARY SYSTEM, STABILIZED IN AN EXTERNAL ORTHOGONAL MAGNETIC FIELD

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: dvorecl@rambler.ru

В работе рассматриваются точки либрации малой частицы, располагающиеся в плоскости орбит частиц, образующих бинарную систему, стабилизированную во внешнем ортогональном магнитном поле, – компланарные тригональные точки либрации (КТТЛ). Устанавливается критерий устойчивости КТТЛ.

Ключевые слова: магнитное поле, бинарная система, точки либрации.

In work the equilibrium points of a small particle, which is settling down in a plane of orbits of particles, forming binary system, stabilized in an external orthogonal magnetic field, - complanary triangular equilibrium points (CTEP), are considered. The criterion of stability CTEP is established.

Keywords: magnetic field, binary system, equilibrium points.

Введение

Рассмотрим малую частицу массы M с зарядом Q, находящуюся в пространстве бинарной системы, *стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле* [1]. Свяжем с бинарной системой *синодическую* [1] систему координат, в которой вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля может быть представлен в виде $\mathbf{B} = \{0, 0, B_z\}$. Будем считать, что бинарная система образована частицей массы M_1 с зарядом Q_1 и частицей, масса и заряд которой равны соответственно M_2 и Q_2. Для определенности положим $M_2 > M_1$. Угловую скорость вращения бинарной системы ω примем равной 1, а за единицу измерения координат и расстояний примем расстояние d между частицами, образующими бинарную систему. При этом *массовый параметр* бинарной системы $\mu = \dfrac{M_2}{M_1 + M_2}$, а ее *зарядовый параметр* $q = \dfrac{Q_2}{Q_1 + Q_2}$. Вектор *обобщенной циклотронной частоты бинарной системы* $\boldsymbol{\omega}_\chi = \dfrac{Q_1 + Q_2}{M_1 + M_2}\mathbf{B}$, и его проекция на ось Z *синодической* системы координат

$$\omega_\chi = \frac{Q_1 + Q_2}{M_1 + M_2} B_z . \qquad (1)$$

Рассмотрим *малую частицу*, масса M и заряд Q которой много меньше масс и зарядов частиц, образующих бинарную систему. Вектор *циклотронной частоты* малой частицы $\boldsymbol{\omega}_{*\chi} = \dfrac{Q}{M}\mathbf{B}$, а его проекция на ось Z

$$\omega_{*\chi} = \omega_\chi \Omega , \qquad (2)$$

где $$\Omega = \frac{Q/M}{(Q_1+Q_2)/(M_1+M_2)} \qquad (3)$$

суть *приведенный удельный заряд* малой частицы.

Для малой частицы, находящейся в поле бинарной системы, *эффективные коэффициенты электромагнитной редукции масс* первой и второй частиц, образующих бинарную систему, соответственно равны [2]

$$\lambda_{*1} = -\frac{1-q}{1-\mu}\Omega\psi \quad \text{и} \quad \lambda_{*2} = -\frac{q}{\mu}\Omega\psi\,, \qquad (4)$$

где $$\psi = -\frac{(\mu+q\omega_\chi)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{q(1-q)(1+\omega_\chi)}. \qquad (5)$$

Как показано в [2], система динамических уравнений, описывающих движение малой частицы в синодической системе координат, имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} - (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = f(x,y,z); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} + (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = g(x,y,z); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = p(x,y,z), \end{cases} \qquad (6)$$

где $$f(x,y,z) = (1+\omega_{*\chi})x - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{x-x_2}{r_2^3}; \qquad (7)$$

$$g(x,y,z) = (1+\omega_{*\chi})y - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{y}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{y}{r_2^3}; \qquad (8)$$

$$p(x,y,z) = -\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{z}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{z}{r_2^3}, \qquad (9)$$

где, в свою очередь,

$$x_1 = \frac{\mu+q\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \quad x_2 = -\frac{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \qquad (10)$$

$$r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2+y^2+z^2}\,;$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x_2)^2+y^2+z^2}\,. \qquad (11)$$

Допустим, что малая частица может стационарно базироваться в *компланарной тригональной точке либрации (КТТЛ)* [2] с координатами $(x, y, 0)$. Выясним, в каком случае движение малой частицы в окрестности данной КТТЛ будет устойчивым.

Критерий устойчивости движения в окрестности компланарной тригональной точки либрации

В точке либрации $(x, y, 0)$ по определению имеем:

$$f(x,y,0) = p(x,y,0) = g(x,y,0) = 0\,. \qquad (12)$$

Сообщим частице, находящейся в точке либрации, малые смещения вдоль координатных осей: x', y', z'. При этом координаты малой частицы станут равными

$$\begin{cases} x = x + x'; \\ y = y + y'; \\ z = z'. \end{cases} \qquad (13)$$

В таком случае, согласно (6), имеем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = f(x+x', y+y', z'); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = g(x+x', y+y', z'); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = p(x+x', y+y', z') \quad . \end{cases} \qquad (14)$$

Осуществляя разложение правых частей уравнений (14) в ряды Тейлора в точке либрации, ограничиваясь первыми четырьмя членами разложения, напишем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \left[\dfrac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]x' + \left[\dfrac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]y' + \left[\dfrac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \left[\dfrac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]x' + \left[\dfrac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]y' + \left[\dfrac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = \left[\dfrac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]x' + \left[\dfrac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]y' + \left[\dfrac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]z' \quad . \end{cases} \qquad (15)$$

Найдем частные производные функций (7)–(9) в КТТЛ с координатами $(x, y, 0)$:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left(1+\omega_{*\chi}\right) - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} + $$

$$+3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{(x-x_1)^2}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{(x-x_2)^2}{r_2^5}. \quad (16)$$

Поскольку, согласно (12), $g(x, y, 0) = 0$, то, как следует из (8), имеет место уравнение

$$\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} = 0. \quad (17)$$

В [2] показано, что расстояния КТТЛ от первой и второй частиц, образующих бинарную систему, соответственно определяются выражениями

$$r_1 = \sqrt[3]{\lambda_{*1}\frac{(1-\mu)\left(1+\omega_\chi\right)}{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}}; \quad (18)$$

$$r_2 = \sqrt[3]{\lambda_{*2}\frac{\mu\left(1+\omega_\chi\right)}{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}}. \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует, что эффективные коэффициенты электромагнитной редукции масс первой и второй частиц, соответственно равны

$$\lambda_{*1} = \frac{r_1^3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{(1-\mu)\left(1+\omega_\chi\right)}; \quad (20)$$

$$\lambda_{*2} = \frac{r_2^3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}{\mu\left(1+\omega_\chi\right)}. \quad (21)$$

Подставляя (20) и (21) в (16), учитывая (17), приходим к следующему выражению:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} +$$

$$+3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} = 3\mathrm{A}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} + 3\mathrm{B}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2}, \quad (22)$$

где $$\mathrm{A} \equiv (1-\mu) + \omega_\chi(1-q);\ \mathrm{B} \equiv \mu + \omega_\chi q, \quad (23)$$

откуда $$\mathrm{A} = \left(1+\omega_\chi\right) - \mathrm{B}. \quad (24)$$

В таком случае для частных производных имеем выражения:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{(x-x_1)y}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{(x-x_2)y}{r_2^5} = 3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)y}{r_1^2} +$$

$$+3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)y}{r_2^2} = 3\mathrm{A}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)y}{r_1^2} + 3\mathrm{B}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)y}{r_2^2}; \quad (25)$$

$$\left.\frac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)}; \quad (26)$$

$$\left.\frac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{y^2}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{y^2}{r_2^5} = 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{r_1^2-(x-x_1)^2}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{r_2^2-(x-x_2)^2}{r_2^5} =$$

$$= 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} - \left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)}; \quad (27)$$

$$\left.\frac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,\,y,\,0)} = -\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} = -\left(1+\omega_{*\chi}\right); \quad (28)$$

$$\left.\frac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 0. \quad (29)$$

Введем обозначения

$$\alpha \equiv \left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)}; \quad \beta \equiv \left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)}. \qquad (30)$$

В таком случае (15) перепишется в виде:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \alpha x' + \beta y'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \beta x' + \left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \alpha\right] y'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 z'}{\mathrm{d}t^2} = -\left(1+\omega_{*\chi}\right) z' \quad . \end{cases} \qquad (31)$$

Решения подсистемы первых двух уравнений (31), являющихся зацепляющимися, будем искать в виде:

$$x' = K\exp(\sigma t); \quad y' = H\exp(\sigma t). \qquad (32)$$

В таком случае подсистема первых двух уравнений системы (31) дает следующую систему характеристических уравнений:

$$\begin{cases} \left(\sigma^2 - \alpha\right)K = \left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma + \beta\right]H; \\ \left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma - \beta\right]K = \left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \alpha - \sigma^2\right]H. \end{cases} \qquad (33)$$

Система (33) имеет нетривиальное решение в том случае, если справедливо секулярное уравнение

$$\begin{vmatrix} \left(\sigma^2 - \alpha\right) & -\left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma + \beta\right] \\ \left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma - \beta\right] & -\left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \alpha - \sigma^2\right] \end{vmatrix} = 0. \qquad (34)$$

Раскрывая определитель, переписываем (34) в виде

$$\sigma^4 + \left[1 + \omega_{*\chi}\left(1+\omega_{*\chi}\right)\right]\sigma^2 + \left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\alpha - \alpha^2 - \beta^2\right] = 0. \qquad (35)$$

Заметим, что

$$3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\alpha - \alpha^2 - \beta^2 = 9\mathrm{A}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} + 9\mathrm{B}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} -$$

$$-9\mathrm{A}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^4}{r_1^4} - 9\mathrm{B}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^4}{r_2^4} - 18\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2(x-x_2)^2}{r_1^2 r_2^2} -$$

$$-9\mathrm{A}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2 y^2}{r_1^4} - 9\mathrm{B}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^2 y^2}{r_2^4} - 18\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)(x-x_2)y^2}{r_1^2 r_2^2} =$$

$$= -9\mathrm{A}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} - 9\mathrm{B}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} -$$

$$-18\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)(x-x_2)\left[y^2 + (x-x_1)(x-x_2)\right]}{r_1^2 r_2^2} +$$

$$+9\mathrm{A}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} + 9\mathrm{B}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} = 9\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2}\left[\mathrm{A}\left(1+\omega_\chi\right) - \mathrm{A}^2\right] +$$

$$+9\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2}\left[\mathrm{B}\left(1+\omega_\chi\right) - \mathrm{B}^2\right] - 18\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)(x-x_2)y^2 + (x-x_1)^2(x-x_2)^2}{r_1^2 r_2^2}\mathrm{AB} =$$

$$= 9\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{1}{r_1^2 r_2^2}\mathrm{AB}\left[(x-x_1)^2 r_2^2 + (x-x_2)^2 r_1^2 - 2(x-x_1)(x-x_2)y^2 - 2(x-x_1)^2(x-x_2)^2\right] =$$

$$= 9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{1}{r_1^2 r_2^2}\left[(x-x_1)^2(x-x_2)^2 + y^2(x-x_1)^2 + (x-x_2)^2(x-x_1)^2 +\right.$$

$$+y^2(x-x_2)^2-2(x-x_2)(x-x_1)y^2-2(x-x_1)^2(x-x_2)^2\Big]=$$

$$=9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}\Big[(x-x_1)-(x-x_2)\Big]^2=9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}.$$

Итак,

$$3(1+\omega_{*\chi})\alpha-\alpha^2-\beta^2=9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}. \quad (36)$$

В этом случае (35) может быть представлено в виде

$$\sigma^4+\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]\sigma^2+$$

$$+9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}=0. \quad (37)$$

Корни этого биквадратного уравнения таковы:

$$\sigma_1=-\sigma_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\Big\{-\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]+\sqrt{D}\Big\}^{1/2}; \quad (38)$$

$$\sigma_3=-\sigma_4=\frac{1}{\sqrt{2}}\Big\{-\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]-\sqrt{D}\Big\}^{1/2}, \quad (39)$$

где $D=\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]^2-$

$$-36\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}. \quad (40)$$

Для того чтобы движение малой частицы вдоль осей X и Y было устойчивым, необходимо и достаточно, чтобы корни (38) и (39) были величинами чисто мнимыми, попарно комплексно сопряженными. Это возможно в том случае, если выполняются условия

$$\begin{cases} D>0; \\ -\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]+\sqrt{D}<0. \end{cases} \quad (41)$$

Решая систему неравенств (41), приходим к требованию:

$$0<\mathrm{AB}<(1+\omega_\chi)^2\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2r_2^2}{36y^2}, \quad (42)$$

которое можно, согласно (23), записать в виде:

$$0<\Big[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\Big](\mu+\omega_\chi q)<$$

$$<(1+\omega_\chi)^2\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2r_2^2}{36y^2}. \quad (43)$$

Как следует из (5),

$$\Big[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\Big](\mu+\omega_\chi q)=$$

$$=-\psi(1+\omega_\chi)q(1-q),$$

и можно написать

$$0<-\psi(1+\omega_\chi)q(1-q)<$$

$$<(1+\omega_\chi)^2\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2r_2^2}{36y^2}. \quad (44)$$

Согласно (18) и (19)

$$\frac{r_1}{r_2}=\sqrt[3]{\frac{\lambda_{*1}}{\lambda_{*2}}\frac{1-\mu}{\mu}\frac{\mu+\omega_\chi q}{(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)}}. \quad (45)$$

С учетом (4) выражение (45) можно представить в виде:

$$\frac{r_1}{r_2}=\sqrt[3]{\frac{1-q}{q}\frac{\mu+q\omega_\chi}{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}}=$$

$$=\sqrt[3]{-\left[\frac{1-q}{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}\right]^2\psi(1+\omega_\chi)}. \quad (46)$$

Как показано в [2], для бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле, выполняется условие

$$\psi>0. \quad (47)$$

В свою очередь, из (46) следует, что в пространстве такой бинарной системы КТТЛ могут существовать лишь в том случае, если выполняется необходимое условие:

$$\omega_\chi<-1. \quad (48)$$

При этом из (44) следует, что устойчивые КТТЛ могут существовать лишь в полях бинарных систем, образованных одноименно заряженными частицами, для которых $q(1-q)>0$. Необходимое и достаточное условие существования КТТЛ в полях таких бинарных систем, как показано в [2], имеет вид:

$$\omega_\chi<-\max\left(\frac{\mu}{q};\frac{1-\mu}{1-q}\right). \quad (49)$$

С учетом вышесказанного, (44) может быть записано следующим образом:

$$0 < q(1-q) < -\frac{1+\omega_\chi}{\psi}\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2 r_2^2}{36y^2}. \quad (50)$$

В [3] показано, что имеет место выражение

$$r_1 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{\mu+\omega_\chi q}{q}\right)^{1/3}. \quad (51)$$

При этом, как следует из (46), r_2 определяется по формуле

$$r_2 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)}{1-q}\right)^{1/3}. \quad (52)$$

Найдем выражения для координат КТТЛ. Решая систему уравнений

$$\begin{cases} r_1^2 = (x-x_1)^2 + y^2; \\ r_2^2 = (x-x_2)^2 + y^2 \end{cases} \quad (53)$$

относительно x, учитывая, что $x_1 - x_2 = 1$, приходим к выражению:

$$x = x_1 + \frac{1}{2}\left(r_2^2 - r_1^2 - 1\right). \quad (54)$$

В свою очередь, можно написать

$$r_1^2 = \zeta_{||} r_2^2, \quad (55)$$

где, как следует из (46),

$$\zeta_{||} = \left[\frac{1-q}{q}\frac{\mu+q\omega_\chi}{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}\right]^{2/3}. \quad (56)$$

Подставляя (55) в (54), получаем формулу

$$x = x_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}} r_1^2 - 1\right), \quad (57)$$

Которая, с учетом (10) и (51) может быть записана в виде:

$$x = \frac{\mu+q\omega_\chi}{1+\omega_\chi} + \frac{1}{2}\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{\mu+\omega_\chi q}{q}\right)^{2/3} - 1\right]. \quad (58)$$

Для квадрата ординаты КТТЛ, как следует из первого уравнения системы (53) с учетом (54) и (55), имеет место выражение

$$y^2 = r_1^2 - (x-x_1)^2 = r_1^2 - \frac{1}{4}\left(r_2^2 - r_1^2 - 1\right)^2 = r_1^2 - \frac{1}{4}\left[\left(r_2^2 - r_1^2\right)^2 - 2\left(r_2^2 - r_1^2\right) + 1\right] =$$

$$= \frac{1}{4}\left[4r_1^2 - \left(r_2^2 - r_1^2\right)^2 + 2\left(r_2^2 - r_1^2\right) - 1\right] = \frac{1}{4}\left[2\left(r_2^2 + r_1^2\right) - \left(r_2^2 - r_1^2\right)^2 - 1\right] =$$

$$= \frac{1}{4}\left[2(1+\zeta_{||})r_2^2 - (1-\zeta_{||})^2 r_2^4 - 1\right] =$$

$$= -\frac{1}{4}\left[(1-\zeta_{||})^2 r_2^4 - 2(1+\zeta_{||})r_2^2 + \left(\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right)^2\right] + \frac{1}{4}\left[\left(\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right)^2 - 1\right] =$$

$$= -\frac{1}{4}\left[(1-\zeta_{||})r_2^2 - \frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2 + \frac{\zeta_{||}}{(1-\zeta_{||})^2} = \frac{1}{4}\left[\frac{4\zeta_{||}}{(1-\zeta_{||})^2} - \left(\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}} r_1^2 - \frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right)^2\right].$$

Принимая во внимание (51), можно окончательно написать:

$$y = \pm\frac{1}{2}\sqrt{\frac{4\zeta_{||}}{(1-\zeta_{||})^2} - \left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{\mu+\omega_\chi q}{q}\right)^{2/3} - \frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2}. \quad (59)$$

В свою очередь, согласно (49) и (50),

$$r_1^2 r_2^2 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\right)^{4/3}\left[\frac{(\mu+\omega_\chi q)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{q(1-q)}\right]^{2/3}$$

или, учитывая (5),

$$r_1^2 r_2^2 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\right)^{4/3}\left[\psi(1+\omega_\chi)\right]^{2/3}. \quad (60)$$

Подставляя (59) и (60) в (50) с учетом (2), приходим к следующему неравенству:

$$0 < q(1-q) < -\frac{\left(1+\omega_\chi\right)^{5/3}\psi^{-1/3}\Omega^{4/3}\left(1+\Omega\omega_\chi\right)^{-10/3}\left(1+\Omega\omega_\chi+\Omega^2\omega_\chi^2\right)^2}{9\left\{\frac{4\zeta_{||}}{\left(1-\zeta_{||}\right)^2}-\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\Omega\omega_\chi}\frac{\mu+q\omega_\chi}{q}\right)^{2/3}-\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2\right\}} \tag{61}$$

Как видно из третьего уравнения системы (31), движение малой частицы вдоль оси Z будет устойчивым, если выполняется условие $1+\omega_{*\chi}>0$, которое с учетом (2) можно представить в виде

$$1+\Omega\omega_\chi>0. \tag{62}$$

Кроме того, в устойчивой КТТЛ может базироваться лишь частица, приведенный удельный заряд которой $\Omega<0$. Действительно, согласно (49), справедлива система неравенств

$$\begin{cases}\left(1-\mu\right)+\omega_\chi\left(1-q\right)<0;\\ \mu+\omega_\chi q<0.\end{cases} \tag{63}$$

Принимая во внимание выражения для расстояний КТТЛ от первой и второй частиц бинарной системы (51) и (52), легко увидеть, что приведенный удельный заряд малой частицы, базирующейся в устойчивой КТТЛ, должен быть отрицательной величиной.

Выводы

Подводя итог всему вышесказанному, можем констатировать тот факт, что обобщенный критерий устойчивости движения малой частицы в окрестности соответствующей ей компланарной тригональной точки либрации может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{cases}\omega_\chi<-\max\left(\frac{\mu}{q};\frac{1-\mu}{1-q}\right);\\ \Omega<0;\\ \frac{4\zeta_{||}}{\left(1-\zeta_{||}\right)^2}-\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\Omega\omega_\chi}\frac{\mu+q\omega_\chi}{q}\right)^{2/3}-\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2>0;\\ 0<q(1-q)<-\frac{\left(1+\omega_\chi\right)^{5/3}\psi^{-1/3}\Omega^{4/3}\left(1+\Omega\omega_\chi\right)^{-10/3}\left(1+\Omega\omega_\chi+\Omega^2\omega_\chi^2\right)^2}{9\left\{\frac{4\zeta_{||}}{\left(1-\zeta_{||}\right)^2}-\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\Omega\omega_\chi}\frac{\mu+q\omega_\chi}{q}\right)^{2/3}-\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2\right\}}.\end{cases} \tag{64}$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Воронин, П. В.* Стационарные состояния бинарной системы электрически заряженных частиц во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(51) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2009. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 3). – С. 19–23.

2. *Воронин, П. В.* Точки либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 17–23.

3. *Воронин, П. В.* Теорема о геометрических местах локализации тригональных точек либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле, и ее применения / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 23–29.

УДК 530 + 531

П. В. Воронин

P. V. Voronin

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЛИНЕАРНЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ВО ВНЕШНЕМ ОРТОГОНАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

CRITERION OF STABILITY OF COLLINEARY EQUILIBRIUM POINTS IN SPACE OF BINARY SYSTEM, STABILIZED IN AN EXTERNAL ORTHOGONAL MAGNETIC FIELD

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: dvorecl@rambler.ru

В работе рассматриваются точки либрации малой частицы, располагающиеся на прямой, проходящей через центры масс частиц, образующих бинарную систему, стабилизированную во внешнем ортогональном магнитном поле, – коллинеарные точки либрации (КТЛ). Устанавливается критерий устойчивости КТЛ.

Ключевые слова: магнитное поле, бинарная система, точки либрации.

In work the equilibrium points of a small particle, which is settling down on a straight line, taking place through the centres of weights of particles forming binary system, stabilized in an external orthogonal magnetic field, – collineary equilibrium points (CEP), are considered. The criterion of stability CEP is established.

Keywords: magnetic field, binary system, equilibrium points.

Введение

Рассмотрим малую частицу массы M с зарядом Q, находящуюся в пространстве бинарной системы, *стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле* [1]. Свяжем с бинарной системой *синодическую* [1] систему координат, в которой вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля может быть представлен в виде $\mathbf{B}=\{0,0,B_z\}$. Будем считать, что бинарная система образована частицей массы M_1 с зарядом Q_1 и частицей, масса и заряд которой равны соответственно M_2 и Q_2. Для определенности положим $M_2 > M_1$. Угловую скорость вращения бинарной системы ω примем равной 1, а за единицу измерения координат и расстояний примем расстояние d между частицами, образующими бинарную систему. При этом *массовый параметр* бинарной системы $\mu=\dfrac{M_2}{M_1+M_2}$, а ее *зарядовый параметр* $q=\dfrac{Q_2}{Q_1+Q_2}$. Вектор *обобщенной циклотронной частоты бинарной системы* $\boldsymbol{\omega}_\chi=\dfrac{Q_1+Q_2}{M_1+M_2}\mathbf{B}$, и его проекция на ось Z *синодической* системы координат

$$\omega_\chi=\frac{Q_1+Q_2}{M_1+M_2}B_z. \qquad (1)$$

Рассмотрим *малую частицу*, масса M и заряд Q которой много меньше масс и зарядов частиц, образующих бинарную систему. Вектор *циклотронной частоты* малой частицы $\boldsymbol{\omega}_{*\chi}=\dfrac{Q}{M}\mathbf{B}$, а его проекция на ось Z

$$\omega_{*\chi}=\omega_\chi\Omega, \qquad (2)$$

где
$$\Omega=\frac{Q/M}{(Q_1+Q_2)/(M_1+M_2)} \qquad (3)$$

суть *приведенный удельный заряд* малой частицы.

Для малой частицы, находящейся в поле бинарной системы, *эффективные коэффициенты электромагнитной редукции масс* первой и второй частиц, образующих бинарную систему, соответственно равны [2]

$$\lambda_{*1}=-\frac{1-q}{1-\mu}\Omega\psi \quad \text{и} \quad \lambda_{*2}=-\frac{q}{\mu}\Omega\psi, \qquad (4)$$

где
$$\psi=-\frac{(\mu+q\omega_\chi)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{q(1-q)(1+\omega_\chi)}. \qquad (5)$$

Как показано в [2], система динамических уравнений, описывающих движение малой частицы в синодической системе координат, имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = f\left(x, y, z\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = g\left(x, y, z\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = p\left(x, y, z\right), \end{cases} \quad (6)$$

где $f\left(x, y, z\right) = \left(1+\omega_{*\chi}\right)x -$

$$-\lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{x-x_2}{r_2^3}; \quad (7)$$

$$g\left(x, y, z\right) = \left(1+\omega_{*\chi}\right)y - \lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{y}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{y}{r_2^3}; \quad (8)$$

$$p\left(x, y, z\right) = -\lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{z}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{z}{r_2^3}, \quad (9)$$

где, в свою очередь,

$$x_1 = \frac{\mu+q\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \quad x_2 = -\frac{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \quad (10)$$

$$r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2+y^2+z^2}\,;$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x_2)^2+y^2+z^2}\,. \quad (11)$$

Допустим, что малая частица может стационарно базироваться в *коллинеарной точке либрации (КТЛ)* [2] с координатами $\left(x, 0, 0\right)$.

Выясним, в каком случае движение малой частицы в окрестности данной КТЛ будет устойчивым.

Критерий устойчивости движения малой частицы в окрестности коллинеарной точки либрации

В либрационной точке $\left(x, 0, 0\right)$ по определению имеем:

$$f\left(x, 0, 0\right) = p\left(x, 0, 0\right) = g\left(x, 0, 0\right) = 0\,. \quad (12)$$

Сообщим малой частице, находящейся в точке либрации, малые смещения вдоль координатных осей: x', y', z'. При этом координаты малой частицы станут равными

$$\begin{cases} x = x + x'; \\ y = y'; \\ z = z'. \end{cases} \quad (13)$$

В таком случае, согласно (6), имеем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = f\left(x+x', y', z'\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = g\left(x+x', y', z'\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = p\left(x+x', y', z'\right) \quad . \end{cases} \quad (14)$$

Осуществляя разложение правых частей уравнений (14) в ряды Тейлора в точке либрации, ограничиваясь первыми четырьмя членами разложения, напишем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \left[\left.\dfrac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]x' + \left[\left.\dfrac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]y' + \left[\left.\dfrac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \left[\left.\dfrac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]x' + \left[\left.\dfrac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]y' + \left[\left.\dfrac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = \left[\left.\dfrac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]x' + \left[\left.\dfrac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]y' + \left[\left.\dfrac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]z' \quad . \end{cases} \quad (15)$$

Учитывая (7)–(9), нетрудно показать, что в КТЛ с координатами $(x_0, 0, 0)$ значения производных определяются равенствами

$$\left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,0,0)} = \left(1+\omega_{*\chi}\right) + 2\varepsilon;$$

$$\left.\frac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,0,0)} = \left(1+\omega_{*\chi}\right) - \varepsilon;$$

$$\left.\frac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,0,0)} = -\varepsilon \quad (16)$$

$$\left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,0,0)} =$$

$$= \left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,0,0)} = 0\,, \quad (17)$$

где

$$\varepsilon = \lambda_{*1}\frac{1-\mu}{r_1^3} + \lambda_{*2}\frac{\mu}{r_2^3}\,, \quad (18)$$

причем

$$r_1 = \left|x-x_1\right| \quad \text{и} \quad r_2 = \left|x-x_2\right|. \quad (19)$$

Подставляя (16) и (17) в (15), приходим к системе уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \left[\left(1+\omega_{*\chi}\right)+2\varepsilon\right]x'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \left[\left(1+\omega_{*\chi}\right)-\varepsilon\right]y'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 z'}{\mathrm{d}t^2} = -\varepsilon z' \quad . \end{cases} \qquad (20)$$

Как видно из последнего уравнения системы (20), движение малой частицы вдоль оси Z будет устойчивым, если выполняется условие

$$\varepsilon > 0\,. \qquad (21)$$

Решения подсистемы первых двух уравнений (20), являющихся зацепляющимися, будем искать в виде

$$x' = \tilde{K}\exp(\sigma t)\,; \quad y' = \tilde{H}\exp(\sigma t)\,, \qquad (22)$$

где $\tilde{K}$ и $\tilde{H}$ – некоторые постоянные.

Подставляя эти выражения в первое и второе уравнения системы (20), приходим к системе характеристических уравнений

$$\begin{cases} \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) - 2\varepsilon\right]\tilde{K} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma\tilde{H} = 0; \\ \left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma\tilde{K} + \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) + \varepsilon\right]\tilde{H} = 0. \end{cases} \qquad (23)$$

Условие наличия нетривиального решения данной системы уравнений имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) - 2\varepsilon\right] & -\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma \\ \left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma & \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) + \varepsilon\right] \end{vmatrix} = 0\,. \qquad (24)$$

Раскрывая определитель, приходим к биквадратному уравнению

$$\sigma^4 + \left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right]\sigma^2 - \left[2\varepsilon^2 - \varepsilon - 1 - \left(2+\varepsilon\right)\omega_{*\chi} - \omega_{*\chi}^2\right] = 0\,. \qquad (25)$$

Решая данное уравнение, находим, что его корни таковы:

$$\sigma_1 = -\sigma_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{-\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] + \sqrt{D}\right\}^{1/2}; \qquad (26)$$

$$\sigma_3 = -\sigma_4 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{-\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] - \sqrt{D}\right\}^{1/2}, \qquad (27)$$

где

$$D = 9\varepsilon^2 - 2\varepsilon\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 + \omega_{*\chi}^2\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 \qquad (28)$$

Для того чтобы движение малой частицы вдоль осей X и Y было устойчивым, необходимо и достаточно, чтобы корни (26) и (27) были величинами чисто мнимыми, попарно комплексно сопряженными. Это возможно в том случае, если выполняются условия

$$\begin{cases} D > 0; \\ -\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] + \sqrt{D} < 0; \\ -\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] - \sqrt{D} < 0. \end{cases} \qquad (29)$$

Складывая почленно второе и третье неравенства системы (29), приходим к следующему требованию:

$$\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] > 0\,,$$

которое можно записать в виде

$$\varepsilon < 1 + \left(1+\omega_{*\chi}\right)^2. \qquad (30)$$

Подсистему первого и второго неравенства системы (29) можно представить следующим образом:

$$\begin{cases} 9\varepsilon^2 - 2\varepsilon\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 + \omega_{*\chi}^2\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 > 0; \\ \left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right]^2 > 9\varepsilon^2 - 2\varepsilon\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 + \omega_{*\chi}^2\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 \quad . \end{cases} \qquad (31)$$

Первое неравенство, как нетрудно показать, при $\omega_{*\chi} < -\dfrac{1}{2}$ или $\omega_{*\chi} > 1$ является верным при любом $\varepsilon \in \mathbf{R}$. При $-\dfrac{1}{2} < \omega_{*\chi} < 1$ его решение имеет вид:

$$\begin{cases} \varepsilon < \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1-\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right] \\ \text{или} \\ \varepsilon > \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1+\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right]. \end{cases} \quad (32)$$

Второе неравенство системы (31) может быть записано в виде

$$2\varepsilon^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right)\varepsilon - \left(1+\omega_{*\chi}\right)^2 < 0. \quad (33)$$

Его решение таково:

$$\frac{1}{4}\left[\left(1+\omega_{*\chi}\right) - 3\left|1+\omega_{*\chi}\right|\right] < \varepsilon < \frac{1}{4}\left[\left(1+\omega_{*\chi}\right) + 3\left|1+\omega_{*\chi}\right|\right]. \quad (34)$$

При $-\dfrac{1}{2} < \omega_{*\chi} < 1$ неравенства (21), (32) и (34) приводят к следующему критерию устойчивости КТЛ:

$$\begin{cases} 0 < \varepsilon < \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1-\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right] \\ \text{или} \\ \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1+\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right] < \varepsilon < 1+\omega_{*\chi}. \end{cases} \quad (35)$$

Фигуру, ограниченную кривыми

$$\varepsilon\left(\omega_{*\chi}\right) = \left(\frac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1-\sqrt{1-\left(\frac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right]$$

и $\varepsilon\left(\omega_{*\chi}\right) = \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1+\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right]$,

можно назвать *овалом неустойчивости*.

При $\omega_{*\chi} < -\dfrac{1}{2}$ или $\omega_{*\chi} > 1$ критерий устойчивости КТЛ может быть записан в виде

$$0 < \varepsilon < \frac{1}{4}\left[\left(1+\omega_{*\chi}\right) + 3\left|1+\omega_{*\chi}\right|\right]. \quad (36)$$

Графическая интерпретация областей неустойчивости КТЛ представлена на приведенном ниже рисунке.

Как следует из условия (12), абсцисса КТЛ x должна удовлетворять уравнению

$$\left(1+\omega_{*\chi}\right)x - \lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{x-x_2}{r_2^3} = 0, \quad (37)$$

которое с учетом (2) и (4) может быть записано в виде

$$x + \Omega\left[x\omega_\chi + \psi\left(1-q\right)\frac{x-x_1}{r_1^3} + \psi q\frac{x-x_2}{r_2^3}\right] = 0. \quad (38)$$

Отсюда следует, что приведенный удельный заряд малой частицы, стационарно базирующейся в КТЛ с абсциссой x, равен

$$\Omega = -\frac{x}{x\omega_\chi + \psi\left(1-q\right)\dfrac{x-x_1}{r_1^3} + \psi q\dfrac{x-x_2}{r_2^3}}. \quad (39)$$

Принимая во внимание (4), выражение (18) можно представить в виде

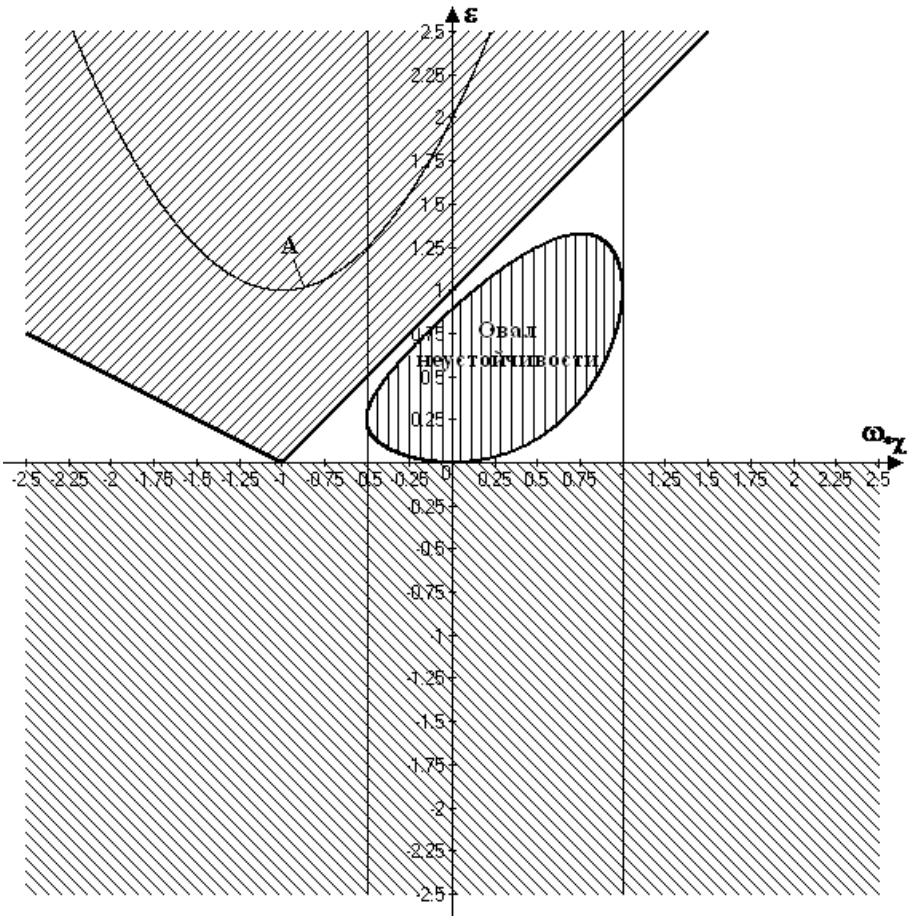
$$\varepsilon = -\psi\Omega\left(\frac{1-q}{r_1^3} + \frac{q}{r_2^3}\right). \quad (40)$$

Подставляя (39) в (40) с учетом (19), приходим к выражению

$$\varepsilon = \frac{x\left(\dfrac{1-q}{\left|x-x_1\right|^3} + \dfrac{q}{\left|x-x_2\right|^3}\right)}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + \left(1-q\right)\dfrac{x-x_1}{\left|x-x_1\right|^3} + q\dfrac{x-x_2}{\left|x-x_2\right|^3}}. \quad (41)$$

В свою очередь, выражение для проекции на ось Z вектора циклотронной частоты малой частицы (2), согласно (39), может быть записано в виде

$$\omega_{*\chi} = \frac{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi}}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + \left(1-q\right)\dfrac{x-x_1}{\left|x-x_1\right|^3} + q\dfrac{x-x_2}{\left|x-x_2\right|^3}}. \quad (42)$$



Области неустойчивости коллинеарных точек либрации (заштрихованы). Парабола А – график функции $\varepsilon = 1 + \left(1 + \omega_{*\chi}\right)^2$. Видно, что условие $\varepsilon < 1 + \left(1 + \omega_{*\chi}\right)^2$ выполняется в областях устойчивости КТЛ

Система параметрических уравнений (41) и (42), в которых в качестве параметра выступает абсцисса КТЛ x, т. е. система

$$\begin{cases} \varepsilon(x) = \dfrac{x\left(\dfrac{1-q}{|x-x_1|^3} + \dfrac{q}{|x-x_2|^3}\right)}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + (1-q)\dfrac{x-x_1}{|x-x_1|^3} + q\dfrac{x-x_2}{|x-x_2|^3}}; \\ \omega_{*\chi}(x) = \dfrac{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi}}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + (1-q)\dfrac{x-x_1}{|x-x_1|^3} + q\dfrac{x-x_2}{|x-x_2|^3}} \end{cases} \quad (43)$$

позволяет построить график зависимости $\varepsilon = \varepsilon\left(\omega_{*\chi}\right)$ при известных значениях массового μ, зарядового q параметров бинарной системы, а также проекции на ось Z вектора обобщенной циклотронной часты бинарной системы ω_χ.

Выводы

При «выключении» внешнего магнитного поля, когда $\omega_{*\chi} = 0$, критерий устойчивости КТЛ, как следует из (35), может быть записан в виде $\frac{8}{9} < \varepsilon < 1$. Этот факт был установлен автором ранее [3]. Очевидно, полученные результаты удовлетворяют принципу соответствия.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Воронин, П. В.* Стационарные состояния бинарной системы электрически заряженных частиц во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(51) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2009. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 3). – С. 19–23.

2. *Воронин, П. В.* Точки либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ: межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 17–23.

3. *Воронин, П. В.* Трехмерная ограниченная задача трех тел в условиях кулоновского и радиационного электромагнитного взаимодействия : автореф. дис. … канд. физ.-мат. наук / П. В. Воронин. – Волгоград, 2007. – 19 с.

УДК 537.533.74

В. А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу

V. A. Smolar, Nguyen Truong Thanh Hieu

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В ПРИБЛИЖЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ

BACKSCATTERING COEFFICIENT CALCULATIONS OF THE ELECTRON SCATTERING IN SOLIDS BY METHOD MONTE CARLO APPLYING CONTINUOUS SLOWING DOWN APPROXIMATION

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: smolar.v@mail.ru, thanhhieu_nt@yahoo.com

Вычислены коэффициенты обратного рассеяния электрона в твердых телах методом Монте-Карло в приближении непрерывного замедления. Сечения упругого рассеяния электрона в конденсированном веществе вычислены с учетом остовных потенциалов атомов. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными и результатами симуляции методом Монте-Карло.

Ключевые слова: обратное рассеяние, тормозная способность, дифференциальное сечение, фазовый сдвиг, амплитуда рассеяния.

The backscattering coefficients of the electrons scattering in solids is calculated by method Monte Carlo applying continuous slowing down approximation. The crystal potential is used for calculation of the cross section of the electron elastic scattering in condensed matter. The results are compared with experimental data and result of Monte-Carlo simulation.

Keywords: backscattering, stopping power, differential cross section, phase shift, scattering amplitude.

I. ВВЕДЕНИЕ

Метод Монте-Карло (МК) широко используется для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество и играет важную роль в современных электронно-эмиссионных методах диагностики поверхности, таких как Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, микротомография обратно рассеянных электронов и т. д. Предварительная оценка надежности предлагаемой модели МК может быть осуществлена путем расчета коэффициента обратного рассеяния и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными и другими реализациями МК.

При построении траектории электронов в веществе дискретный подход с учетом каждого акта упругого и неупругого рассеяния требует не только мощного компьютера, но и огромного времени расчета. Применение приближения непрерывного замедления (ПНЗ) в МК существенно уменьшает время вычисления. В последнее время алгоритм ПНЗ, в котором потери энергии электронов рассматриваются как непрерывный процесс, широко используется в МК вместо дискретного подхода и применяется как метод тестирования алгоритмов МК (PENELOPE [1], GEANT4 [2]).

Надежность МК симуляции сильно зависит от точности сечения упругого рассеяния. При движении в твердых телах электрон рассеивается на остовном атомном потенциале, отличающемся от потенциала свободного атома вследствие образования валентной зоны и зоны проводимости при конденсации отдельных атомов в кристаллическое твердое тело. В предыдущей работе [3] мы предложили простую модель к вычислению сечения при упругом рассеянии электронов в кристаллической решетке с энергией в области от 50 эВ до 30 кэВ. Вычисленные по нашей модели [3] сечения упругого рассеяния электронов используются в настоящей работе для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество методом МК в ПНЗ. Предлагаемая модель работает в области энергий электронов от 50 эВ до 30 кэВ.

Метод МК в ПНЗ требует знания только двух характеристик рассеяния: сечения упругого рассеяния и тормозной способности, т. е. средней потери энергии электрона на единице пути. Теоретическая основа вычислительного алгоритма представлена в разделе II, в котором подраздел II.А описывает упругое рассеяние электронов в кристаллической решетке; подраздел II.Б представляет диэлектрический подход к вычислению тормозной способности; модель рассеяния и потерь энергии в МК в приближении ПНЗ подробно изложена в подразделе II.В. В разделе III результаты наших вычисле-

ний зависимости коэффициента обратного рассеяния от атомного номера вещества и энергии электронов сравниваются с результатами вычислений методом МК, представленными в работе [4], и с экспериментальными данными [5].

II. ТЕОРИЯ

II.А. Упругое рассеяние

В этом подразделе кратко изложена теория упругого рассеяния электронов на атомах в кристаллической решетке по алгоритму, предложенному нами ранее в работе [3].

Дифференциальное и тотальное сечения при упругом рассеянии, вычисленном на основе решения вольного уравнения Дирака, даются Моттом [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2, \qquad (1)$$

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \qquad (2)$$

где амплитуды рассеяния f и g определяются формулами

$$f = \frac{i}{2k}\sum_{l=0}^{\infty}\left[\ell_l^+\left(e^{2i\delta_l^+}-1\right)-\ell_l^-\left(e^{2i\delta_l^-}-1\right)\right]P_l(\cos\theta), \qquad (3)$$

$$g = \frac{i}{2k}\sum_{l=1}^{\infty}\left(e^{2i\delta_l^-}-e^{2i\delta_l^+}\right)P_l^1(\cos\theta). \qquad (4)$$

Фазовый сдвиг рассеянных сферических волн η_ℓ определяется выражением [7]:

$$\tan\delta_l^{\pm} = \frac{kj_{l+1}(kr)-j_l(kr)\left[(W+1)\tan\phi_l^{\pm}+\dfrac{1+l+\ell_l^{\pm}}{r}\right]}{kn_{l+1}(kr)-n_l(kr)\left[(W+1)\tan\phi_l^{\pm}+\dfrac{1+l+\ell_l^{\pm}}{r}\right]}, \qquad (5)$$

где $W = 1+K$ – полная энергия падающего электрона, K – его кинетическая энергия. Здесь используется система единица, в которой постоянная Планка $\hbar$, масса покоя электрона m_e и скорость света в вакууме c равняется единице. Значения ϕ_ℓ получаются численным интегрированием уравнения

$$\frac{d\phi_l^{\pm}}{dr} = W - V + \frac{\ell_l^{\pm}}{r}\sin 2\phi_l^{\pm} - \cos 2\phi_l^{\pm}, \qquad (6)$$

с начальными условиями, предложенными в [7]. Здесь $V = -e\varphi$ – сферически-симметричная потенциальная энергия электрона в кристаллической решетке; φ – сферически симметричный остовный потенциал. В работе [3] остовный потенциал φ получается усреднением по углам суперпозиции потенциалов отдельных атомов, помещенных в узлы кристаллической решетки. При этом используются потенциалы отдельного атома, вычисленные в приближении Дирака – Хартри – Фока – Слейтера и аппроксимированные суммой экспоненциальных потенциалов по способу, предложенному в работе [8].

II.Б. Тормозная способность

При движении в твердых телах электрон теряет свою энергию при неупругих столкновениях с атомами в веществе. Средние потери энергии электрона на единице пути называются тормозной способностью, которая для электронов больших энергий (вблизи энергии К-оболочки и выше) может быть вычислена по известной формуле Бете. Для энергий электронов меньших среднего потенциала ионизации вещества $I \simeq 13.5Z$ (эВ) вычисление тормозной способности сталкивается со значительными трудностями, связанными со сложностью коллективных взаимодействий падающего электрона с электронами оболочек атомов и электронами валентной зоны. При энергии электронов меньшей $5I$ формула Бете неприменима. По этой причине формула Бете не используется для вычисления тормозной способности в данной работе. Для вычисления тормозной способности в области малых энергий применяется диэлектрический подход, основанный на экспериментальных оптических данных по коэффициентам преломления и поглощения фотонов в этой области энергий 9].

В работе [9] тормозная способность $S(E)$ определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости вещества $\varepsilon(\omega,k)$, и в атомной системе единиц ($m_e = e = \hbar = 1$) имеет вид:

$$S(E) = \frac{1}{\pi E}\int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \omega d\omega \int_{k^-(\omega)}^{k^+(\omega)} \frac{1}{k}\,\mathrm{Im}\left[-\frac{1}{\varepsilon(\omega,k)}\right]dk, \qquad (7)$$

где E – кинетическая энергия электрона; $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ – минимальное и максимальное значения потерянной энергии электрона;

$$k^{\pm}(\omega)=\sqrt{2}\left(\sqrt{E}\pm\sqrt{E-\omega}\right),$$

причем $k^{-}(\omega)$ и $k^{+}(\omega)$ – минимальное и максимальное значения переданного к среде импульса электрона в соответствии с потерянной энергией ω.

II.B. Реализация метода МК в ПНЗ

В ПНЗ предполагается, что электрон непрерывно теряет энергию вдоль траектории. Траектория электрона в веществе строится в виде ломаной линии, соединяющей точки, в которых происходят акты упругого рассеяния. Длины отрезков прямолинейного движения между актами упругого рассеяния λ_{12} определяются по формуле

$$\lambda_{12}=-\frac{1}{n\sigma(E_1)}\ln r_{\lambda}, \qquad (8)$$

где $\sigma(E_1)$ – полное сечение упругого рассеяния; энергия E_1 – это энергия электрона в момент упругого рассеяния в начале отрезка λ_{12}; n – концентрация атомов; r_2 – выдаваемое генератором случайных чисел число в интервале (0, 1).

Тормозная способность требуется для определения количества потерянной энергии электрона на отрезке пути λ_{12} и его энергии E_2 в момент следующего упругого рассеяния. Эти величины связаны между собой интегральным соотношением

$$\lambda_{12}=\int_{E_1}^{E_2}\frac{dE}{S(E)}, \qquad (9)$$

где $S(E)\equiv-\frac{dE}{ds}$ – тормозная способность вещества; s – путь электрона по его траектории.

В результате упругого рассеяния направление движения электрона изменяется, при этом углы рассеяния θ и φ определяются следующими выражениями:

$$2\pi\int_0^{\theta}\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\Omega}\sin\theta d\theta=r_{\theta}, \qquad (10)$$

$$\varphi=2\pi r_{\varphi}, \qquad (11)$$

где r_{θ} и r_{φ} – случайные числа в интервале (0, 1), выдаваемые генератором случайных чисел. Затем эти углы пересчитываются к лабораторной системе координат, связанной с мишенью, и цикл вычислений длины свободного пробега и углов упругого рассеяния повторяется либо до выхода электрона из мишени, либо до остановки в ней при достижении энергии меньшей 50 эВ после очередного упругого рассеяния.

Таким образом, элементарная процедура метода МК в ПНЗ представляет собой цикл четырех действий (8)–(9)–(10)–(11). Этот цикл повторяется до тех пор, пока энергия электрона не станет меньше 50 эВ или электрон не выйдет в свободное пространство через поверхность мишени. На рис. 1 показаны траектории 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали к поверхности германиевой мишени. Необходимо увеличивать число рассчитанных траекторий до тех пор, пока не будет достигнута необходимая погрешность измеряемой в этом машинном эксперименте величины – в данном случае коэффициента обратного рассеяния. Чтобы обеспечить точность коэффициента обратного рассеяния около 5 %, в реальном расчете требуется не меньше 10 000 траекторий электронов.

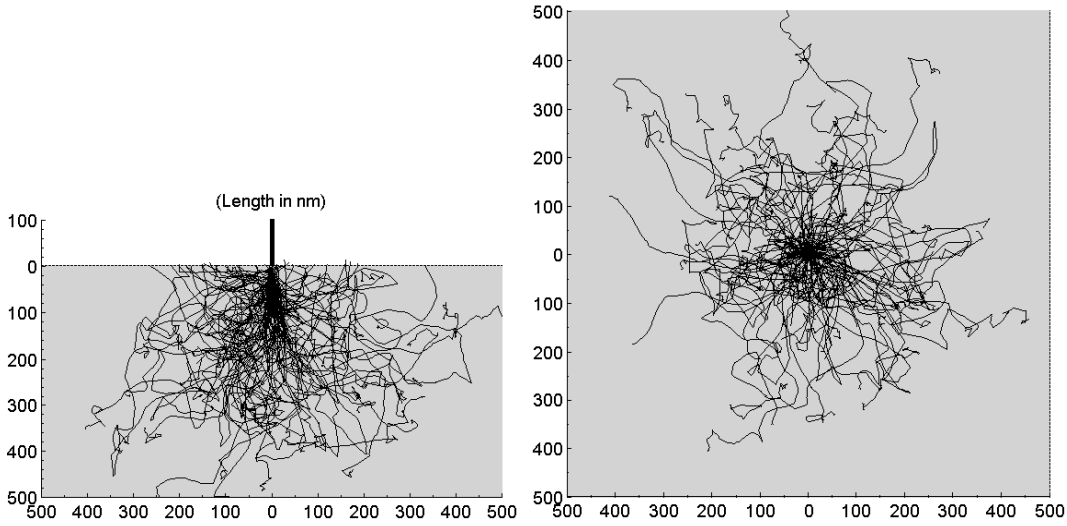


Рис. 1. Траектории пучка 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали вдоль оси *OZ* на германиевую мишень: слева – вид на плоскость *XOZ*; справа – вид на плоскость *XOY*; расстояния по осям измеряются в нанометрах

Из рис. 1 хорошо видно, что электроны быстро «забывают» первоначальное направление движения, и имеет место характерный для диффузии сильный разброс траекторий электронов в пространстве и по направлениям движения.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Падающий поток электронов частично отражается мишенью. Доля обратно рассеянных электронов называется *коэффициентом обратного рассеяния* и в методе МК определяется выражением

$$\beta = \frac{N_{out}\left(E > 50\ \text{eV}\right)}{N}, \qquad (12)$$

где N – полное число траекторий; N_{out} – число траекторий, пересекающих поверхность мишени, на которую падает пучок электронов.

Величина коэффициента обратного рассеяния – наиболее точно измеренная в эксперименте характеристика переноса падающего пучка электронов. По этой причине вычисление коэффициентов обратного рассеяния часто используется для тестирования и оценки погрешности предлагаемых моделей МК [1].

На рис. 2 вычисленные нами коэффициенты обратного рассеяния сравниваются с результатами вычислений методом МК, выполненными с использованием ПНЗ в работе [4] и с экспериментальными данными, приведенными в [10] для меди, германия, серебра и золота при падении пучка по нормали к поверхности мишени. В работе [4] упругое рассеяние вычисляется на отдельном атоме без учета кристаллической структуры вещества, а тормозная способность получена по более ранней базе данных [11] тех же авторов, в которой используется менее точный вычислительный алгоритм, чем в работе [9].

Из рис. 2 видно, что полученные нами коэффициенты обратного рассеяния близки к экспериментальным данным [10] и к результатам вычислений в ПНЗ [4] в области малых энергий (меньше нескольких сотен эВ), однако не совпадают с вычислениями [4]. Причина этого может быть связана с тем, что в настоящей работе применялся остовный потенциал атома в кристаллической решетке для вычисления упругого сечения, а не потенциал отдельного атома, как это сделано в [4], и использовались более точные данные по тормозной способности.

Полученные авторами результаты подтверждают вывод работы [12] о заниженных величинах коэффициентов обратного рассеяния, вычисленных в работе [13] с использованием программы PENELOPE [1] при малых энергиях (см. рис. 1 в работе [13]). В методе МК в программе PENELOPE для ускорения вычислений сечение

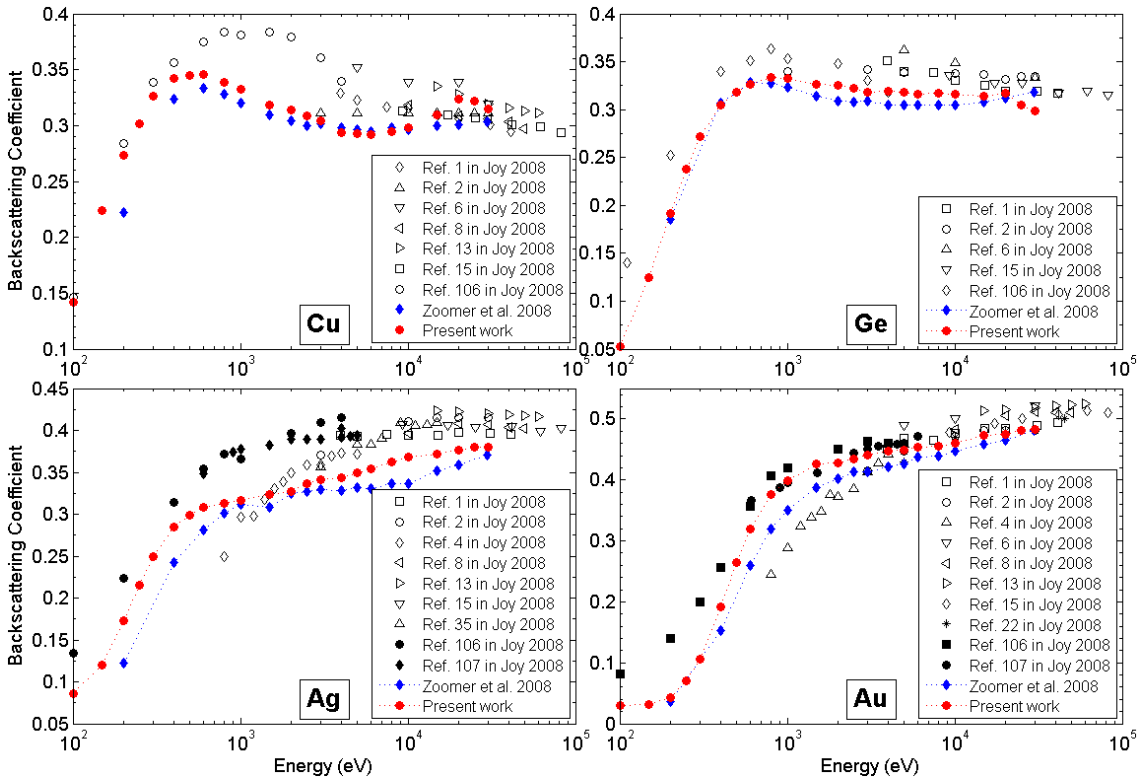


Рис. 2. Коэффициенты обратного рассеяния в зависимости от кинетической энергии подающего электрона при перпендикулярном падении на поверхность Cu, Ge, Ag и Au. Сравнение результатов настоящей работы с результатами вычислений методом МК [4] и с экспериментальными данными [10]

упругого рассеяния аппроксимируется экранированной формулой Резерфорда. Вычисление неупругого рассеяния в этой программе основано на модели обобщенных сил осцилляторов. В предлагаемой нами модели МК таблицы сечений упругого рассеяния используются при вычислении углов рассеяния напрямую, их аналитическая аппроксимация для ускорения вычислений не применяется. Такое моделирование ближе к реальности, хотя и требует больших затрат времени. В результате, полученные авторами коэффициенты обратного рассеяния хорошо совпадают с данными предыдущих работ в области больших энергий, а в области малых энергий находятся в лучшем согласии с экспериментальными данными [5], чем результаты [4].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Salvat F.* PENELOPE-2011 A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport / F. Salvat, J. M. Fernández-Varea, J. Sempau. – 2011.

2. *Kieft, E.* Refinement of Monte Carlo simulations of electron-specimen interaction in low-voltage SEM / E. Kieft, E. J. Bosch // Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 215310.

3. *Смоляр, В. А.* Упругое рассеяние электронов в твердых телах / В. А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(79) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2011. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 5). – С. 11–16.

4. *Zommer, L.* Monte Carlo backscattering yield (BY) calculations applying continuous slowing down approximation (CSDA) and experimental data / L. Zommer, A. Jablonski, G. Gergely, S. Gurban // Vacuum. – 2008. – V. 82. – P. 201–204.

5. *Reimer, L.* Measuring the Backscattering Coefficient and Secondary Electron Yield Inside a Scanning Electron Microscope / L. Reimer, C. Tolkamp // Scanning. – 1980. – V. 3. – P. 35–39.

6. *Momm, H.* Теория атомных столкновений / Н. Мотт, Г. Месси ; ред. Я. И. Френкеля ; пер. со 2-го англ. изд. Т. А. Конторовой – М.: Иностранная литература, 1965. – 752 с.

7. *Bunyan, P. J.* Polarization by mercury of 100 to 2000 eV electrons / P. J. Bunyan, J. L. Schonfelder // Proc. Phys. Soc. – 1965. – V. 85. – P. 455–462.

8. *Salvat, F.* Analytical Dirac-Hartree-Fock-Slater screening function for atoms (Z=1-92) / F. Salvat, J. D. Martinez, R. Mayol, J. Parellada. // Phys. Rev. A. – 1987. – V. 36, N 2. – P. 467–474.

9. *Shinotsuka H.* Calculations of electron stopping powers for 41 elemental solids over the 50 eV to 30 keV range with the full Penn algorithm / H. Shinotsuka, S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn // Nuc. Ins. Meth. in Phys. Res. B. – 2012. – V. 270. – P. 75–92.

10. *Joy, D. C.* A database of electron-solid interactions / D. C. Joy. – 2008. – URL: http://web.utk.edu/~srcutk/databa-se.doc.

11. *Tanuma S.* Calculations of stopping powers of 100 eV to 30 keV electrons in 10 elemental solids / S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn // Surf. Interface Anal. – 2005. – V. 37. – P. 978–988.

12. EL-Gomati, M. M. Theory Experiment Comparison of the Electron Backscattering Factor from Solids at Low Electron Energy (250–5000 eV) / M. M. EL-Gomati, C. G. H. Walker, A. M. D. Assad, M. Zadrazil // Scanning. – 2008. – P. 2–15.

13. Sempau, J. Experimental benchmarks of the Monte Carlo code penelope / J. Sempau, J. M. Fernandez-Varea, E. Acosta and F. Salvat // Nucl. Instrm. Meth. Phys. Res. B. – 2003. – V. 207. – P. 107–123.

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 539.2:530.145

А. О. Литинский, А. М. Стебеньков, Н. А. Стебенькова
A. O. Litinski, A. M. Stebenkov, N. A. Stebenkova

СПЕКТР ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ КРИСТАЛЛА ГЕРМАНИЯ С ДЕФЕКТАМИ ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМАМИ 3d-ЭЛЕМЕНТОВ

ONE-ELECTRONIC STATES SPECTRUM OF GERMANIUM CRYSTAL WITH THE DEFECTS OF SUBSTITUTION FOR THE 3d-ELEMENT ATOMS

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: stebenkov@inbox.ru

Модель высокосимметричного кластера с замыканием разорванных валентностей атомами водорода и вычислительная схема на основе теории функционала плотности с обменно-корреляционым потенциалом Пердью – Бурке – Эрзерхофа в валентном базисе двухэкспонентных орбиталей с использованием эффективного остовного псевдопотенциала лос-аламосского типа применены к расчету энергетического спектра электронов в германии, как идеального строения, так и с локальными дефектами замещения атомов германия на атомы 3d-элементов. Проанализированы особенности энергетической схемы (одноэлектронных состояний), обусловленные введением в структуру германия атомов переходных элементов.

Ключевые слова: энергетический спектр электронов, теория функционала плотности, 3d-элементы в германии.

Model of a high-symmetric cluster with the closure of broken valencies by hydrogen atoms and computing scheme on the base of the density functional theory with an exchange-correlation potential of Perdew-Burke-Erzerhof in valent basis of two-exponential orbitals with usage of an effective spanning pseudopotential of a los-alamos type were applied to calculate energy spectrum of electrons in germanium, its ideal structure and its structure with local defects of substitution of germanium atoms for the 3d-element atoms. The peculiarities of the energy scheme (one-electronic states), caused by introduction the transition elements into the germanium structure were analysed.

Keywords: energy spectrum of electrons, the density functional theory, 3d-elements in germanium.

Электрофизические характеристики полупроводников обусловлены, в основном, особенностями их энергетического спектра. Введение в структуру, например, германия атомов переходных элементов приводит к существенной модификации спектра одноэлектронных состояний (СОС) и связанных с ним электронно-энергетических характеристик [1]. В данной работе изучен СОС кристаллического германия (КГ) как бездефектного, так и с дефектами замещения атомов Ge на атомы 3d-элементов (рис. 1). Элемент объема КГ моделировался кластером, точечная симметрия которого близка к точечной симметрии КГ [2]. Кластер строился путем «наращивания» числа координационных сфер вокруг выделенного «центрального» атома Ge (включены три сферы соседей) [3]. Валентно-ненасыщенные атомы германия внешней (третьей) сферы замыкались атомами водорода [4-6]. Межатомные расстояния выбирались такими же, как в структуре КГ (R(Ge-Ge)=2,44 Å); R(Ge-H)=1,54 Å (как в молекулах германийводородов) [7].

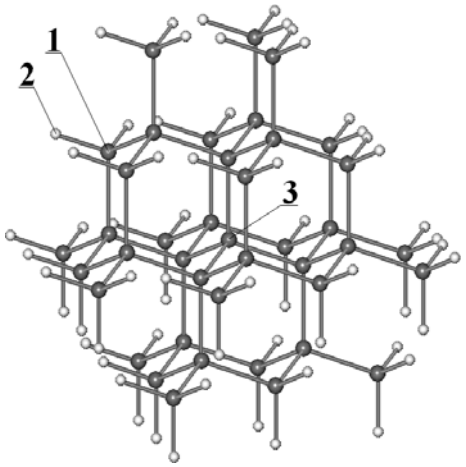


Рис. 1. Высокосимметричный кластер, моделирующий структуру кристаллического германия, содержащий три сферы соседей:
1 – атомы германия; *2* – атомы водорода; *3* – центральный атом германия

Расчет проводился в рамках схемы теории функционала плотности (ТФП) [8–10], согласно которой одноэлектронные орбитали $\varphi_j(\vec{r})$ и их энергии ε_j находятся в результате решения одноэлектронного уравнения Шредингера:

$$(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + eV_{эфф}(\vec{r}) - \varepsilon_j)\varphi_j(\vec{r}) = 0\,, \qquad (1)$$

в котором эффективный потенциал $V_{эфф}(\vec{r})$ представлен в виде:

$$V_{эфф}(\vec{r}) = V(\vec{r}) + e\int \frac{n(\vec{r}')d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + V_{xc}(\vec{r})\,, \qquad (2)$$

где $V(\vec{r})$ – потенциал, обусловленный притяжением электрона к ядрам (или к остовам атомов); второй член в (2) – кулоновское взаимодействие электрона в состоянии $\varphi(\vec{r})$ с другими электронами; $V_{xc}(\vec{r})$ – обменно-корреляционный потенциал, зависящий от полного распределения электронной плотности $\tilde{n}(\vec{r})$ в соответствии с выражениями:

$$V_{xc}(\vec{r}) = \frac{\delta}{\delta(\tilde{n}(\vec{r}))}(E_{xc}\left[\tilde{n}(\vec{r})\right])\Big|_{\tilde{n}(\vec{r})=n(\vec{r})}\,;$$

$$n(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{N}\left|\varphi_j(\vec{r})\right|^2 \qquad (3)$$

(N – число электронов; $E\left[\tilde{n}(\vec{r})\right]$ – функционал обменно-корреляционной энергии). Одноэлектронные состояния (волновые функции) задаются в виде линейной комбинации атомных орбиталей (АО), поэтому требуется решить систему самосогласованных уравнений (1)–(3) относительно коэффициентов разложения молекулярных орбиталей по АО. Использован обменно-корреляционный потенциал, предложенный Пердью, Бурке и Эрзерхофом [11], включающий как локальные (по электронной плотности), так и градиентные члены, и базис двухэкспонентных валентно-расщепленных орбиталей [12] плюс эффективный остовный потенциал лос-аламосского типа для атомов Э переходных элементов (Э≡Sc; Ti; V; Cr; Mn; Fe; Co; Ni; Cu; Zn) [13]. Для систем с четным числом электронов расчеты проводились для мультиплетностей M=2S+1 (S – полный спин) 1, 3 и 5; для систем с нечетным числом электронов для M=2, 4 и 6.

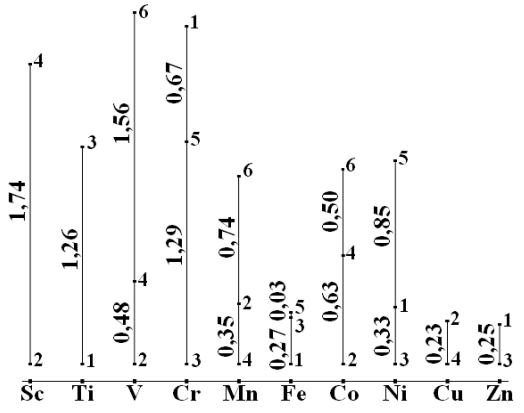


Рис. 2. Схема интервалов ΔE=E(M'')–E(M') (цифра слева, эВ) между полными энергиями структур германия с дефектами замещения центрального атома германия на атомы переходных элементов с различной мультиплетностью (целая цифра справа)

По величинам полных энергий структур (включающих энергию отталкивания ядер (или атомных остовов)) можно судить об их стабильности. Данные о том, каким величинам M соответствуют более стабильные (то есть с меньшей полной энергией) структуры, а также разницы полных энергий структур с различными M ($\Delta E = E(M'') - E(M')$) представлены на рис. 2. Из этого рисунка следует, что одни Э-замещенные структуры более стабильны при наименьших M (для Э≡Sc; Ti; V; Fe; Co), другие – при наибольших значениях M (для Э≡Cu; Zn) или в случае промежуточных M (для Э≡Cr; Mn; Ni).

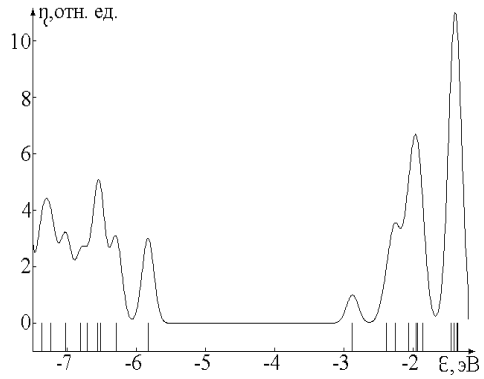


Рис. 3. График плотности одноэлектронных состояний η для бездефектной структуры кристаллического германия

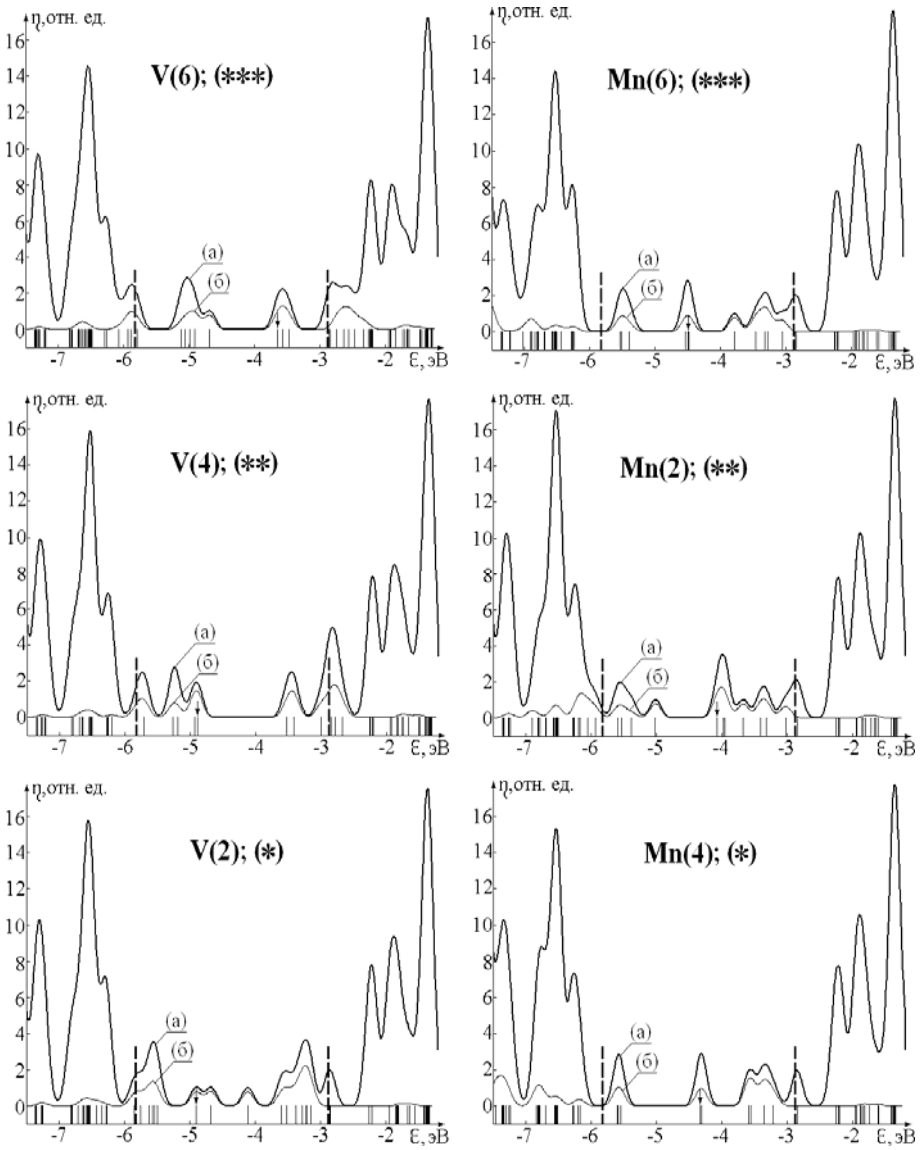


Рис. 4. Полные (*а*) и парциальные (*б*) (вклады орбиталей атомов (Э) переходных элементов) плотности электронных состояний кристаллического германия, допированного атомами Э[*)] (цифра в скобках – мультиплетность (M) состояния; энергия структуры (*) – наименьшая; (**) – промежуточная; (***) – наибольшая; для Э≡V; Mn;Cr; Ni приведены графики для всех возможных M; для остальных элементов – для M, отвечающей основному состоянию (см. рис. 2); стрелкой помечено верхнее занятое состояние (см. также сс. 31–32)

[*)] Пунктирная линия указывает границы занятых и вакантных состояний, соответствующих объемной структуре германия (см. рис. 3).

Рассчитанные плотности одноэлектронных состояний (число состояний, приходящихся на единичный интервал энергии как функция от энергии) для КГ бездефектного и КГ с дефектами замещения атомами переходных элементов представлены на рис. 3 и 4. Как следует из рис. 3, в бездефектном германии одноэлектронные состояния группируются в группы занятых (ГЗС) и вакантных состояний (ГВС). Энергетическая щель (ЭЩ) между ними получилась порядка $\Delta E_{Щ}$=3 эВ. Отметим, что расчетную величину $\Delta E_{Щ}$, вообще говоря, нельзя сравнивать с экспериментальной величиной запрещенной зоны полупроводника ($\Delta E_{Щ}$(Ge)= =0,67 эВ), поскольку метод ТФП адекватно (то есть вполне надежно) передает, как правило, величины энергий верхних заполненных состояний, но не нижних вакантных. Тем не менее, качественный характер и тех и других состояний воспроизводится верно: ГЗС соответствует связывающим, а ГВС – разрыхляющим орбиталям Ge-Ge связей.

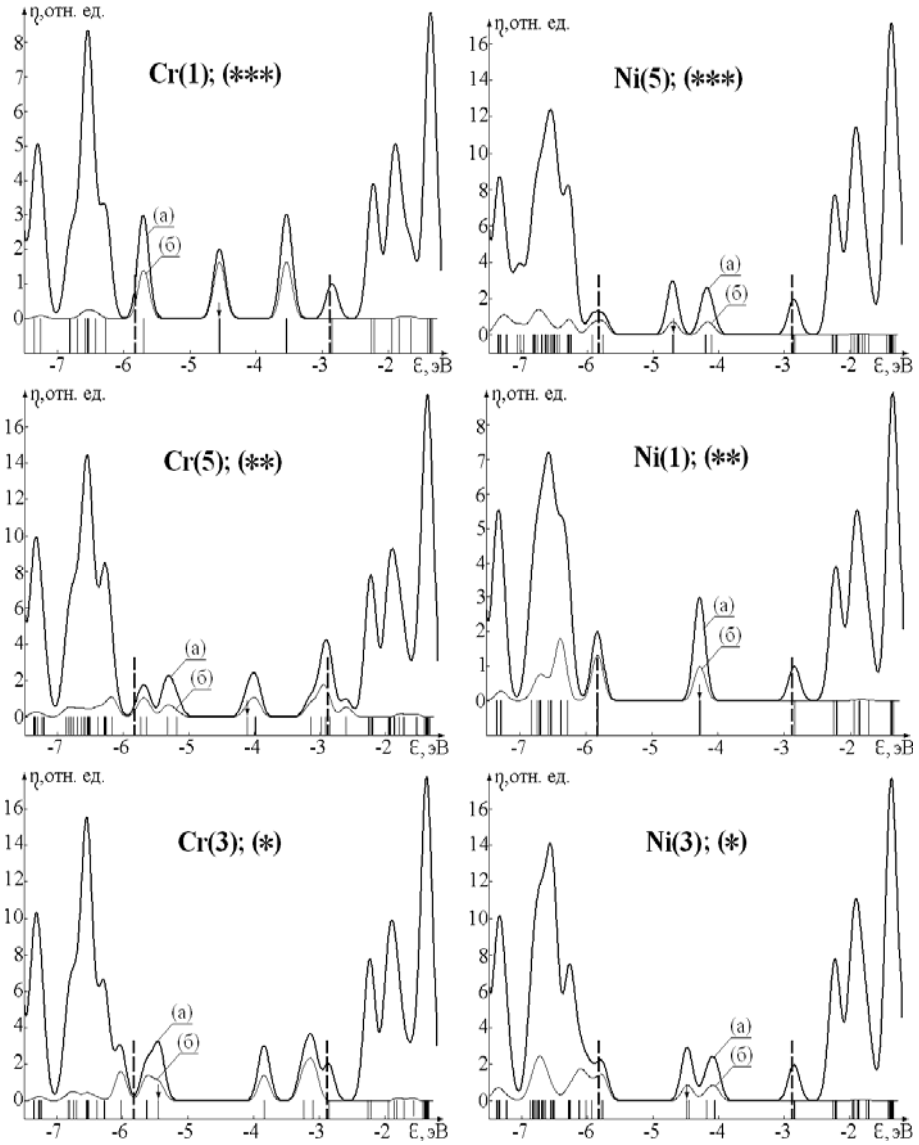


Рис. 4. Продолжение

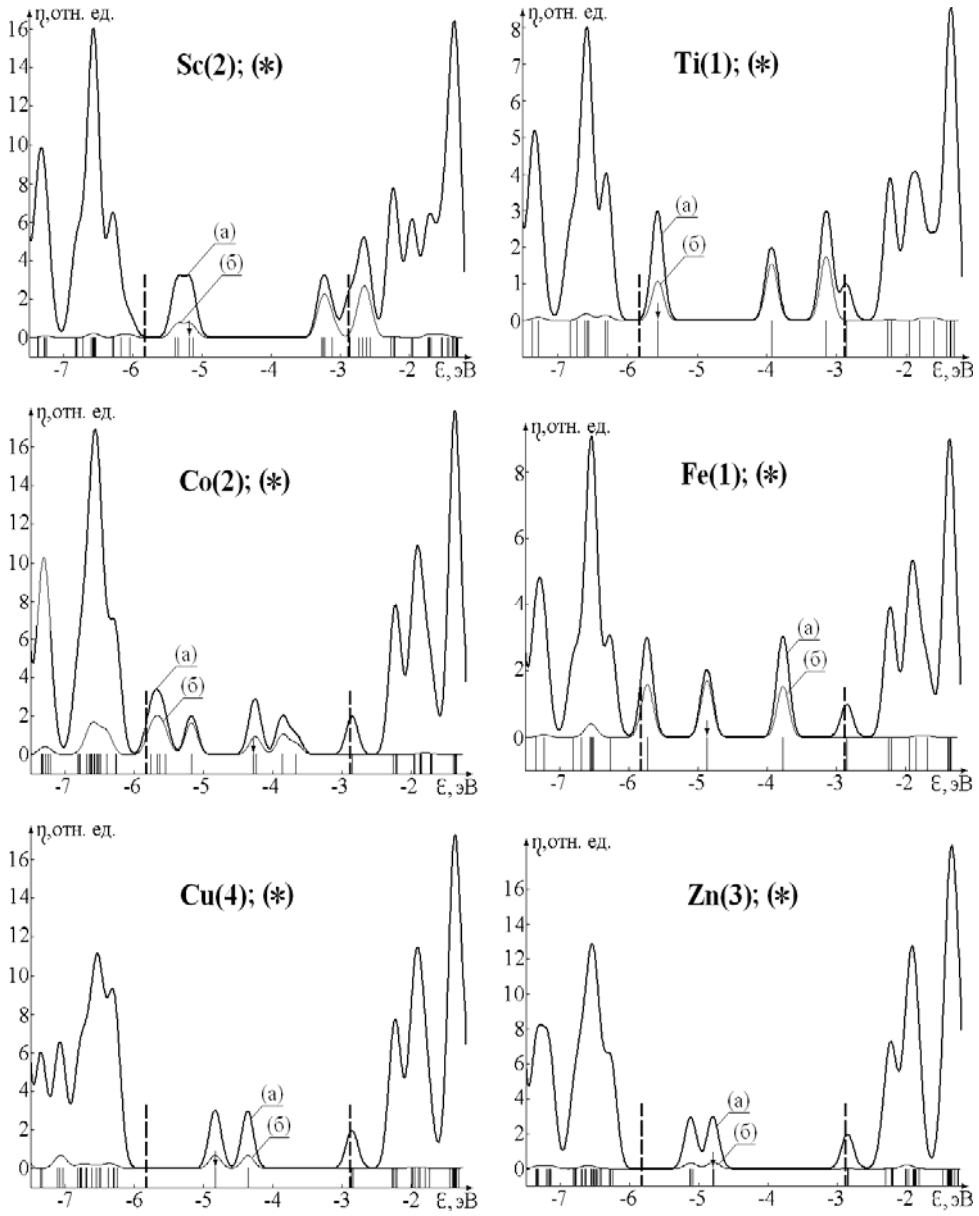


Рис. 4. Окончание

Как следует из рис. 4, при замещении атома Ge на атомы 3d-элементов, состояния, обусловленные орбиталями внедренных атомов («атомов дефекта») возникают, в основном, в области энергетической щели, соответствующей бездефектной структуре германия. Среди этих состояний имеются как заполненные (их число связано с мультиплетностью M=2S+1 системы; S – полный спин), так и вакантные. Заполненные состояния отвечают либо несвязывающим d-электронным орбиталям (если таковые имеются), либо связывающим орбиталям Э-Ge и Ge-Ge связей, либо и тем и другим. Эти состояния примыкают к верхней границе ГЗС, степень их внедрения в ЭЩ тем больше, чем выше мультиплетность системы. Вакантные же состояния отвечают либо свободным d-орбиталям Э-атомов (если таковые имеются), либо разрыхляющим орбиталям Э-Ge и Ge-Ge связей, либо и тем и другим. Эти вакантные состояния проникают в ЭЩ со стороны нижней границы ГВС, соответствующей структуре бездефектного германия. Число этих состояний и степень их проникновения в ЭЩ зависят от мультиплетности системы (см. рис. 4). Отметим также, что более стабильными (с наименьшей полной энергией) (см. рис. 2 и 4) являются структуры с такой мультиплетностью, при которой энергия верхнего занятого состояния является более глубокой (имеет большие по величине отрицательные энергии).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Литинский, А. О.* Электронное строение и энергетический спектр двумерных ковалентных структур с локальными дефектами / А. О. Литинский, Н. А. Растова // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(32) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2007. – С. 33–39.

2. *Бирман, Дж.* Пространственная симметрия и оптические свойства твердых тел : пер. с англ. / Дж. Бирман. – М.: Мир, 1978. – Т. 1. − 387 с.

3. *Литинский, А. О.* Энергетические состояния электронов в ковалентных и ионно-ковалентных кристаллах с локальными дефектами замещения. Неэмпирический расчет в рамках высокосимметричных кластерных моделей / А. О. Литинский, А. М. Стебеньков // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(32) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2007. – С. 27–33.

4. *Эварестов, Р. А.* Квантовохимические методы в теории твердого тела / Р. А. Эварестов. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1982. – 280 с.

5. *Левин, А. А.* Введение в квантовую химию твердого тела / А. А. Левин. – М.: Химия, 1974. – 237 с.

6. *Жидомиров, Г. М.* Современные модели теории хемосорбции / Г. М. Жидомиров, А. Л. Шлюгер, Л. Н. Канторович // Современные проблемы квантовой химии в теории межмолекулярных взаимодействий и твердых тел. – Л., 1987. – С. 225–282.

7. *Пенкаль, Т.* Очерки кристаллохимии / Т. Пенкаль. – Л., Химия. – 1974. − 496 с.

8. *Кон, В.* Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности / В. Кон // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172 ; № 3. – С. 336–348.

9. *Kohn, W.* Inhomogeneous Electron Gas / W. Kohn, P. Hohenberg // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 136 B. – P. 864–871.

10. *Kohn, W.* Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects / W. Kohn, L. J. Sham // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 140 A. – P. 1133–1138.

11. *Perdew, J. P.* Generalized Gradient Approximation Made Simple / J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – P. 3865.

12. *Hehre, W. J.* Self-Consistent Molecular-Orbital Methods. I. Use of Gaussian Expansions of Slater-Type Atomic Orbitals / W. J. Hehre, R. F. Stewart, J. A. Pople // J. Chem. Phys. – 1969. – V. 51. – P. 2657.

13. Wadt, W. R. Ab initio effective core potentials for molecular calculations. Potentials for main group elements Na to Bi/ W. R. Wadt, P. J. Hay // J. Chem. Phys. – 1985. – V. 82. – P. 284.

УДК 546.26:538.915

А. О. Литинский, Та Динь Хиен
A. O. Litinski, Ta Dinh Hien

ЭЛЕКТРОННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И АБСОРБЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАФЕНОПОДОБНОГО ГЕКСАГОНАЛЬНОГО НИТРИДА БОРА С ДЕФЕКТАМИ ТИПА ЗАМЕЩЕНИЯ И ВАКАНСИИ*

ELECTRON ENERGY, MAGNETIC AND ABSORPTION CHARACTERISTICS OF GRAPHENE-LIKE HEXAGONAL BORON NITRIDE WITH SUBSTITUTIONAL AND VACANCY DEFECTS.

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: litinski@inbox.ru; hien18385@yahoo.com

Расчетная схема, базирующаяся на теории функционала плотности с обменно-корреляционным потенциалом градиентного типа в валентном базисе двухэкспонентных орбиталей, применена для расчета спектра одноэлектронных состояний, оптических и магнитных характеристик графеноподобного нитрида бора как бездефектного, так и с дефектами типа замещения (атомов B атомами C, Be, Si и атомов N атомами C, O) и вакансии атомов бора (V_B) и атомов азота (V_N). Показано, что активным полупроводникам n- и p- типа отвечают h-BN-структуры с дефектами типа (O→N; Si→B) и (Be→B) соответственно. Всем модифицированным материалам отвечают низкоспиновые состояния ($1\mu_Б$ на (4×4)-ячейку), кроме случая вакансии атома бора ($3\mu_Б$ на (4×4)-ячейку). Анализ положения уровня химического потенциала привел к выводу о значительном увеличении эмиссионной способности электронов при введении дефектов типа (O→N), (Si→B) и (Be→B). Для h-BN-структур с дефектами в оптических спектрах поглощения появляются низкоэнергетические полосы, обусловленные переходами электронов с участием как донорных, так и акцепторных состояний, возникающих в запрещенной зоне бездефектного материала при его модифицировании дефектами.

Ключевые слова: графеноподобный гексагональный нитрид бора, методы теории функционала плотности, дефекты типа замещения и вакансии, оптический спектр поглощения, магнитно-разбавленные полупроводники.

The computational procedure, based on density functional theory with the exchange-correlation potentials by gradient type in the valence Double-Zeta Polarized basis set of orbitals is used to calculate the spectrum of electron states, optical and magnetic properties of graphene-like boron nitride as the defect-free, and such as the with defective type of substitution (of atom B by atoms C, Be , Si and of atom N by atoms C, O) and boron (V_B), nitrogen (V_N) vacancies. It is shown that the active semiconductor n- and p- type correspond to h-BN-structures with defects (O→N; Si→B) and (Be→B) type, respectively. All the modified materials meet low spin state ($1\mu_Б$ on (4×4)-cell), except in the case of the boron atom vacancy ($3\mu_Б$ on (4×4)-cell). A analysis of situation of the chemical potential has led to the conclusion that a significant increase in the emissivity of the electrons with the introduction of defects of type (O→N), (Si→B) and (Be→B). For the h-BN-structures with defects in the optical absorption spectra there are low-energy bands, due to transitions of electrons with both the donor and acceptor states, arising in the band gap of defect-free material when modifying defects.

Keywords: graphene-like hexagonal boron nitride, density functional theory, substitutional defects and vacancies, optical absorption spectra, diluted magnetic semiconductors.

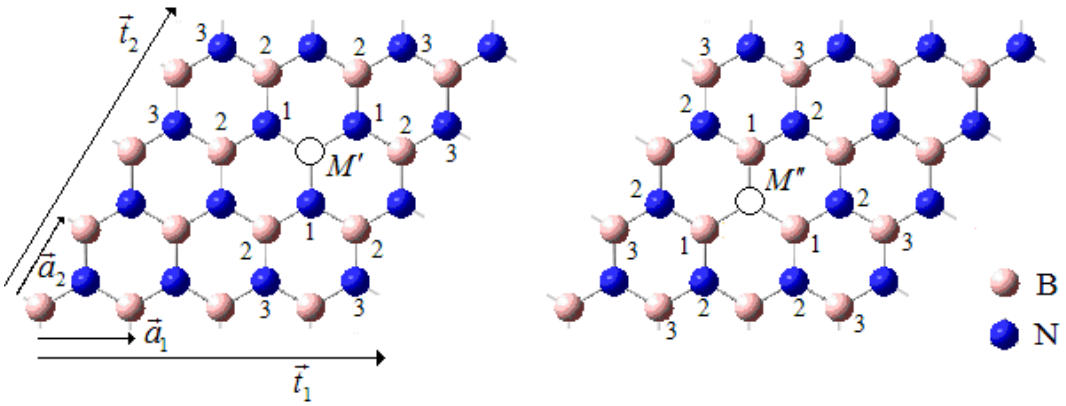
* Авторы выражают благодарность сотрудникам кафедры ЭВМ ВолгГТУ за предоставленный доступ к вычислительному кластеру.

Введение

Графеноподобный (однослойный) гексагональный нитрид бора, получаемый методом газофазного осаждения [1, 2], привлекает внимание исследователей в связи с радиационной стойкостью, механической прочностью и высокой температуропроводностью материалов на его основе [3, 4]. В реальных h-BN-материалах возможны дефекты типа замещения или вакансии атомов B и N. Радиационное и термическое воздействие может также приводить к образованию дефект-модифицированных h-BN-структур. Поэтому изучение энергетического спектра электронов, магнитных характеристик (дефектные h-BN-структуры могут быть магнитно-активными) и особенностей их оптического поглощения представляет собой актуальную задачу.

Методика расчета

В данной работе изучены BN-структуры с наиболее распространенными типами дефектов[*)]: а) замещения атомов бора атомами Be, C, Si; б) замещения атомов азота атомами C, O; в) вакансии атомов B и N. Применена расчетная схема на основе теории функционала плотности (DFT) [5–9], адаптированная для систем с трансляционной симметрией (программный пакет Siesta [10,11]), с обменно-корреляционным потенциалом градиентного типа в параметризации Пердью, Бурке и Эрнзерхофа [12], в валентном базисе двухэкспонентных орбиталей с включением поляризационных функций (DZP-базис). Влияние остовных электронов учитывалось введением нелокальных, сохраняющих норму псевдопотенциалов Труллье – Мартинсона [13] в форме Клейнмана – Баландера [14]. Интегрирование по пространственным координатам проводилось путем суммирования по узлам сетки, количество которых соответствует отсечению в разложении волновой функции электрона по плоским волнам таких волн, энергия которых превышает 300 Ry. В качестве элементарной ячейки однослойной структуры бездефектного гексагонального нитрида бора выбран фрагмент состава $(BN)_{16}$, который содержит 4×4 расширенных вдоль основных векторов трансляции ($\vec{a}_1$ и $\vec{a}_2$ на рис. 1, *а*) примитивных двухатомных ячеек BN. Требуемое для расчета электронной плотности суммирование по точкам $\vec{k}$ зоны Бриллюэна проводилось по 15×15×1 «специальным» точкам, которые определялись методом Монкхорста – Пака [15]. Точность самосогласования энергетических величин составляла 10^{-5} эВ, элементов матрицы плотности 10^{-4}. Процесс оптимизации геометрии считался достигнутым, если величины сил, возвращающих атомы в положение равновесия, становились меньшими 0.04 эВ/Å.



а *б*

Рис. 1. Структура однослойного нитрида бора с дефектом:
а – замещения атома бора атомами M′ ≡ Be, C, Si и вакансии атома бора; *б* – замещения атома азота атомами M″ ≡ C, O и вакансии атома азота; $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ – векторы трансляции примитивной ячейки; $\vec{t}_1$, $\vec{t}_2$ – векторы трансляции (4×4) элементарной ячейки

Результаты и их обсуждение

Полученный в результате расчета энергетический спектр электронов изучаемых структур схематически изображен на рис. 2. Соответствующие дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$ и плотности одноэлектронных состояний $\eta(\varepsilon)$ (включающие высокоэнергетическую часть валенной зоны и низкоэнергетическую часть зоны проводимости) представлены на рис. 2. Для безде-

[*)] В дальнейшем дефекты замещения атома A атомом B будем обозначать (D→A), а дефекты типа вакансии атома A – символом V_A.

фектного однослойного нитрида бора валентная зона состоит из двух подзон, преимущественный вклад в состояния которых вносят 2s- и 2p-орбитали атомов азота соответственно. Зона вакантных состояний отделена от верхней ($2p_N$-типа) валентной подзоны областью запрещенных энергий (запрещенная зона), ширина которой составляет $\Delta\varepsilon_g = 4.45$ эВ, что хорошо согласуется как с экспериментальными данными (4.5 эВ), так и с данными расчета других авторов [16, 17]. Рассчитанное межатомное расстояние R(B-N) = = 1.45Å, что также близко к экспериментальному значению 1.446Å [18]. Все рассмотренные нами BN-структуры с дефектами имеют нечетное число электронов (в пересчете на одну (4×4) элементарную ячейку), поэтому для их расчета применена спин-поляризационная DFT вычислительная схема (система электронов разбивается на две спиновые α- и β-подсистемы). Введение дефекта приводит к тому, что h-BN-структуры становятся магнитно-активными (магнитно разбавленными полупроводниками).

Расчеты показали, что энергетически более выгодными являются структуры с одним неспаренным электроном на 32-атомную ячейку ($1\mu_Б$ на ячейку) во всех случаях, кроме случая вакансии атома бора (в этом случае более выгодна структура с тремя неспаренными электронами на ($B_{15}N_{16}$)-ячейку ($3\mu_Б$ на ячейку)) ($\mu_Б$-магнитон Бора). Величины энергетических выигрышей в пересчете на одну (4×4)-ячейку составляют 0.17; 4.95; 4.9; 4.85; 4.8; 5.0; и 3.72 эВ для дефектов типа V_B, Be→B, C→B, Si→B, O→N, C→N, и V_N соответственно. Вывод о выгодности высокоспинового состояния в случае h-BN-структуры с V_B-дефектом подтверждается также результатами работы [17]. Магнитный момент, приходящийся на 32-атомную ячейку, локализован преимущественно на атомах, ближайших к дефекту (≈ 74, 78, 36 и 39 % для дефектов типа V_B, V_N, Be→B и O→N соответственно), либо на замещенных атомах (≈ 52, 67 и 57 % для дефектов типа C→B, Si→B и C→N соответственно). На более удаленные от дефекта атомы 32-атомной ячейки приходится значительно меньшая доля магнитного момента.

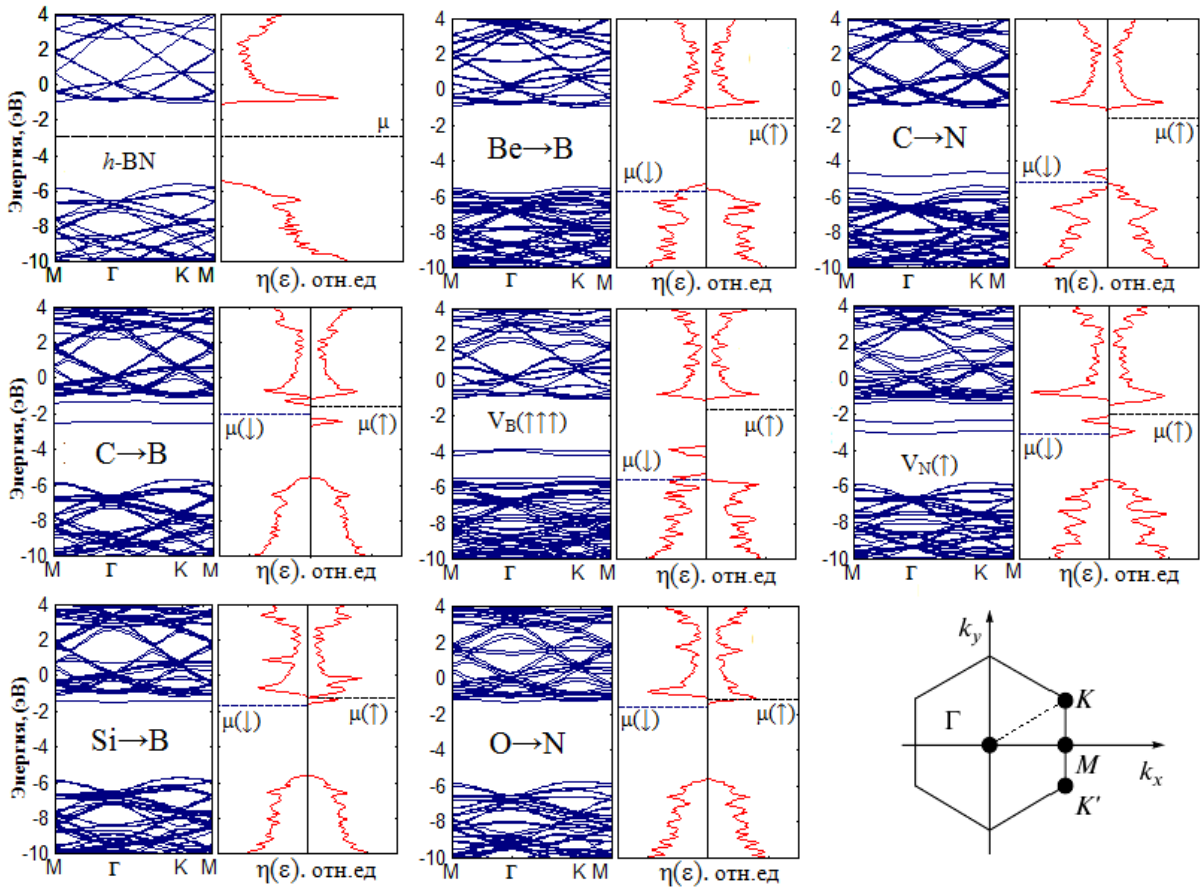


Рис. 2. Дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$ и плотности состоянии $\eta(\varepsilon)$ однослойного нитрида бора бездефектного (h-BN) и с дефектами типа замещения (C→B; Si→B; Be→B; O→N; C→N) и вакансии атомов бора (V_B) и азота (V_N); в правом нижнем углу – зона Бриллюэна гексагональной структуры

Таблица 1

Геометрические характеристики однослойного нитрида бора бездефектного и с дефектами типа замещения и вакансии (обозначения приведены на рис. 1)

Структура	h-BN	C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
d_{M-1} (Å)	1.45	1.40	1.64	1.58	–	1.50	1.50	–
d_{1-2} (Å)		1.46	1.42	1.40	1.41	1.41	1.44	1.46
d_{2-3} (Å)		1.45	1.41	1.43	1.46	1.46	1.43	1.47
M-1-2,град	120	121.2	115.2	116.5	–	118.0	119.0	–
2-1-2,град		117.5	130.0	127.0	125.5	124.0	122.0	115.0

Замещение атомов бора атомом углерода приводит (см. табл. 1) к незначительному уменьшению длины связи $C-N$ за счет небольшого увеличения длин связей атомов N с соседними атомами бора. Во всех остальных случаях замещения атомов бора и атома азота длины связей между замещенным атомом и его ближайшими соседями возрастают (наиболее существенно при замещении атомами Si и Be) за счет уменьшения расстояний между атомами из первой координационной сферы вокруг замещаемого атома и их соседями из следующей координационной сферы. При образовании дефекта типа вакансии ближайшие к вакансии атомы либо приближаются к центру дефекта (в случае вакансии атома азота), либо удаляются от него (случай вакансии атома бора) (табл. 1). Отметим, что во всех рассмотренных случаях h-BN-структуры остаются плоскими.

Таблица 2

Характеристики зонной энергетической структуры монослойного нитрида бора бездефектного и с дефектами типа замещения и вакансии (обозначения приведены на рис. 3, *а*)

Структура	h-BN	C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
ε'_s, эВ	-23.4	-23.2	-23.6	-23.5	-23.5	-23.3	-23.4	-23.4
ε^m_s, эВ	-20.2	-20.2	-20.4	–	–	–	-20.3	-20.4
ε''_s, эВ	-19.5	-19.7	-19.7	-19.2	-19.4	-19.7	-19.6	-19.6
$\Delta\varepsilon_s$, эВ	3.9	4.7	3.9	4.3	4.1	3.6	3.8	3.8
$\Delta\varepsilon_{sp}$, эВ	4.8	4.9	4.8	4.5	4.6	4.5	5.0	4.9
ε'_p, эВ	-14.7	-14.8	-14.9	-14.7	-14.8	-14.6	-14.6	-14.7
ε^{m1}_p, эВ	-13.7	-14.0	-13.8	–	–	–	-9.9	–
ε^{m2}_p, эВ	-9.9	-10.0	-9.9	–	–	–	-6.7	–
ε''_p, эВ	-5.5	-5.6	-5.6	-5.4	-5.2	-5.6	-5.7	-5.7
ε_c, эВ	-0.95	-1.0	-1.3	-1.0	-1.2	-1.2	-1.0	-1.2
$\Delta\varepsilon_p$, эВ	9.2	9.2	9.3	9.3	9.6	9.0	8.9	9.0

Энергии ε'_s и ε''_s, отвечающие границам $2s_{(N)}$-подзоны, при введении дефекта сдвигаются как в область больших, так и в область меньших энергий; при этом ширина этой подзоны может как возрасти (≈ на 0.8 эВ (C→B), на 0.4 эВ (Be→B); на 0.2 эВ (V_B)), так и уменьшиться (≈ на 0.3 эВ (O→N); ≈ на 0.1 эВ (C→N; V_N)). В этой подзоне имеется пик плотности состояний, энергия которого при введении дефекта либо не изменяется (C→B), либо уменьшается (≈ на 0.2 эВ (Si→B, V_N); ≈ на 0.1 эВ (C→N)). В случае (Be→B), (V_B) и (O→N) дефектов этот пик в энергетическом спектре отчетливо не проявляется.

При введении дефекта: а) нижняя граница ε'_p $2p_{(N)}$-подзоны почти не изменяется (Be→B, V_N) либо перемещается в сторону меньших энергий (C→B, Si→B, V_B), или больших энергий (O→N, C→N); б) верхняя граница этой подзоны ε''_p также смещается в область меньших (C→B, Si→B, O→N, N→C, V_N) либо больших энергий (Be→B, V_B), в результате чего ширина этой подзоны в случае дефекта (C→B) почти не изменяется либо уменьшается (≈ на 0.3 эВ (C→N), ≈ на 0.2 эВ (O→N и V_N)) или увеличивается (≈ на 0.1 эВ (Si→B; Be→B); ≈ на 0.4 эВ (V_B)). В этой подзоне в случае бездефектной h-BN-структуры в области энергий, близких к границам ($\varepsilon'_p, \varepsilon''_p$), имеются два пика, отвечающих максимумам плотности состояний (ε_p^{m1}, ε_p^{m2}), которые в случае дефектов (Be→B), V_B, (O→N) и V_N отчетливо не проявляются, а для остальных дефектов сдвигаются в область меньших энергий (≈ на 0.3 и 0.1 эВ (C→B); ≈ на 0.1 эВ (Si→B); ≈ на 3.8 и 3.2 эВ (C→N) для ε_p^{m1} и ε_p^{m2} соответственно).

Сдвиги энергий ε''_s и ε'_p, отвечающих верхней границе $2s_{(N)}$- и нижней границе $2p_{(N)}$-подзоны, приводят к изменению ширины энергетического интервала $\Delta\varepsilon_{sp}$ между этими подзонами ($\Delta\varepsilon_{sp}$ уменьшается ≈ на 0.2 ÷ 0.3 эВ в случае Be→B, O→N и V_B-дефектов и увеличивается ≈ на 0.1 ÷ 0.2 эВ в случае C→B, C→N и V_N-дефектов). В этом интервале запрещенных для бездефектной h-BN-структуры энергий возникают локальные состояния с энергиями ниже ε'_p на величину ≈ 0.6; 1.0 и 1.6 эВ для дефектов типа (O→N), (C→B) и (C→N) соответственно. Для других дефектов состояния такого типа не образуются.

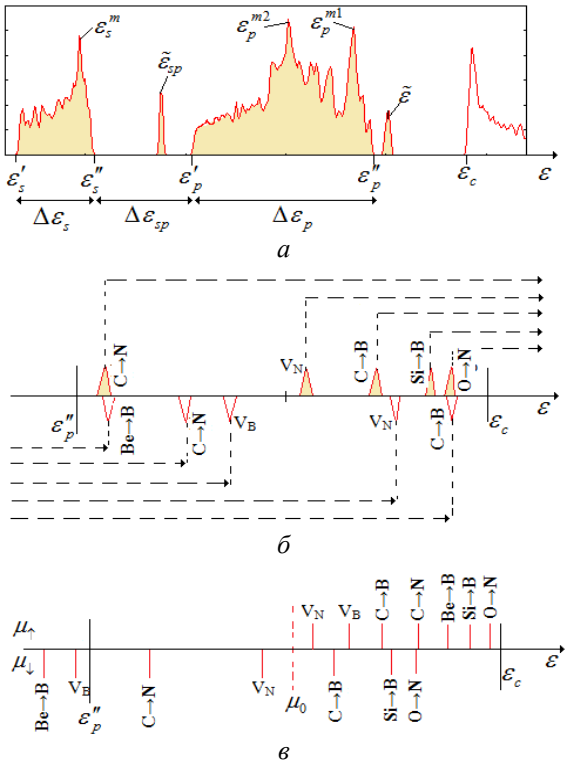


Рис. 3. Схема энергетического спектра электронов монослойных *h*-BN-структур:
а – общая схема спектра; *б* – положение обусловленных дефектами донорных (заштриховано) и акцепторных (не заштриховано) энергетических уровней электронов в области запрещенных энергий бездефектного нитрида бора; *в* – положение уровня химического потенциала для $\alpha-(\mu_{(\uparrow)})$ и $\beta-(\mu_{(\downarrow)})$ электронных подсистем (μ_0 – уровень химического потенциала бездефектной структуры); пунктирные стрелки указывают возможные электронные переходы, обусловливающие оптическое поглощение

Таблица 3

Обусловленные дефектами энергии $\tilde{\varepsilon}$ донорных и акцепторных состояний в запрещенной зоне полупроводника и их положение относительно верхней границы валентной зоны (ε''_p) и нижней границы зоны проводимости (ε_c) для α- и β-электронов ($\Delta\varepsilon_g = 4.45$ эВ – ширина запрещенной области энергий бездефектной h-BN-структуры) (используемые обозначения приведены на рис. 3)

Структура		C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
Донорные состояние	$\tilde{\varepsilon}_{(\uparrow)}$, эВ	-2.45	-1.4	–	–	-1.3	-5.4	-2.9
	$\frac{\tilde{\varepsilon}_{(\uparrow)} - \varepsilon''_p}{\Delta\varepsilon_g}$	0.67	0.9	–	–	0.92	0.02	0.57
	$\frac{\varepsilon_c - \tilde{\varepsilon}_{(\uparrow)}}{\Delta\varepsilon_g}$	0.33	0.1	–	–	0.08	0.98	0.43

Окончание табл. 3

Структура		C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
Акцепторные состояние	$\tilde{\varepsilon}_{(\downarrow)}$, эВ	-1.3	–	-5.3	-3.9	–	-4.65	-2.3
	$\frac{\tilde{\varepsilon}_{(\downarrow)} - \varepsilon''_p}{\Delta\varepsilon_g}$	0.92	–	0.04	0.35	–	0.18	0.7
	$\frac{\varepsilon_c - \tilde{\varepsilon}_{(\downarrow)}}{\Delta\varepsilon_g}$	0.08	–	0.96	0.65	–	0.82	0.3

При введении дефекта энергия ε_c, отвечающая нижней границе зоны проводимости, смещается в область более низких энергий на величину от ≈ 0.05 эВ (C→B; Be→B) до ≈ 0.3 эВ (Si→B). В запрещенной зоне, соответствующей бездефектной h-BN-структуре, при введении дефекта возникают состояния $\tilde{\varepsilon}$ (рис. 3, *б*; табл. 3) как донорного (C→N; V_N; C→B; Si→B; O→N), так и акцепторного типа (Be→B; C→N; V_B; V_N; C→B), энергия которых соответствует как нижней ($\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (Be→B), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_B)), так и верхней части ($\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (V_N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→B), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (Si→B), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (O→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→B)) запрещенной области энергий. Степень внедрения этих состояний (со стороны верхней границы валентной либо нижней границы зоны проводимости) невелика в случае состояний $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (Be→B), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (O→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→B) и $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (Si→B) и достаточно велика (т. е. их энергия соответствует примерно середине области запрещенных состояний) в случае состояний $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_B), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (V_N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→B) и $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_N). Данные табл. 3 (см. также схему на рис. 3, *б*) позволяют судить о том, что активными полупроводниками *n*-типа должны быть h-BN-структуры с дефектами типа (O→N) и (Si→B), а активным полупроводником *p*-типа должна быть h-BN-структура с дефектом типа (Be→B).

Положения уровней химического потенциала μ_α и μ_β для α- и β- спиновых подсистем (схематически представлены на рис. 3, *в*) и их отклонения от значения $\mu_0 = -2.89$ эВ, соответствующего бездефектной структуре, представлены в табл. 5. Для *α*-подсистемы все $\mu_\alpha > \mu_0$ и их значения возрастают в ряду (V_N), (V_B), (C→B), (C→N), (Be→B), (Si→B), (O→N). Для *β*-подсистемы для структур (C→B), (Si→B), (O→N) (перечислены в порядке возрастания μ_β) $\mu_\beta > \mu_0$. Для структур (C→N), (V_B) и (Be→B) (перечислены в порядке уменьшения μ_β) $\mu_\beta < \mu_0$. Поскольку величина μ характеризует эмиссионную способность электронов (ЭСЭ), то можно утверждать, что величина ЭСЭ значительно увеличивается при введении дефектов типа (O→N), (Si→B) и (Be→B) и незначительно изменяется при введении дефекта типа (V_N) и (V_B).

Таблица 4

Положение уровня химического потенциала $\alpha - (\mu_{(\uparrow)})$ и $\beta - (\mu_{(\downarrow)})$ электронов в h-BN-структурах с дефектами и их отклонение от значения $\mu_0 = 2.89$ эВ, отвечающего бездефектному h-BN (используемые обозначения приведены на рис. 3)

Структура		C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
α-подсистема	$\mu_{(\uparrow)}$, эВ	-1.61	-1.25	-1.56	-1.63	-1.17	-1.59	-1.98
	$\mu_0 - \mu_\uparrow$	-1.28	-1.64	-1.33	-1.26	-1.72	-1.3	-0.91
	$\frac{\mu_0 - \mu_\uparrow}{\mu_0}$	0.44	0.57	0.46	0.44	0.60	0.45	0.31
β-подсистема	$\mu_{(\downarrow)}$, эВ	-2.02	-1.64	-5.72	-5.56	-1.57	-5.15	-3.09
	$\mu_0 - \mu_\downarrow$	-0.87	-1.25	2.83	2.67	-1.32	2.26	0.2
	$\frac{\mu_0 - \mu_\downarrow}{\mu_0}$	0.30	0.43	-0.99	-0.92	0.46	-0.78	0.07

На рис. 4 представлены спектры оптического поглощения (зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости ε_2 (для наиболее активной компоненты электромагнитной волны, вектор напряженности электрического поля которой параллелен поверхности h-BN-структуры) от энергии $\hbar\omega$ поглощаемых фотонов). Для бездефектной структуры в этом спектре отчетливо проявляются две полосы поглощения, отвечающие энергиям $\hbar\omega$ поглощаемых фотонов в окрестности $E_1 = 6.7$ и $E_2 = 15.2$ эВ, обусловленные электронными переходами из верхней и нижней части $2p_{(N)}$-валенной зоны соответственно. Введение дефектов обусловливает сдвиг этих полос в область больших энергий фотонов для всех типов дефектов (наибольший сдвиг ≈ 0.6 эВ (E_1,V_B), наименьший ≈ 0.1 эВ (E_1(Be→B), E_2(Si→B))), кроме случаев E_1 (C→B, Si→B, C→N), для которых имеет место небольшой сдвиг ≈ на 0.05÷0.1 эВ в область меньших энергий поглощаемых фотонов. При этом интенсивность всех как E_1-, так E_2-полос уменьшается ≈ на 50÷60 %.

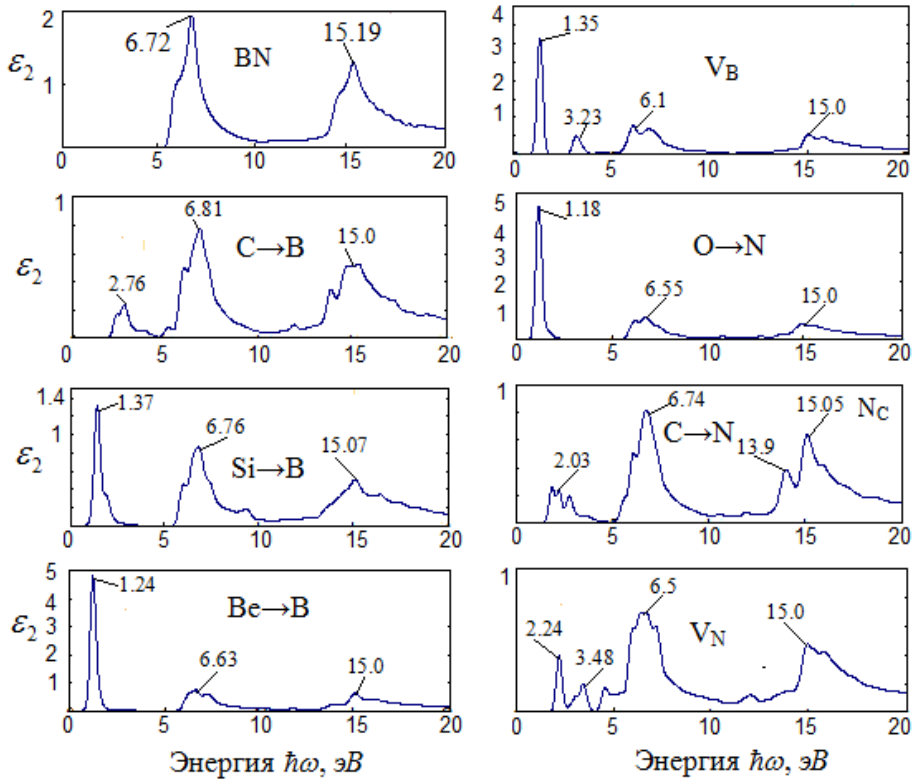


Рис. 4. Спектры оптического поглощения монослойного гексагонального нитрида бора с дефектами типа замещения и вакансии (вектор $\vec{E}$ электромагнитной волны параллелен плоскости h-BN-структуры)

В связи с тем что в запрещенной зоне, соответствующей бездефектной структуре, при введении дефекта возникают как донорные ($\varphi_{дон}$), так и акцепторные ($\varphi_{акц}$) состояния, в низкоэнергетической части спектра поглощения появляются полосы E', обусловленные переходами электронов из $2p_{(N)}$-валентной зоны на акцепторные уровни и (или) с донорных уровней в зону проводимости (см. схему на рис. 4). Максимумы интенсивности E'-полос соответствуют энергиям поглощаемых фотонов в интервале от ≈ 1.4 эВ (Si→B) до 3.5 эВ (V_N). Интенсивность этих полос может как превышать интенсивности E_1- и E_2-полос (Si→B; Be→B; V_B; O→N), так и быть меньше их (C→B; C→N; V_N).

Заключение

Графеноподобная однослойная структура гексагонального нитрида бора при замещении атомов бора или азота атомами, валентность которых отличается на единицу, или при образовании вакансии атомов бора или азота становится магнитно-активной (магнитно-разбавлен-

ным полупроводником), причем магнитный момент таких структур, приходящийся на (4×4)-элементарную ячейку, составляет для всех материалов $1\mu_Б$, кроме случая структуры с вакансий атома бора, когда он равен $3\mu_Б$.

При введении дефекта (O→N) и (Si→B) h-BN-структура становится полупроводником *n*-типа, а при введении дефекта (Be→B) полупроводником *p*-типа.

В спектре оптического поглощения всех структур имеются две полосы поглощения при $\hbar\omega \approx 6.1 \div 6.8$ эВ и $15.0 \div 15.2$ эВ, обусловленные переходами электронов из верхней ($2p_{(N)}$-) валентной зоны в зону проводимости.

Введение дефекта приводит к появлению дополнительной полосы поглощения в области энергий поглощаемых фотонов $\hbar\omega \approx 1.2 \div 3.2$ эВ. Эти полосы соответствуют электронным возбуждениям из состояний $2p_{(N)}$-подзоны в акцепторные состояния $\varphi_{акц}$ либо из донорных состояний $\varphi_{дон}$ в состояния зоны проводимости (состояния $\varphi_{акц}$ и $\varphi_{дон}$ локализированы в запрещенной зоне бездефектного h-BN и обусловлены введением дефектов).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Ордин, С. В*. Нормальные решеточные колебания и кристаллическая структура анизотропных модификаций нитрида бора / С. В. Ордин, Б. Н. Шарупин, М. И. Федоров // Физика твердого тела, 1998. – Т. 9. – № 32.– С. 1033.

2. *Lopatin, V. V*. Structure-diffraction analysis of nanometer-sized polycrystals / V. V. Lopatin [et al.] // J. Nanostructured Materials, 1994. – № 4. – Т. 6. – P. 669–676.

3. *Степанов, В. А*. Радиационно-индуцированная люминесценция пиролитического нитрида бора / В. А. Степанов, П. А. Степанов // Оптика и спектроскопия, 1998. – Т. 85. – № 6. – С. 974–978.

4. *Plaksin, O. A.* Luminescence studies on electron and structural states in dielectrics under irradiation / O. A. Plaksin, V. A. Stepanov [et al.] // J. Nucl. Materials, 1996. – Т. 233–237. – P. 1355–1360.

5. Koch W., Holthausen M. C. / A Chemist's Guide to Density Functional Theory. Weinheim: Wiley-VCH. 2001. 293 pp.

6. *Кон, В.* Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности / В. Кон // Успехи Физических Наук, 2002. – Т. 172. – № 3. – С. 336–348.

7. *Hohenberg, P*. Inhomogeneous Electron Gas / Hohenberg P., Kohn W // Physical Review, 1964. – V. 136. – № 3. – P. 864–871.

8. *Kohn, W*. Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects / Kohn W., Sham L.J. // Physical Review Letters, 1965. – V. 140. – № 4. – P. 1133–1138.

9. *Ceperley, D. M*. Ground State of the Electron Gas by a Stochastic Method / Ceperley D.M., Alder B.J. // Physical Review Letters, 1980. – V. 45. – P. 566–569.

10. *Soler, J. M*. The SIESTA method for ab initio order-N materials simulation. / Soler J. M., Artacho E., Gale J. D. [et al.] // Journal of Physics Condensed Matter, 2002. – V. 14. – P. 2745–2779.

11. *Artacho, E*. The SIESTA method; developments and applicability / Artacho E., Anglada E., Dieguez O., Gale J. D., [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter, 2008. – V. 20. – P. 1–6.

12. *Perdew, J. P*. Generalized Gradient Approximation Made Simple / Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. // Physical Review Letters, 1996. – V. 77. – № 18. – P. 3865–3868.

13. *Troullier, N*. Efficient pseudopotentials for plane-wave calculations / Troullier N., Martins J. L. // Physical Review B., 1991. – V. 43. – № 3. – P. 1993–2006.

14. *Kleinman, L*. Efficacious Form for Model Pseudopotentials / Kleinman L., Bylander D. M. // Physical Review Letters, 1982. – V. 48. – № 20. – P. 1425–1428.

15. *Monkhorst, H. J*. Special points for Brillouin-zone integrations / Monkhorst H. J., Pack J. D. // Physical Review B. 1976. – V.13. – P. 5188–5192.

16. Aihua Zhang. Band gap engineering in graphene and hexagonal BN antidot lattices: A first principles study / Aihua Zhang, Hao Fatt Teoh, Zhenxiang Dai, [et al.] // Applied Physics Letters, 2011. – Т. 98. – P. 023105.

17. *Azevedo, S.* Electronic structure of defects in a boron nitride monolayer / S. Azevedo, J. R. Kaschny, [et al.] // The European Physical Journal B, 2009. – Т. 67. – P. 507–512.

18. Li Song. Large Scale Growth and Characterization of Atomic Hexagonal Boron Nitride Layers / Li Song , Lijie Ci , Hao Lu, [et al.] // Nano Letters (ACS Publications), 2010. – V. 10. – P. 3209–3215.

УДК 539:537.226.4

Л. В. Жога, В. Н. Нестеров, В. В. Терех, А. В. Габриэлян
L. V. Zhoga, V. N. Nesterov, V. V. Terekh, A. V. Gabrielayn

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ТОКОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ СТЕНОК*

ANALYSIS OF THE BEHAVIOR OF POLARIZATION CURRENTS BY COMPUTER SIMULATION OF MOTION OF DOMAIN WALLS

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 поведение переходных токов в сегнетокерамике, возникающих при последовательном наложении постоянного электрического поля и механической нагрузки. Обнаружено, что при наложении механической нагрузки пик и экспоненциальный спад переходного тока 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 переходный ток.

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

The behavior of transient currents in the ferroelectric arising from the sequential application of a dc electric field and mechanical stress was studied. It is found that upon application of mechanical stress peak and exponential decline by transient current is accompanied by jumps of the random nature. Analysis of experimental data conducted by the simulation of the movement of 180°- and not 180°- domain walls with the internal mechanical stresses in the sample. The estimation of contributions of 180°- and not 180°-domain walls into the transient current have been performed based on analysis.

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

Введение

Широкое применение сегнетокерамических материалов в радиоэлектронике стало в настоящее время столь же привычным, как и использование полупроводников и диэлектриков. Сегнетоэлектрические кристаллы и пленки широко используются в качестве ячеек памяти в интегральных устройствах и другой технике. Использование сегнетоэлектрических материалов позволяет реализовать устройства радиоэлектроники с электрически управляемыми характеристиками. Исследование и прогнозирование процессов переключения поляризации в сегнетокерамике является важной задачей при конструировании и создании новой техники. Сегнетоэлектрические материалы в процессе их эксплуатации подвергаются воздействию электрических и механических нагрузок. При решении проблемы прочности сегнетокерамики важным является вопрос о том, как действуют внешние электрические поля и механические нагрузки на динамику доменной структуры, которая влияет на неупругие деформации и развитие разрушения [1].

В настоящее время известно большое количество направлений по теоретическим и экспериментальным исследованиям процессов переключения поляризации и динамики доменов сегнетоэлектрических кристаллов. Экспериментальные данные включают как результаты прямых микроскопических наблюдений доменов при переключении, так и электрические измерения объемных зарядов [2], при этом динамические характеристики определяют либо в синусоидальных полях, либо в импульсных полях различной формы. Теоретические исследования опираются на математическое или имитационное моделирование [3–5].

Временные характеристики переполяризации обычно связывают с диэлектрической релаксацией неравновесного экранирующего объемного заряда, с $\tau_g = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma} \sim 10^{-1} - 10^5$ с [6].

Вид тока поляризации сегнетокерамики может быть обусловлен особенностью динамики доменной структуры [7]. В силу значительного симметрического отличия воздействия механических и электрических нагрузок на сегнетоэлектрические образцы их совместное воздействие существенно изменяет поведение доменной структуры сегнетокерамики в отличие

* Авторы выражают благодарность сотрудникам Института физики твердого тела Латвийского университета К. Борманису и И. Смелтере за предоставление образцов.

от случая действия одного (электрического или механического) нагружающего фактора [8, 9].

В настоящей работе механическую нагрузку создавали методом осесимметричного изгиба, для чего образец (поляризованные диски сегнетокерамики на основе титаната и цирконата свинца) помещали на опору диаметром 20 мм, толщиной 0,7 мм и сверху нагружали пуансоном диаметром 6 мм (верхнюю и нижнюю стороны диска покрывали электродами) [7]. Последовательно образцу включали омическое сопротивление, напряжение с которого, пропорциональное току через образец, через интерфейс *RS*-232 регистрировалось с помощью компьютера (методика Мерца [10]).

Модель движения доменных стенок

Актуальна задача моделирования сегнетоэлектриков, позволяющая прогнозировать их параметры и таким образом избежать постановки сложных и дорогостоящих экспериментов. В практике математического моделирования динамики доменной структуры и при теоретическом анализе кинетики токов переполяризации наибольшее распространение получили: модели, развивающие кинетическую теорию фазовых переходов второго рода; модели, основанные на статистической теории кристаллизации Колмогорова – Аврами, модели, использующие апостериорные оценки, а также модели, базирующиеся на фрактальном подходе и теории клеточных автоматов [11].

В настоящей работе проведено компьютерное моделирование изменения поляризации в рамках модели движения 180° и не 180°-доменных стенок с учетом механических напряжений [12–14]. Время релаксации заряда 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 могут вызывать как электрическое поле $\boldsymbol{E}$, так и внешнее σ и внутреннее $\sigma_в$ механические напряжения, а движение 180°-доменов – только электрическое поле $\boldsymbol{E}$. Величина $\sigma_в$ складывалась из суммы локальных, вызванных внешней нагрузкой, и внутренних механических напряжений и задавалась случайным набором значений, подчиняющихся нормальному распределению. Воздействие механической нагрузки и электрического поля может привести к микроразрушениям в образце или к необратимым 90°-доменным переориентациям, которые можно рассматривать как пластическое деформирование путем двойникования [15].

Рассмотрим случай, когда движение одних доменных границ не влияет на движение других, т. е. вдали от насыщения поляризации плотность тока поляризации сегнетокерамики можно описать системой уравнений:

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

$$\tau_2 \dot{p}_2 + p_2 = \alpha_2 E + \beta\left(\sigma + \sigma_в\right); \qquad (2)$$

$$j = \dot{p}_1 + \dot{p}_2\,, \qquad (3)$$

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 $\boldsymbol{E}$, компонентов тензора механических напряжений σ и направлений векторов спонтанной поляризации $\vec{P}_S$ в 180°-доменах и не 180°-доменах; j – плотность тока поляризации, обусловленной движением 180°- и не 180°-доменных границ. В модели используются усредненные по всем кристаллитам величины. Компоненты вектора $\boldsymbol{E}$ и тензора напряжений определяются прикладываемым воздействием к образцу.

Импульс механической или электрической нагрузки задается функцией ступенькой, с учетом времени приложения и значения приложенного электрического напряжения и механического нагружения образца. Причем максимальные растягивающие напряжения рассчитывали по формуле для изгиба круглых пластин с недеформируемой нейтральной плоскостью:

$$\sigma = \frac{3}{2}\cdot\frac{1+\nu}{\pi h^2}\left(\ln\frac{b}{a} + \frac{1-\nu}{1+\nu}\cdot\frac{b^2-a^2}{2c^2}\right)P,$$

где a – радиус нагружающего пуансона; b – радиус нижней опоры; с – радиус образца; ν – коэффициент Пуассона; h – толщина образца, P – приложенная сила [8].

Полученная в результате компьютерных расчетов зависимость плотности тока поляризации от времени, согласно модели по уравнениям (1–3), совпадает с основными особенностями экспериментальных данных поляризационных токов, наблюдаемых при последовательном приложении электрического поля и механической нагрузки к образцу (рис. 1, 2).

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

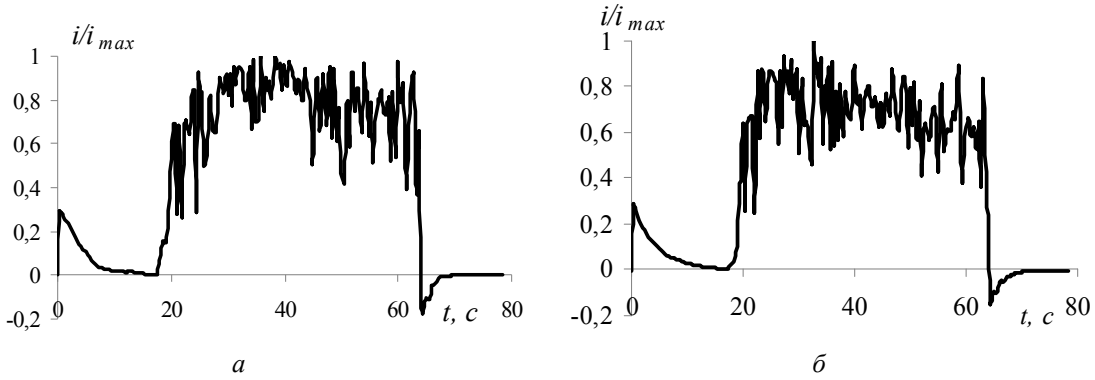


Рис. 1. Диаграмма нормированных значений переходного тока при ступенчатом повышении электрического поля (первая ступень) и механической нагрузки (вторая ступень). Эксперимент (*а*) и смоделированный вид нормированных значений тока поляризации (*б*)

Возрастание тока поляризации после воздействия электрического поля происходит с большей скоростью, чем при воздействии механической нагрузки (рис. 1). Это возможно из-за дальнейшего замедления скорости движения доменной стенки, вызванного уменьшением локального поля на стенке под действием остаточного деполяризующего поля, создаваемого связанными зарядами в области за движущейся стенкой [11].

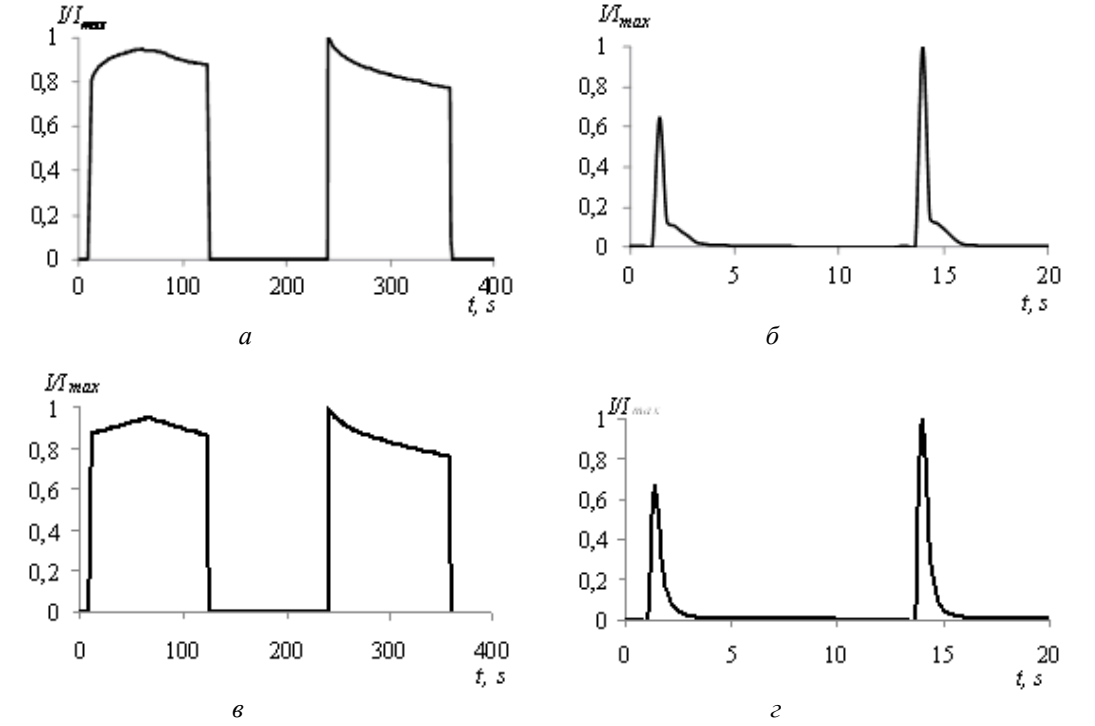
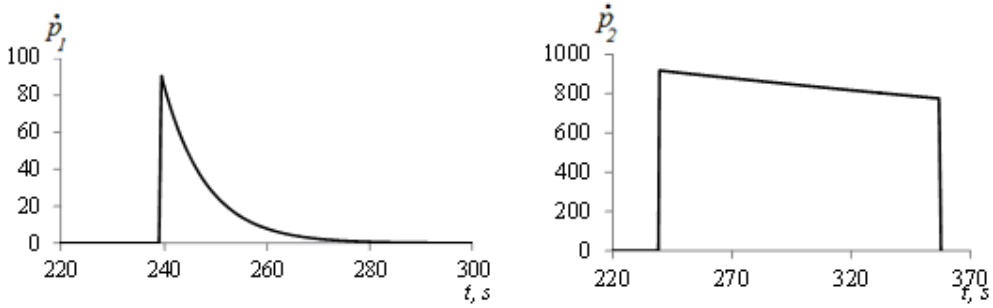


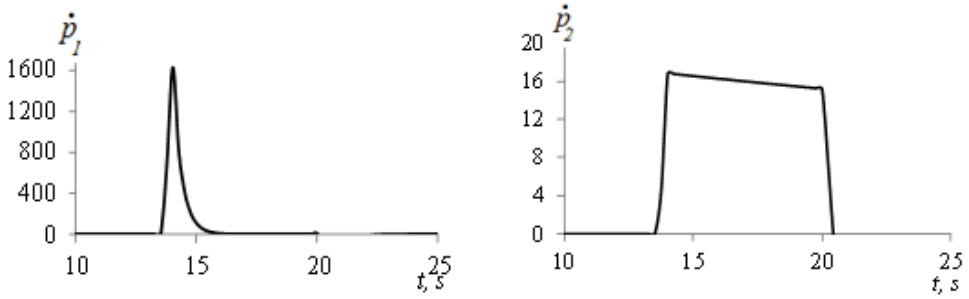
Рис. 2. Диаграмма нормированных значений переходного тока при E = 0,6МВ/м в образце бессвинцовой керамики (*а*), керамики ЦТС-19 (второй импульс сдвинут по оси времени) (*б*) и смоделированный вид нормированных значений тока поляризации (*в*, *г*)

Модель позволяет произвести разделение вкладов 180°-доменных стенок $\dot{p}_1$ и вкладов не 180°-доменных стенок $\dot{p}_2$ в плотность тока поляризации (3). Это позволило оценить вклад различных доменов в опытах с бессвинцовой керамикой и ЦТС-19 (рис. 3, 4). Из рисунков видно, что при одинаковых условиях время релаксации заряда для бессвинцовой керамики больше (рис. 3, *а*; 4, *а*), чем для керамики ЦТС-19 в случае 180°-доменных стенок.



а *б*

Рис. 3. Временная зависимость вкладов в токи поляризации: 180°– доменных стенок $\dot{p}_1$ (*а*) и не 180°-доменных стенок $\dot{p}_2$ (б) для бессвинцовой керамики

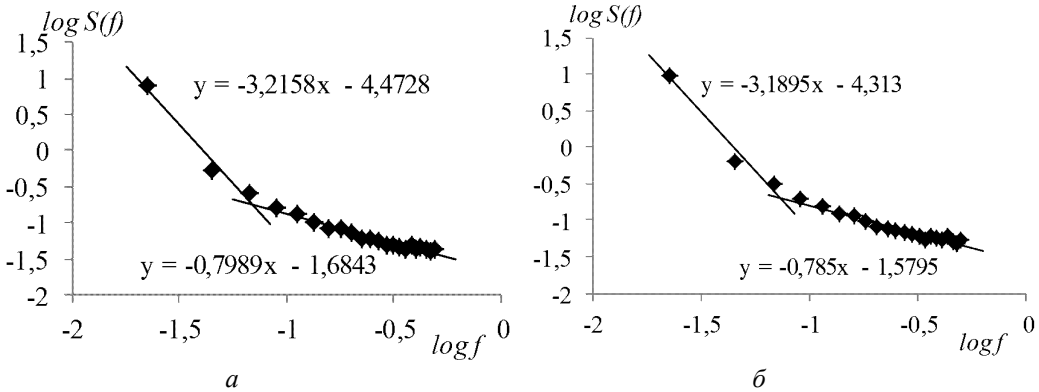


а *б*

Рис. 4. Временная зависимость вкладов в токи поляризации: 180°-доменных стенок $\dot{p}_1$ (*а*) и не 180°-доменных стенок $\dot{p}_2$ (*б*) для керамики ЦТС-19

Скачкообразная перестройка доменной структуры под действием электрического поля и механических напряжений приводит к значительной немонотонности тока поляризации – возрастанию шумовой компоненты (шумам Баркгаузена) [11]. Шумы анализировались методом фликкер-шумовой спектроскопии (рис. 5).

Предлагается анализировать спектр мощности (фурье-преобразование) *S*(*f*) (*f* – частота) (рис. 5). Информация, извлекаемая из анализа зависимости *S*(*f*), построенная на основе временных рядов скачков тока, имеет смысл времени корреляций или параметра, характеризующего потерю «памяти» (корреляционных связей) для рассматриваемых скачков тока.



а *б*

Рис. 5. Сравнение спектров частот тока поляризации эксперимента (*а*) и модели (*б*)

Частотная зависимость спектральной плотности мощности шума имеет вид $1/f^n$, где n – некоторая постоянная, близкая к единице (в опытах n = 0,8, при моделировании n = 0,79) (рис. 5). Появление скачков Баркгаузена вызвано кинетическими процессами перестройки доменной структуры.

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 поляризационные токи в сегнетокерамике. Наблюдаемый замедленный рост переходного тока при одновременном воздействии постоянного электрического поля и механической нагрузки по сравнению с быстрым ростом значения тока при воздействии только одного постоянного электрического поля может быть объяснен конкурирующим влиянием механического напряжения и электрического поля на динамику доменных стенок.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Жога, Л. В.* Влияние электрического поля на разрушение сегнетокерамики / Л. В. Жога, А. В. Шильников, В. В. Шпейзман // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – № 4. – С. 628–631.

2. *Лайнс, М.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы / М. Лайнс. – М.: Мир, 1981. – С. 725.

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. *Берман, Л. С.* Моделирование вольт-фарадных характеристик сегнетоэлектрика / Л. С. Берман // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39. – № 12. – С. 1436–1439.

6. *Gundel H.* Time-dependent electron emission from ferroelectrics by external pulsed electric fields [Текст] / Gundel H., Hańderek J., Riege H. // J. Appl. Phys., 1991. – V. 69, № 2. – С. 957–982.

7. Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики / под ред. А. В. Гориша. – М. : Радиотехника, 1999. – 367 с.

8. *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.

9. *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.

10. *Merz W.J.* Domain Properties in $BaTiO_3$ [Текст] // Phys. Rev., 1952. – № 88. – С. 421–425.

11. 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.

12. *Nesterov V. N.* The computer analysis of dynamics of domain boundaries in ferroelectrics-Ferroelastics / Nesterov V. N., Shil'nikov A. V. // Ferroelectrics. – 2002. – № 265. – С. 153–159.

13. *Shil'nikov A. V.* Mechanisms of motion of domain and interphase boundaries and their computer simulation / Shil'nikov A. V., Nesterov V. N., Burkhanov A. I. // Ferroelectrics. – 1996. – № 175. – С. 145–151.

14. *Arlt G.* 90°-domain wall relaxation in tetragonally distorted ferroelectric ceramics / Arlt G., Dederichs H., Herbiet R. // Ferroelectrics. – 1987. – V. 47. – № 1. – С. 37–53.

15. *Жога, Л. В.* Кинетика хрупкого разрушения материалов в электрических и механических полях : монография / Л. В. Жога, В. В. Шпейзман. – Волгоград : ВолгГАСУ, 2008. – 198 с.

ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.64

А. В. Ермолаев, О. А. Оленникова, И. В. Поляков
A. V. Ermolaev, O. A. Olennikova, I. V. Polyakov

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОМБИНАЦИОННЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В СПЕКТРЕ МАГНЕТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА ПРИ КОНКУРЕНЦИИ СОСЕДНИХ ВИДОВ КОЛЕБАНИЙ

THE EXCITEMENT OF COMBINATIONAL COMPONENTS IN SPECTRUM OF A MAGNETRON GENERATOR BY COMPETITION NEIGHBORING MODE OF OSCILLATIONS

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: magnetton@rambler.ru, kovolum@yandex.ru, liichkap@mail.ru

Рассмотрены режимы работы магнетронного генератора, в которых происходит взаимодействие электронного потока с сигналом основного π-вида и побочного сигнала (*N*/2)+1-вида малой мощности. Показано, что при частоте побочного сигнала большей частоты сигнала основного вида колебаний в спектре выходного сигнала возможно появление комбинационных составляющих. Рассмотрено влияние величины анодного напряжения на частоты основных и комбинационных гармоник спектра.

Ключевые слова: магнетрон, фундаментальная частота, спектр генерации, комбинационные составляющие, двухчастотное взаимодействие, математическая модель, π-вид.

Modes of operation the magnetron generator, in which there is an interaction of electron stream with the main signal π-mode and side signal (*N*/2)+1-mode of the low power are considered. It is shown that at the frequency of side signal higher frequency signal of main fluctuations mode, in spectrum of output signal can appear combinational components. The influence of the value of anode voltage upon the frequencies of the main and combinational harmonics in the spectrum is considered.

Keywords: magnetron, fundamental frequency, spectrum of a generated signal, combinational components, two-frequency interaction, π-mode.

В настоящее время классические магнетроны применяются в основном как одночастотные генераторы. За шесть десятилетий использования этого прибора научно-исследовательские и конструкторские разработки были направлены, с одной стороны, на расширение полосы пропускания магнетрона, с другой – на подавление уровня шума и вынесение частот паразитных видов колебаний за интервал полосы пропускания. На сегодняшний день все больше внимания уделяется возможности генерации сигналов сложного спектрального состава. В этом случае физические процессы при взаимодействии электронного потока с электромагнитной волной, имеющей сложный спектральный состав, отличаются от процессов при генерации одночастотного сигнала. Поэтому подход к выбору электродинамических характеристик замедляющих систем со связками, которые используются в магнетронах, должен быть иным.

Как было показано в [1], при подаче достаточно слабого внешнего сигнала при достаточно высоких уровнях шума в магнетроне возникает квазишумовой спектр, насыщенный комбинационными составляющими, но для использования такого подхода в дополнение к магнетрону необходим клистрон, что приводит к усложнению конструкции приборов.

В работе [2] намечен другой подход к решению задачи, состоящий в том, что получение комбинационных составляющих в спектре возможно при низкочастотной модуляции электронного сигнала малой мощности.

Однако в некоторых магнетронах при определенных условиях вероятно возбуждение маломощного высокочастотного побочного сигнала, что также может приводить к возбуждению комбинационных составляющих.

Для исследования таких процессов использовалась самосогласованная многочастотная модель магнетронного генератора [3], реализованная методом «крупных частиц». Основными уравнениями модели являются уравнения движения заряженных частиц в скрещенных полях [4]:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = |\eta| E_r + \frac{v_\varphi^2}{r} - \omega v_\varphi;$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} = |\eta| E_\varphi - 2\frac{v_r v_\varphi}{r} + \omega v_r;$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = |\eta| E_z.$$

Здесь r, φ, z – координаты частицы в цилиндрической системе; v_r, v_φ, v_z – координатные составляющие скорости; E_r, E_φ, E_z – компоненты вектора суммарной напряженности высокочастотного, кулоновского и статического полей; ω – частота циклотронных колебаний.

Входящая в правую часть уравнений движения напряженность электрического поля представляется в виде суперпозиции напряженностей высокочастотного поля, постоянного поля, приложенного между анодом и катодом, и поля пространственного заряда [5]:

$$\mathbf{E} = \widetilde{\mathbf{E}} + \mathbf{E_0} + \mathbf{E'}.$$

Для нахождения распределения поля пространственного заряда решается уравнение Пуассона, записанное в цилиндрической системе координат:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \rho(r,\varphi,z),$$

а затем, из соотношения

$$\mathrm{E}' = -grad\boldsymbol{U}\left(\mathrm{r},\boldsymbol{t}\right)$$

вычисляется напряженность поля $\mathbf{E'}$ в точке нахождения частицы

Высокочастотное поле $\widetilde{\mathbf{E}}$ резонансной системы представляют в виде разложения по структурным функциям электродинамической структуры магнетрона с коэффициентами, зависящими от времени.

$$\widetilde{\mathbf{E}} = \Sigma A_{\mathrm{n}}(t)\boldsymbol{e}_{\mathrm{n}}(x,y,z).$$

Амплитудную часть находят, решая систему уравнений возбуждения [6]:

$$\left(\frac{dA_n}{dt} - \delta_n A_n\right)\mathbf{e}^{-\delta_n t} = -\frac{1}{\pi N_n \omega_n \varepsilon_0}\int_{t-T_n}^{t}\int_V \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}\mathbf{e}_{\mathrm{n}}\,dV\cos\left(\omega_n\tau + \psi_n\right)d\tau;$$

$$\frac{d\psi_n}{dt} = -\frac{1}{\pi N_n \omega_n \varepsilon_0 A_n}\int_{t-T_n}^{t}\int_V \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}\mathbf{e}_{\mathbf{n}}\,dV\sin\left(\omega_{\boldsymbol{n}}\tau + \psi_{\boldsymbol{n}}\right)d\tau,$$

где N_n – эквивалентная емкость замедляющей системы или норма; T_n – период колебаний с номером n; j – возбуждающий ток; e_n – структурная функция поля данного вида колебаний.

$$e_r = -\frac{N\theta}{\pi kr}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\gamma\left(\frac{\sin\gamma\theta}{\gamma\theta}\right)\frac{Z_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)}\sin(\gamma\varphi)\sin\left(\frac{\pi}{w}z\right),$$

$$e_\varphi = \frac{N\theta}{\pi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\left(\frac{\sin\gamma\theta}{\gamma\theta}\right)\frac{Z_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)}\cos(\gamma\varphi)\sin\left(\frac{\pi}{w}z\right),$$

где Z_γ и Z'_γ – комбинация функций Бесселя и Неймана:

$$Z_\gamma(kr) = \mathbf{J}_\gamma(kr) - \frac{\mathbf{J}_\gamma(kr_k)}{N_\gamma(kr_k)}N_\gamma(kr),$$

$$Z'_\gamma(kr) = \mathbf{J}'_\gamma(kr) - \frac{\mathbf{J}'_\gamma(kr_k)}{N'_\gamma(kr_k)}N'_\gamma(kr),$$

N – количество резонаторов в замедляющей системе; $\gamma = n+mN$ – постоянная распространения; k – волновое число; θ – половинный размер щели резонатора.

Система дополняется уравнениями, описывающими термоэлектронную эмиссию, и уравнениями, описывающими вторичную эмиссию.

Формула Ричардсона – Дешмана [7]:

$$j_{m.э.} = A_R\overline{D}T_k^2\exp\left(-\frac{\overline{\varphi}}{kT_k}\right)\exp\left(\frac{|q|^{3/2}}{kT_k}\sqrt{\frac{E_k}{4\pi\varepsilon_0}}\right),$$

где A_R – постоянная Ричардсона; $\overline{D}$ – прозрачность потенциального барьера; T_k – абсолютная температура катода; q – заряд частицы; k – постоянная Больцмана; $\overline{\varphi}$ – работа выхода; E_k – напряженность электрического поля вблизи катода.

Формула Паньшина [8]:

$$\sigma = 1.57\sigma_{\max}\left(\frac{E_{\text{кин}}}{E_{\max}}\right)^{0.45}\exp\left(-0.55\frac{E_{\text{кин}}}{E_{\max}}\right),$$

где $\sigma_{\max}$ – максимальный коэффициент вторичной эмиссии; $E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия первичной частицы; $E_{\max}$ – максимальная кинетическая энергия.

В качестве входных параметров модели взяты геометрия пространства взаимодействия и электродинамический режим широко распространенного классического магнетрона М-155, в котором возможно возбуждение побочного колебания $\frac{N}{2}+1$-вида с частотой, лежащей в интервале 2,8–3,1 ГГц.

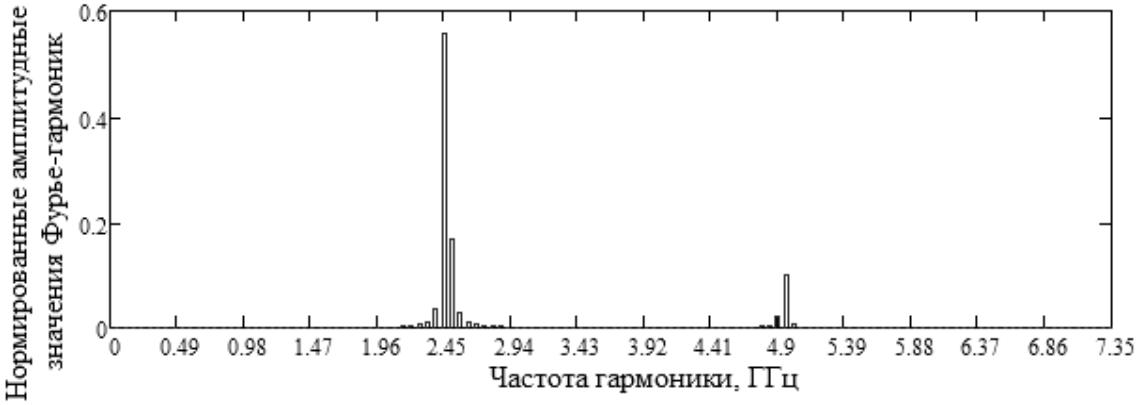
Спектр ВЧ-сигнала рассматривается в виде амплитудно-частотной характеристики, полученной разложением в ряд Фурье зависимости мгновенной электронной мощности от времени.

Для сравнения на рис. 1 приведен спектр сигнала в так называемом одночастотном режиме, то есть сигнала π-вида колебаний в отсутствии побочных сигналов. Полученный при напряжении 3,80 В и добротности 90.

По оси абсцисс на графике отложена частота гармоники, выраженная в ГГц, по оси ординат – амплитудные значения фурье-гармоник, нормированные на мощность спектра.

Для более точного определения частот комбинационных составляющих фундаментальный период разложения Фурье выбирается таким образом, чтобы резонансная частота магнетрона, 2,45 ГГц, соответствовала 41 гармонике фундаментальной частоты.

Уровни гармоник рассчитываются относительно мощности спектра

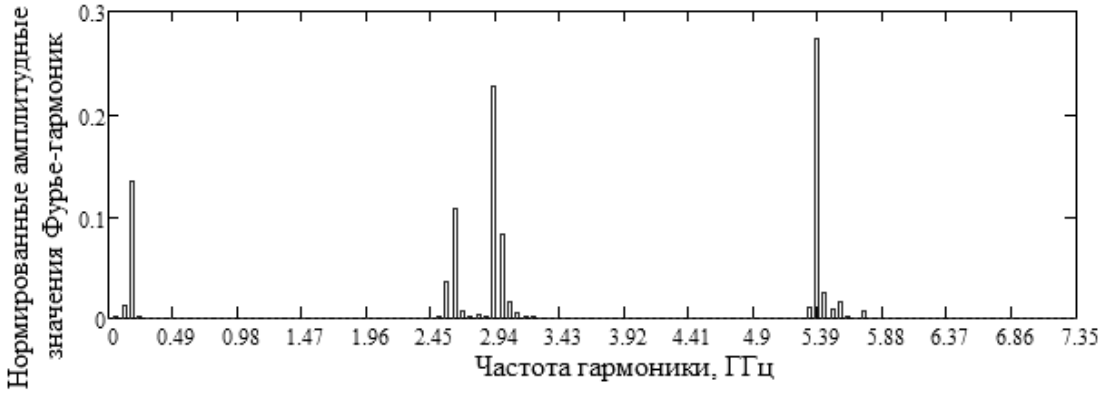


Колебания основного π-вида: норма $N_\pi = 7{,}0\cdot10^{-16}$ Ф; добротность $Q_\pi = 90$.
Анодное напряжение $U_a = 3{,}80$ кВ

Рис. 1. Спектр сигнала в одночастотном режиме работы магнетронного генератора

Для моделирования многочастотного взаимодействия, приводящего к появлению в спектре комбинационных составляющих, предполагается, что в используемом магнетроне возможно возбуждение побочного $\frac{N}{2}+1$-вида колебаний с частотой 3,00 ГГц, нормой [3], равной $1{,}0\cdot10^{-18}$ Ф и добротностью $Q = 1$.

На рис. 2 показан спектр получившегося сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора.



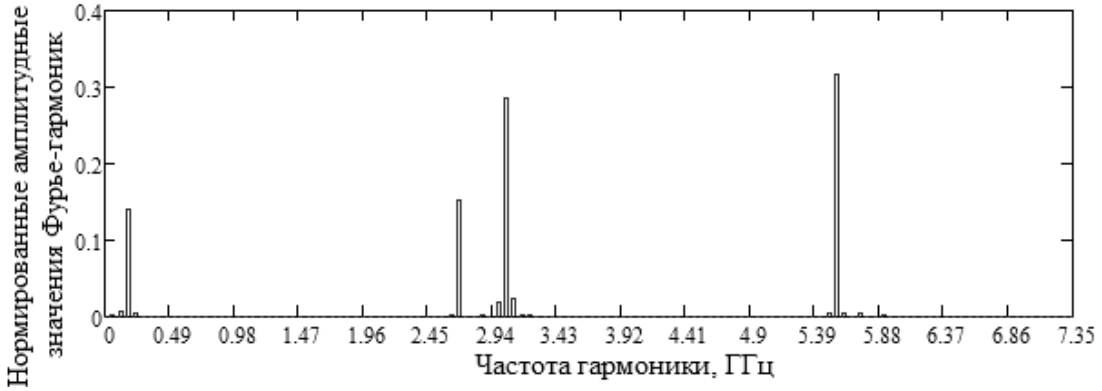
Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 3{,}90$ кВ

Рис. 2. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

Влияние побочного вида приводит к тому, что частота генерации основного вида колебания смещается на частоту 2,63 ГГц, что соответствует 44 гармонике фундаментальной частоты. Кроме того, в спектре появляется гармоника с частотой 2,93 ГГц (49 гармоника фундаментальной частоты), возбуждаемая колебаниями $N/2+1$-вида. Уровень этой гармоники – 12,9 дБ, выше уровня гармоники (–19,4 дБ). Несмотря на это, перескока с π-вида на $N/2+1$-вида не происходит и структура электронного облака в магнетроне соответствует колебаниям основного вида.

Комбинационными составляющими являются две гармоники: низкочастотная –0,18 ГГц (3 фундаментальной частоты) и высокочастотная – 5,38 ГГц (90 фундаментальной частоты). Уровень низкочастотной гармоники (приблизительно –17,5 дБ при данном анодном напряжении) близок к уровню гармоники основного вида, а уровень высокочастотной (приблизительно –11,3 дБ) – уровню гармоники, соответствующей частоте побочного вида колебаний.

В интервале анодных напряжений от 3800 до 3900 В спектральный состав сигнала остается наиболее стабильным. Он начинает заметно изменяться только при приближении значения напряжения к 3950 В (рис. 3). При этом напря-

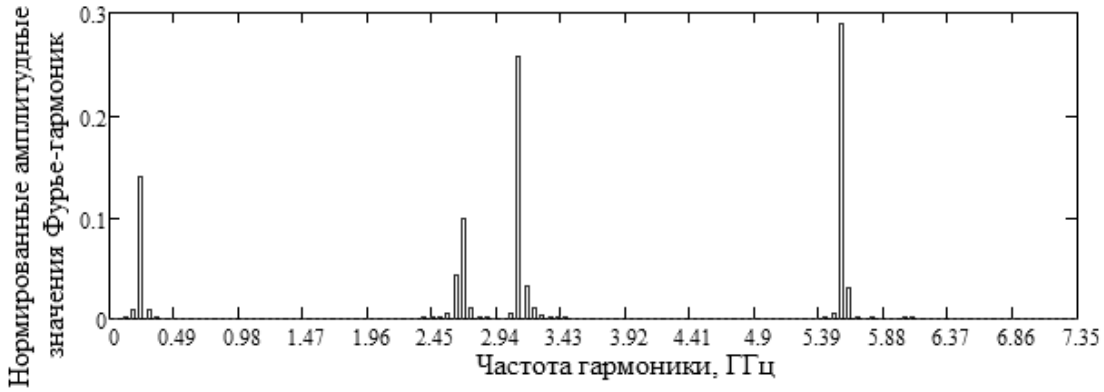


Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 3{,}95$ кВ

Рис. 3. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

жении частота гармоники основного вида увеличивается до 2,69 ГГц (45 гармоника фундаментальной частоты). Частота гармоники побочного вида увеличивается до 3,00 ГГц (51 фундаментальной частоты). Частоты обеих комбинационных составляющих при этом напряжении остаются теми же самыми и изменяются лишь при больших напряжениях.

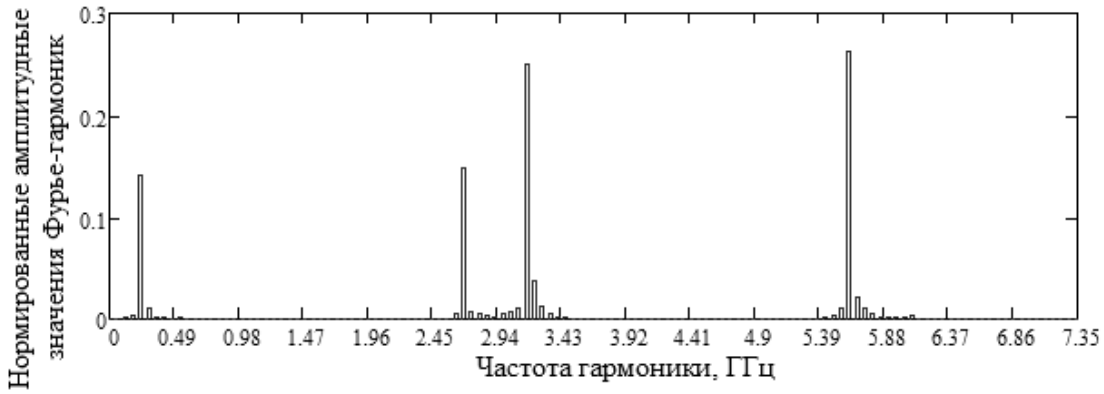
В спектре при напряжении 4000 В (рис. 4) комбинационные составляющие имеют частоты 0,24 и 5,55 ГГц, что соответствует 4 и 93 гармоникам фундаментальной частоты. Гармоники основного и побочного видов при этом напряжении имеют частоты соответственно 2,69 и 3,05 ГГц (52 и 93 гармоники фундаментальной частоты).



Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 4{,}00$ кВ

Рис. 4. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

Следует отметить, что в интервале больших напряжений (4,0–4,2 кВ) заметно меняется частота гармоник побочного вида и высокочастотной комбинационной составляющей сигнала. В спектре, соответствующем анодному напряжению 4,1 кВ (рис. 5), частоты этих гармоник составляют соответственно 3,10 и 5,55 ГГц (55 и 94 фундаментальной частоты). Частоты гармоники основного вида низкочастотной комбинационной составляющей остаются такими же, как и при напряжении 3,95 кВ.



Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 4{,}10$ кВ

Рис. 5. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

Таким образом, выбирая соответствующим образом параметры электродинамической системы магнетрона (в частности, регулируя емкость связок) можно добиться такого режима генерации, при котором возбуждение высокочастотного маломощного колебания $N/2+1$-вида и его воздействие на электронный поток может приводить к возбуждению комбинационных составляющих в спектре выходного сигнала. При этом частоты этих комбинационных

составляющих далеко за пределами полосы пропускания классического магнетрона, а уровень мощности гармоник сравним с уровнем мощности гармонических составляющих сигнала в полосе пропускания.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Снигур, А. А*. Экспериментальное исследование комбинационных составляющих в спектре излучения магнетронного генератора / А. А. Снигур, А. В. Ермолаев // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 53–56.

2. *Поляков, И. В.* Исследование процесса возбуждения комбинационных составляющих при низкочастотной модуляции электронного потока в скрещенных полях / И. В. Поляков, А. Г. Шеин // Вопросы физической метрологии : Вестник Поволжского отделения Метрологической академии России. – 1999. – № 1. – С. 113–128.

3. *Ермолаев, А. В*. Численная модель многочастотного взаимодействия в магнетронном генераторе / А. В. Ермолаев // Вопросы физической метрологии : Вестник Поволжского отделения Метрологической академии России. – 1999. – Вып. 1. – С. 94–102.

4. Трехмерные цилиндрические уравнения движения электронов в неоднородных скрещенных полях / В. Б. Байбурин [и др.] // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45. – № 4. – С. 492–498.

5. *Моносов, Г. Г.* К решению уравнения Пуассона для пространства взаимодействия цилиндрического магнетрона на ЭЦВМ методом Фурье / Г. Г. Моносов // Электронная техника. Серия «Электроника СВЧ». – 1970. – Вып. 3. – С. 47–54.

6. Магнетроны сантиметрового диапазона / пер. с англ. под ред. С. А. Зусмановского. – М. : Советское радио, 1950. – Ч. 1. – 420 с.

7. *Гайдук, В. И.* Физические основы электроники СВЧ / В. И. Гайдук, К. И. Палатов, Д. М. Петров. – М. : Советское радио, 1971. – 476 с.

8. Паньшин, В. В. Приближенный расчет энергии удара электронов об анод в магнетронных приборах / В. В. Паньшин // Электронная техника. Серия «Электроника СВЧ». – 1970. – Вып. 9. – С. 23–35.

УДК 537.53

Д. Г. Ковтун, А. М. Башкирев

D. G. Kovtun, A. M. Bashkirev

ВЛИЯНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ НА ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В ПЛОСКОМ ВАКУУМНОМ ДИОДЕ

THE INFLUENCE OFTHE INSTABILITYIN THE ELECTRON BEAMON THECURRENT FLOWIN A PLANARVACUUM DIODE

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: alexsandr.bashkirev@gmail.com kd62@rambler.ru

В статье на основе численного эксперимента проанализировано токопрохождение ленточных релятивистских потоков, движущихся в продольном магнитном поле в плоском вакуумном диоде. Определены положение виртуального катода и величина прошедшего тока в пучках, движущихся в продольном магнитном поле в плоском вакуумном диоде. Рассмотрен процесс образования виртуального катода и определено время его возникновения в плоском вакуумном диоде.

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

In the article on the basis of numerical experimentation analyzed current flow band relativistic flows moving in a magnetic field in the plane vacuum diode. Determine the position of the virtual cathode and them agnitude of the current in the last beam moving in a magnetic field in the plane vacuum diode. Consideration of the formation of a virtual cathode and determined the formation the virtual cathode in a planar vacuum diode.

Keywords: relativistic flow, ribbon stream virtual cathode longitudinal field current flow.

Введение

Одним из важных и активно развиваемых направлений исследований в современной вакуумной и плазменной электронике больших мощностей является изучение генераторов на виртуальном катоде (виркаторов) – приборов, принцип действия которых основан на колебаниях виртуального катода в пучке со сверхкритическим током. Генерация излучения сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона в виркаторах наблюдается при токах пучка заряженных частиц больше некоторого критического значения (при так называемых сверхкритических или предельных вакуумных токах). Поэтому проблема определения величины критического тока электронного потока, при котором формируется колеблющийся виртуальный катод, является весьма важной и актуальной для понимания физики процессов в пучках в режимах с образованием виртуального катода [1, 4].

Впервые проблема ограничения тока пучка, инжектируемого в диодный промежуток, была затронута в классических работах Чайлда и Лэнгмюра. Позднее к этой задаче обратился Дж. Пирс, который, рассмотрев одномерную динамику электронного потока в плоском диодном промежутке с неподвижным ионным заполнением (так называемом диоде Пирса), показал, что с ростом тока пучка в такой системе возможно развитие неустойчивости (позже получившей название неустойчивости Пирса), приводящей к формированию виртуального катода. Дальнейшие исследования показали, что при развитии неустойчивости Пирса в диодном промежутке наблюдаются различные нелинейные колебательные явления, включая хаотические пространственно-временные колебания и образование когерентных структур. Отметим, что работы Чайлда и Лэнгмюра позднее в рамках численного моделирования были обобщены на случай более сложной геометрии пучка и пространства дрейфа.

Целью данной работы является исследование токопрохождения релятивистского ленточного электронного потока в пространстве взаимодействия в продольном магнитном поле, нахождение величины тока пучка, проходящего через виртуальный катод, а также – условий и изучение процесса образования виртуального катода.

Математическая модель

В обычном потоке находится порядка 10^{20} электронов. Для каждого электрона необходимо вычислить поле пространственного заряда и решить уравнение движения. Задача такой сложности неразрешима на сегодняшний день. Для снижения вычислительной сложности используется метод крупных частиц, когда рассматривается движение отдельной группы электронов – крупные частицы или макрочастицы, имеющие суммарный заряд и массу. Удельный заряд такой частицы равен удельному заряду электрона, что позволяет использовать уравнение движения без изменения. Заряд и масса крупной частицы:

$$e_k = ek;$$
$$m_k = m_e k,$$

где e, m_e – заряд и масса покоя электрона; k – коэффициент укрупнения.

Траекторию каждой такой макрочастицы можно найти, решая дифференциальные уравнения движения релятивистских электронов:

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\frac{e}{m}\sqrt{1-\frac{v_i^2}{c^2}}\left(\mathbf{E}_i + \left[\mathbf{v}_i, \mathbf{B}_i\right] - \frac{1}{c^2}\mathbf{v}_i\left(\mathbf{v}_i, \mathbf{E}_i\right)\right). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{ics}$ и $\mathbf{B}_i = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{ics}$ – электрическое и магнитное поля в точке нахождения i-й макрочастицы и представляющие собой сумму внешних постоянных полей ($\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{B}_0$) и полей пространственного заряда ($\mathbf{E}_{ics}$ и $\mathbf{B}_{ics}$). Уравнение (1) решается методом Рунге-Кутта 2-го порядка точности.

Пространственный заряд располагался непосредственно в точке нахождения частицы. Поле пространственного заряда, создаваемое движущимся зарядом с ускорением релятивистской частицей (поле Лиенара – Вихерта), определяется следующими выражениями:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{csj} = \dfrac{ke}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\dfrac{\left(1-\dfrac{v_j^2}{c^2}\right)\left(\mathbf{n}_j - \dfrac{\mathbf{v}_j}{c}\right)}{R_j^2\left(1-\dfrac{\left(\mathbf{n}_j\cdot\mathbf{v}_j\right)}{c}\right)^3} + \dfrac{\left[\mathbf{n}_j, \left[\left(\mathbf{n}_j - \dfrac{\mathbf{v}_j}{c}\right), \dot{\mathbf{v}}_j\right]\right]}{c^2 R_j^2\left(1-\dfrac{\left(\mathbf{n}_j\cdot\mathbf{v}_j\right)}{c}\right)^3}\right\}, \\ \mathbf{B}_{csj} = \dfrac{1}{c}\left[\mathbf{n}_j, \mathbf{E}_{cs_j}\right] \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $R_j = \left|\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_j(\tau_j)\right|$; $\mathbf{n}_j = \dfrac{\mathbf{R}_j}{R_j}$, где $\mathbf{r}_i(t)$ – координата точки нахождения поля; а величины определяющие координату $\mathbf{r}_j(\tau)$, скорость $\mathbf{v}_j$ и ускорение $\dot{\mathbf{v}}_j$ макрочастицы, взяты в предшествующий момент времени $\tau_j(\mathbf{r}_i, t)$, который определяется численно из условия запаздывания поля:

$$\tau_j - t + \frac{R_j(\tau_j)}{c} = 0. \quad (3)$$

Для определения положения виртуального катода используются зависимости прямого и обратного тока через воображаемую попереч-

ную 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 направлении. *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. Так же были рассчитаны потенциалы электрического поля на оси потока. Для нахождения потенциала на оси использовался подход с разбиением пространства сеткой с фиксированным шагом и нахождением поля, создаваемого узлами этой сетки. Заряд в узле рассчитывался методом CIC (cloudincell) [2; 5–6].

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 доля частиц [8]. Выясним, как будет различаться токопрохождение ленточных потоков в неограниченном пространстве и в плоском диоде. Анод и катод будем считать идеальными сетками, то есть не будем учитывать частицы, находящиеся вне диодного промежутка. Как известно виртуальный катод не образуется в скрещенных полях, в связи с этим будем исследовать потоки в продольном магнитном поле. В приведенной ниже таблице показаны параметры электронных потоков.

Параметры электронных потоков

Скорость потока v, v/c	0,8
Индукция внешнего магнитного поля, Тл	1
Ширина потока Δx, мм	10
Высота потока Δy, мм	2
Диодный зазор *l*, мм	20

Виртуальный катод в потоках, движущихся в неограниченном пространстве в продольном магнитном поле. Геометрия такого потока приведена на рис. 1 и 2 с плотностью пространственного заряда на влете 0.63Кл/м3. 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 x0y уменьшаются, а на плоскость y0z – увеличиваются. Также визуально наблюдается образование виртуального катода, вызванное большим скоплением заряда справа от плоскости инжекции пучка.

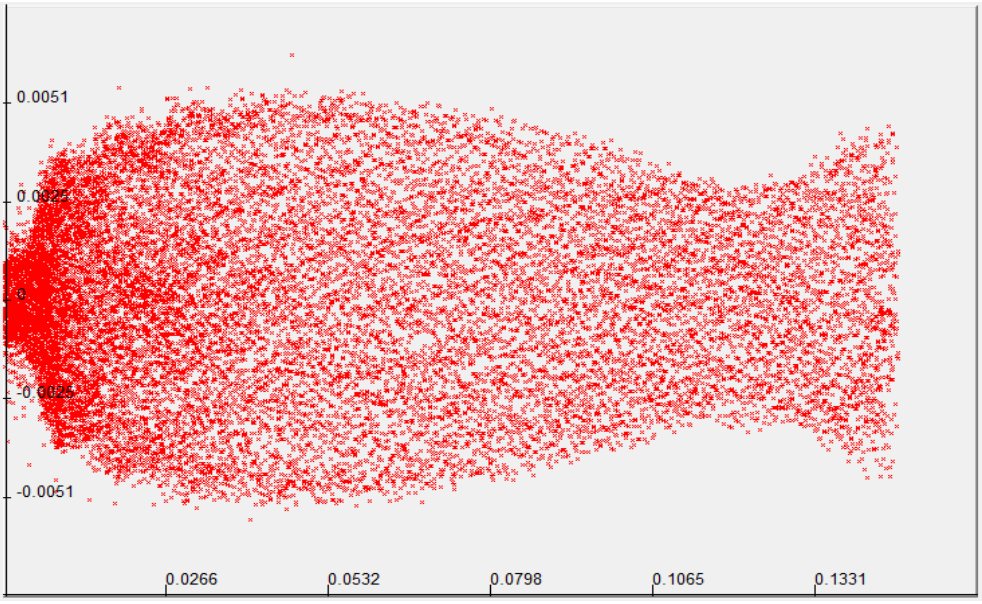


Рис. 1. Геометрия потока в неограниченном пространстве ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zoy

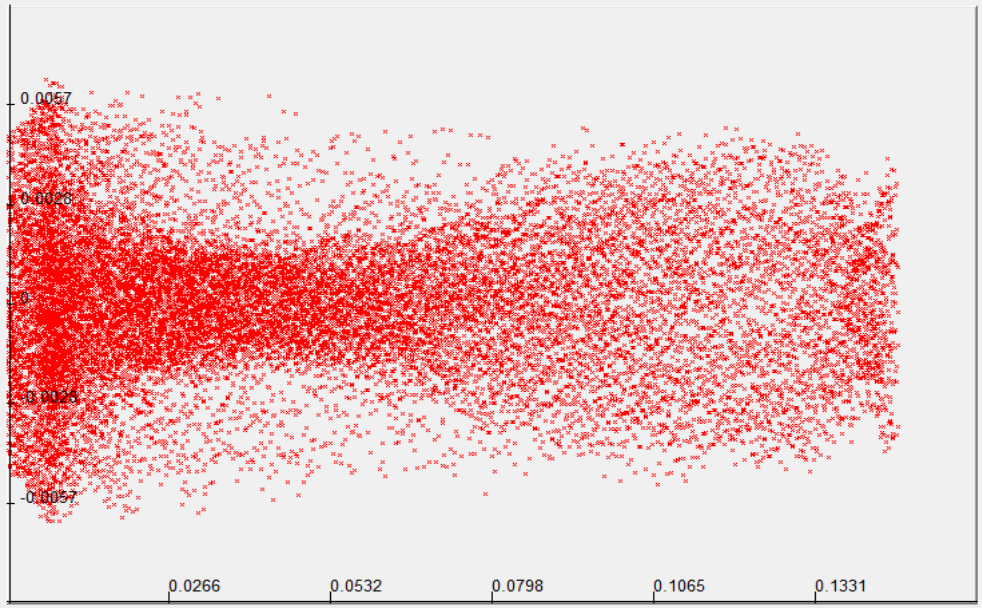


Рис. 2. Геометрия потока в неограниченном пространстве ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zox

На рис. 3 показаны графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси потока. Из графиков видно образование виртуального катода на влете в пространство взаимодействия.

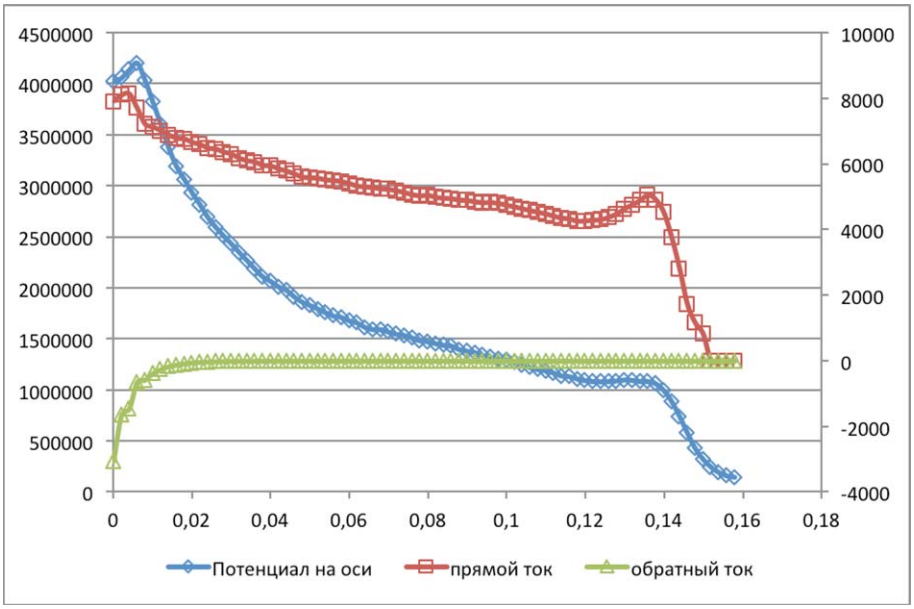


Рис. 3. Графики прямого и обратного токов, а так же потенциала электрического поля пространственного заряда на оси

Виртуальный катод в потоках, движущихся в диодном промежутке в продольном магнитном поле. Рассмотрим поток аналогичный предыдущему, но при движении в диодном промежутке. На рис. 4 и 5 изображена геометрия данного потока. Аналогично предыдущему случаю визуально наблюдается образование виртуального катода в пространстве взаимодействия.

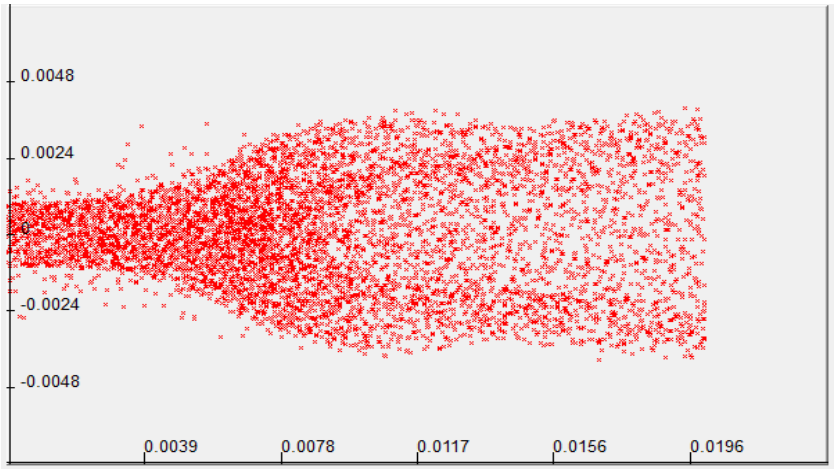


Рис. 4. Геометрия потока в плоском диоде ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zoy

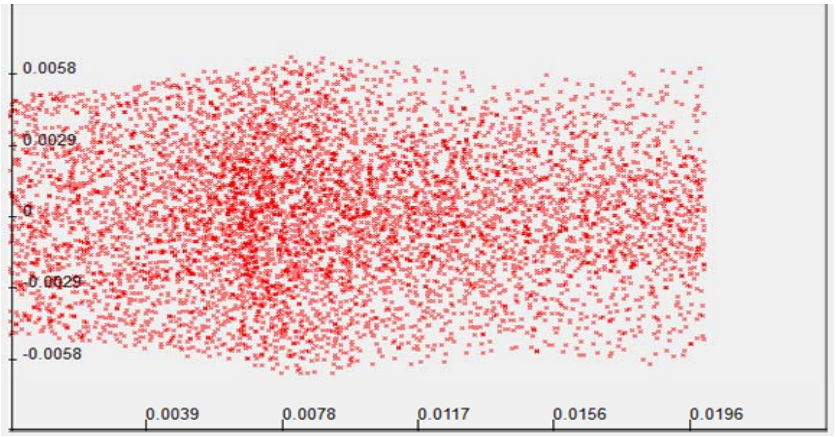


Рис. 5. Геометрия потока в плоском диоде ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zox

Рассмотрим процесс образования виртуального катода в данном потоке. Введем нормированное время $\tau = \frac{t}{t_N}$, где t_N – время пролета электрона от катода к аноду без учета пространственного заряда; t – текущее время.

На рис. 6–8 показана эволюция прямого и обратного токов, а так же потенциала электрического поля пространственного заряда на оси потока в различные моменты времени τ.

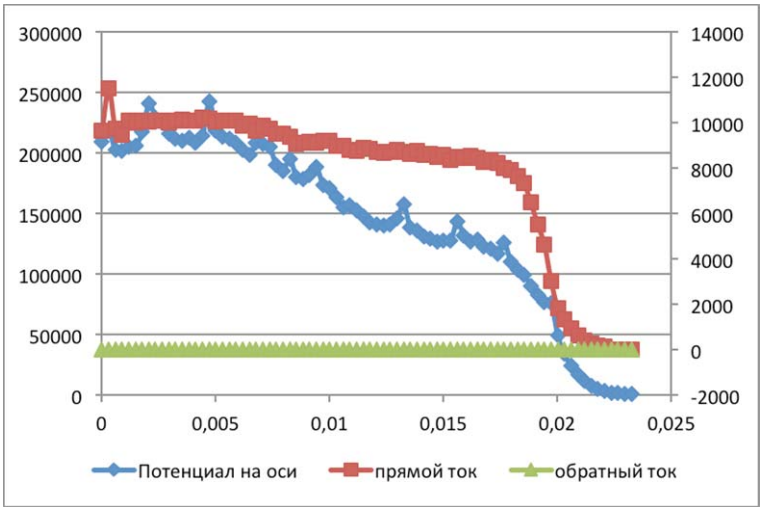


Рис. 6. Графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, ρ = 0.63 Кл/м^3; τ = 1

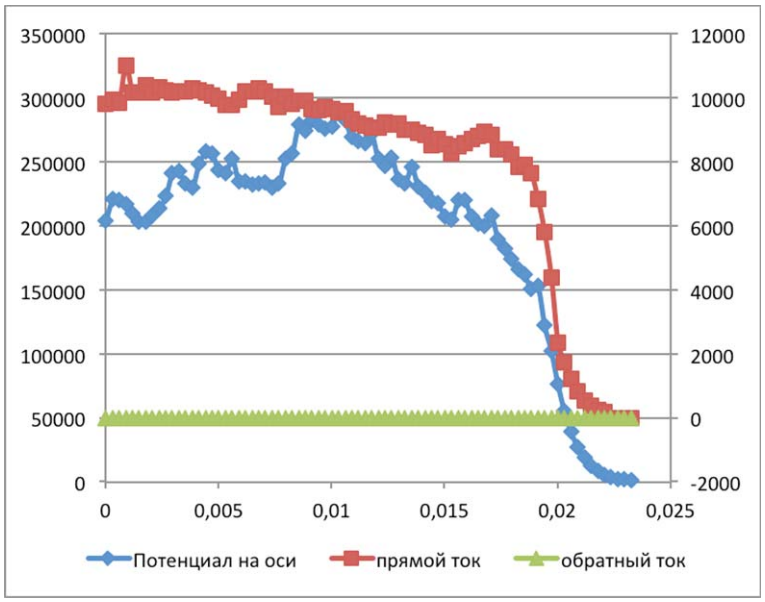


Рис. 7. Графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, $\rho = 0.63$ Кл/м^3; $\tau = 3$

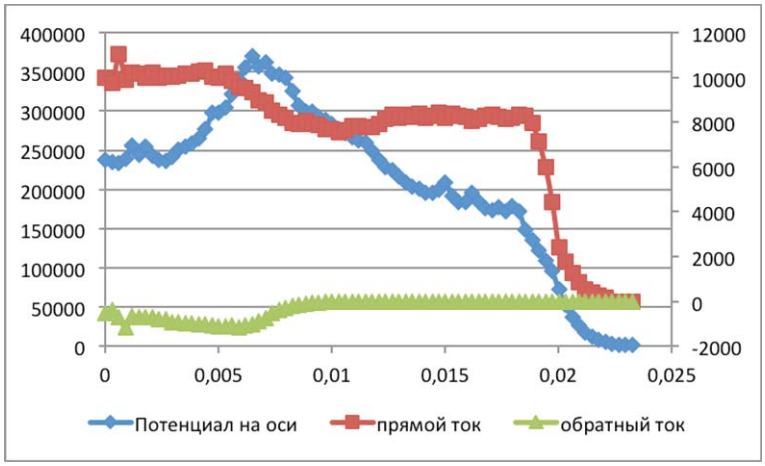


Рис. 8. Графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, $\rho = 0.63$ Кл/м^3; $\tau = 5$

Видно, что образование виртуального катода начинается спустя некоторое время. Для рассмотренного потока данное время равно $\tau = 4$. Такой эффект объясняется отсутствием в начальный момент времени пространственного заряда в пространстве взаимодействия, т. е. электроны, попавшие в пространство взаимодействия в начальный момент времени, будут беспрепятственно проходить диодный зазор. В свою очередь, электроны, попавшие в пространство взаимодействия позже, будут тормозиться полем первых электронов и терять скорость, оставаясь в диодном промежутке большее время. Так в пространстве взаимодействия будет накапливаться пространственный заряд, что со временем может привести к образованию виртуального катода.

Рассмотрим теперь поток с меньшей плотностью пространственного заряда на влете, движущийся в диодном промежутке. На рис. 9 показаны графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси потока. Следует заметить, что на рис. 3 и 8 виртуальный катод находится на одинаковом расстоянии от плоскости влета $l = 0{,}006$ м, а на рис. 9 смещен к аноду $l = 0{,}011$ м. Таким образом, положение виртуального катода не зависит от наличия анодной сетки но зависит от плотности пространственного заряда на влете. Также следует обратить внимание что в данном случае виртуальный катод только начал образовываться несмотря на большое время $\tau = 6{,}5$.

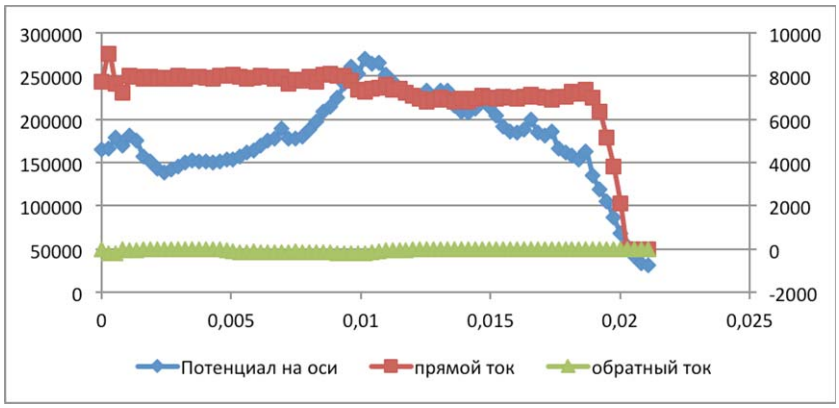


Рис. 9. Графики прямого и обратного токов, а так же потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, $\rho = 0.5$ Кл/м^3; $\tau = 6{,}5$

В итоге можно сделать предварительные выводы о том, что при движении потока в продольном магнитном поле в неограниченном пространстве токопрохождение ниже, чем в диодном промежутке. В диодном промежутке виртуальный катод возникает спустя время равное нескольким пролетам частиц от катода к аноду. Данное время сильно зависит от плотности пространственного заряда на влете.

Положение виртуального катода не зависит от наличия анодной сетки, но зависит от плотности пространственного заряда на влете.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Куркин, С. А.* Формирование виртуального катода в трубчатом электронном потоке во внешнем магнитном поле / С. А. Куркин, А. Е. Храмов // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – С. 48–54.

2. *Хокни, Р.* Численное моделирование методом частиц : пер. с англ. Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир, 1987. – 640 с.

3. *Пирс, Дж.* Теория и расчет электронных пучков / Дж. Пирс ; пер. с англ. Дж. Пирс ; под ред. М. В. Цехановича. – М.: Сов. радио, 1956. – 356 с.

4. *Морозов, М. Ю.* Исследование зависимости критического тока электронного пучка, при котором формируется виртуальный катод, от величины тормозящей разности потенциалов / М. Ю. Морозов // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – С. 15–22.

5. *Харлоу, Ф. Х.* Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики / Ф. Х. Харлоу // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Изд-во иностран. лит., 1967. – 342 с.

6. *Ким, В. В.* Метод конечно-размерных частиц в ячейке для численного моделирования высокоэнергичных импульсных воздействий на вещество / В. В. Ким, И. В. Ломоносов // Математическое моделирование. – 2006. – Т. 8. – № 8. – С. 5–11.

7. *Калинин, Ю. А.* Сложная динамика и явление динамического хаоса в потоке заряженных частиц, формируемом магнетронно-инжекторной пушкой (численный и физический эксперимент) / Ю. А. Калинин, В. Н. Кожевников, А. Г. Лазерсон // ЖТФ. – 2000. – Т. 70. – Вып. 7. – С. 83–91.

8. *Ковтун, Д. Г.* Влияние металлических стенок пространства взаимодействия на форму релятивистских электронных потоков, движущихся в скрещенных полях / Д. Г. Ковтун, П. Д. Кравченя, А. Г. Шеин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2011. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 5). – С. 30–36.

УДК 537.226.33

Фам Май Ан[1], А. И. Бурханов[2], С. В. Медников, А. Г. Шеин[1]
Pham Mai An[1], A. I. Burkhanov[2], S. V. Mednikov[1], A. G. Shein[1]

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НИОБАТА ЛИТИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ +130 °С

THE FEATURES OF SINGLE-CRYSTAL LITHIUM NIOBATE ACOUSTIC CHARACTERISTICS IN THE VICINITY OF THE TEMPERATURE +130 °C

[1] Волгоградский государственный технический университет
[2] Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
[1] Volgograd State Technical University
[2] Volgograd State Architectural and Engineering University
Email: vl28_pa@yahoo.com

Резонансным методом исследована температурная зависимость скорости продольных акустических волн и их затухания в монокристаллическом ниобате лития в интервале температур от комнатной до +200 °С. Скорость звука квазилинейно уменьшается с ростом температуры, обнаруживая гистерезис в процессе цикла нагрева и последующего охлаждения образца. Коэффициент затухания возрастает с повышением температуры, также демонстрируя гистерезисное поведение. Обнаружено явление термического отжига образца, проявляющееся в прогрессирующем уменьшении затухания звука в области температур выше +130 °С после каждого цикла нагрева-охлаждения образца.

Ключевые слова: ниобат лития, акустическая волна, скорость звука, коэффициент затухания, температура.

The temperature dependence of longitudinal acoustic waves the speed and absorption in the single-crystal lithium niobate had been investigated by the resonant method in the temperature range from RT up to +200 °C. The sound speed decreases almost linearly with temperature growth, exhibiting the hysteresis in the cycle of heating and subsequent cooling of the sample. The coefficient of absorption increases with temperature growth, also showing hysteresis behavior. The phenomenon of thermal annealing of the sample, being shown in progressive reduction of coefficient of absorption at the temperatures above +130 °C after each cycle of sample's heating-cooling is revealed.

Keywords: Lithium Niobate, Acoustic Wave, Sound Velocity, Coefficient of Absorption, Temperature.

Введение

Ниобат лития $LiNbO_3$ широко применяется в современной опто- и акустоэлектронике, нелинейной оптике и акустике [1–4]. Физические свойства этого кристалла во многом определяются структурными несовершенствами и примесями, как специально вводимыми при выращивании, так и неконтролируемыми ростовыми, а также радиационными дефектами [2, 3].

Известно, что в окрестности температуры +130 °С многие физические характеристики как чистых, так и легированных монокристаллов $LiNbO_3$ демонстрируют аномальное поведение [5–8], природа которого в настоящее время остается неясной. Целью настоящей работы является исследование температурных зависимостей скорости и затухания продольных звуковых волн в монокристаллическом $LiNbO_3$ в температурном интервале вблизи T = +130 °С.

Образцы и методика эксперимента

Исследовался образец ниобата лития прямоугольной формы с размерами 2.34 x 0.3 x 0.39 см^3, вырезанный из большой були монокристалла. В качестве электродов, наносимых на грани образца, нормальные к полярной оси кристалла, использовался проводящий клей на серебряной основе. Для измерения скорости продольных звуковых волн использовался резонансный метод [9] на первой и второй гармониках продольных колебаний. Скорость звука υ определялась по формуле:

$$\upsilon = 2 \cdot f_r \cdot l / n, \qquad (1)$$

где f_r – частота первого резонанса образца; l – длина образца; n – номер гармоники. Коэффициент затухания ультразвука α рассчитывался через логарифмический декремент затухания δ по формуле:

$$\alpha = \frac{\delta}{\lambda} = \left(\lambda f R C\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где логарифмический декремент δ определялся методом сопоставления кривых разряда эталонного конденсатора C на сопротивление R и огибающей затухающего сигнала [10]. Измерения проводились в режиме нагрева образца от комнатной температуры до + 200 °С и его последующего охлаждения. Всего было проведено четыре цикла измерений, с интервалом между измерениями в одни сутки.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости скорости звука в исследованном образце. С повышением температуры $\upsilon(T)$ монотонно уменьшается. Для первого (*а*) и второго (*б*) циклов измерений кривая $\upsilon(T)$ имеет слабо выраженный излом (рис. 2, *а* и *б*) в районе +130 °С, а для последующих двух циклов зависимость $\upsilon(T)$ имеет линейный характер (рис. 2, *в* и *г*) во всем исследованном интервале температур. Это изменение может быть обусловлено термическим «омоложением» образца в первых двух циклах его нагрева-охлаждения.

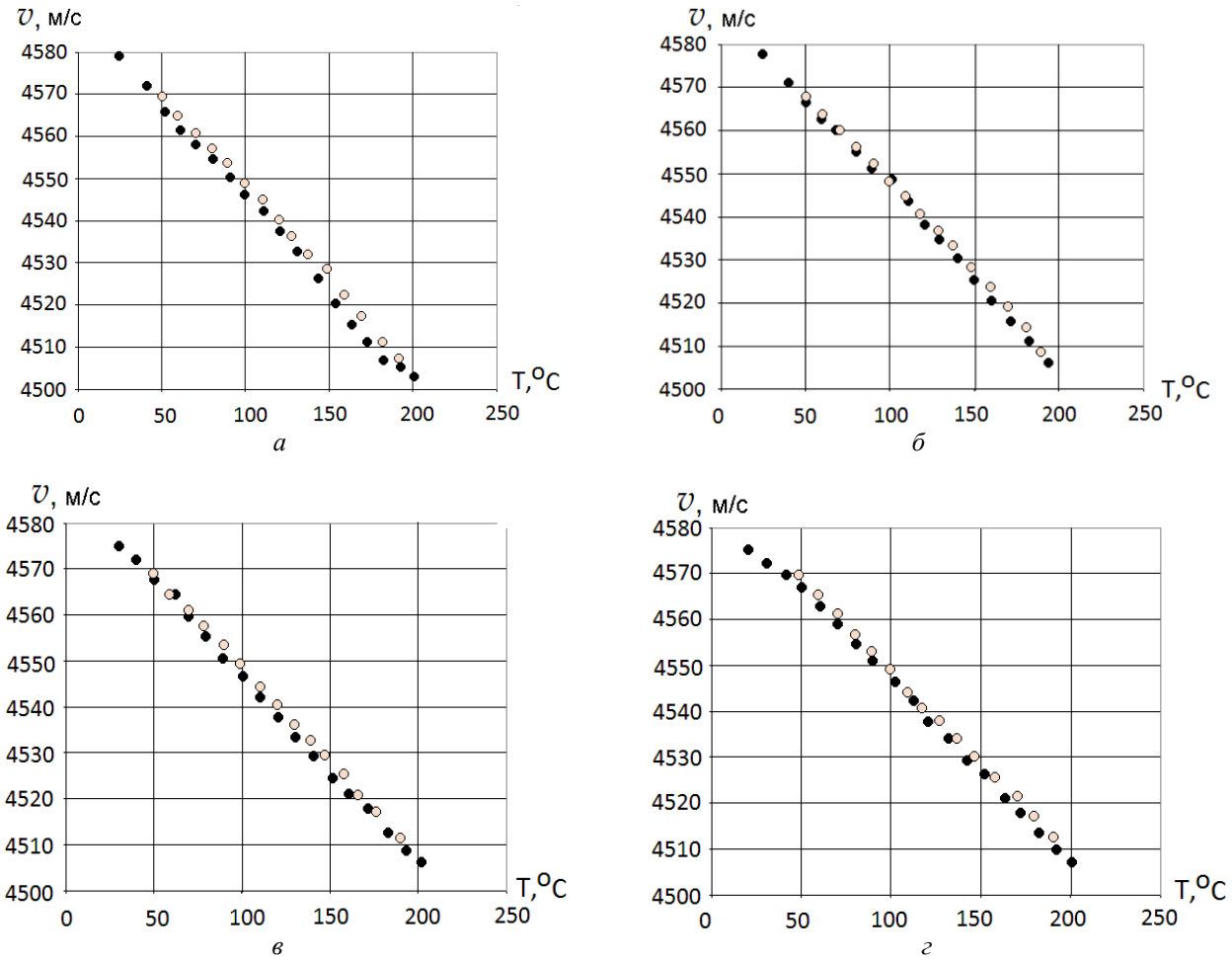


Рис. 1. Температурные зависимости скорости продольных звуковых волн в образце $LiNbO_3$. Зачерненные точки на графиках соответствуют режиму нагревания образца

Нагляднее влияние изменения температуры прослеживается при анализе коэффициента затухания акустических волн. Зависимости $\alpha(T)$ приведены на рис. 2. Отметим следующие характерные особенности поведения этого параметра:

1) с повышением температуры затухание увеличивается немонотонно, при температурах выше +130 °С имеет место более существенный рост коэффициента затухания α. Аналогичное поведение в данной температурной области наблюдается и при измерениях низкочастотной диэлектрической проницаемости $LiNbO_3$ [11, 12];

2) на всех графиках наблюдается гистерезисный характер температурных зависимостей $\alpha(T)$. Коэффициент затухания при охлаждении образца огказывается меньшим при той же температуре, чем в случае нагревания;

3) при каждом последующем цикле измерений величина коэффициента затухания уменьшается в температурной области выше точки +130 °С, в то время как в области ниже этой температуры зависимость $\alpha(T)$ практически не изменяется;

4) при каждом последующем цикле измерений температурная ветвь кривой в режиме на-

гревания практически совпадает с ветвью кривой, полученной при охлаждении образца в предыдущем цикле нагрева-охлаждения. Это хорошо заметно на рис. 3, где кривые, приведенные на рис. 2, *а*, 2, *б* и 2, *в*, представлены на общем графике.

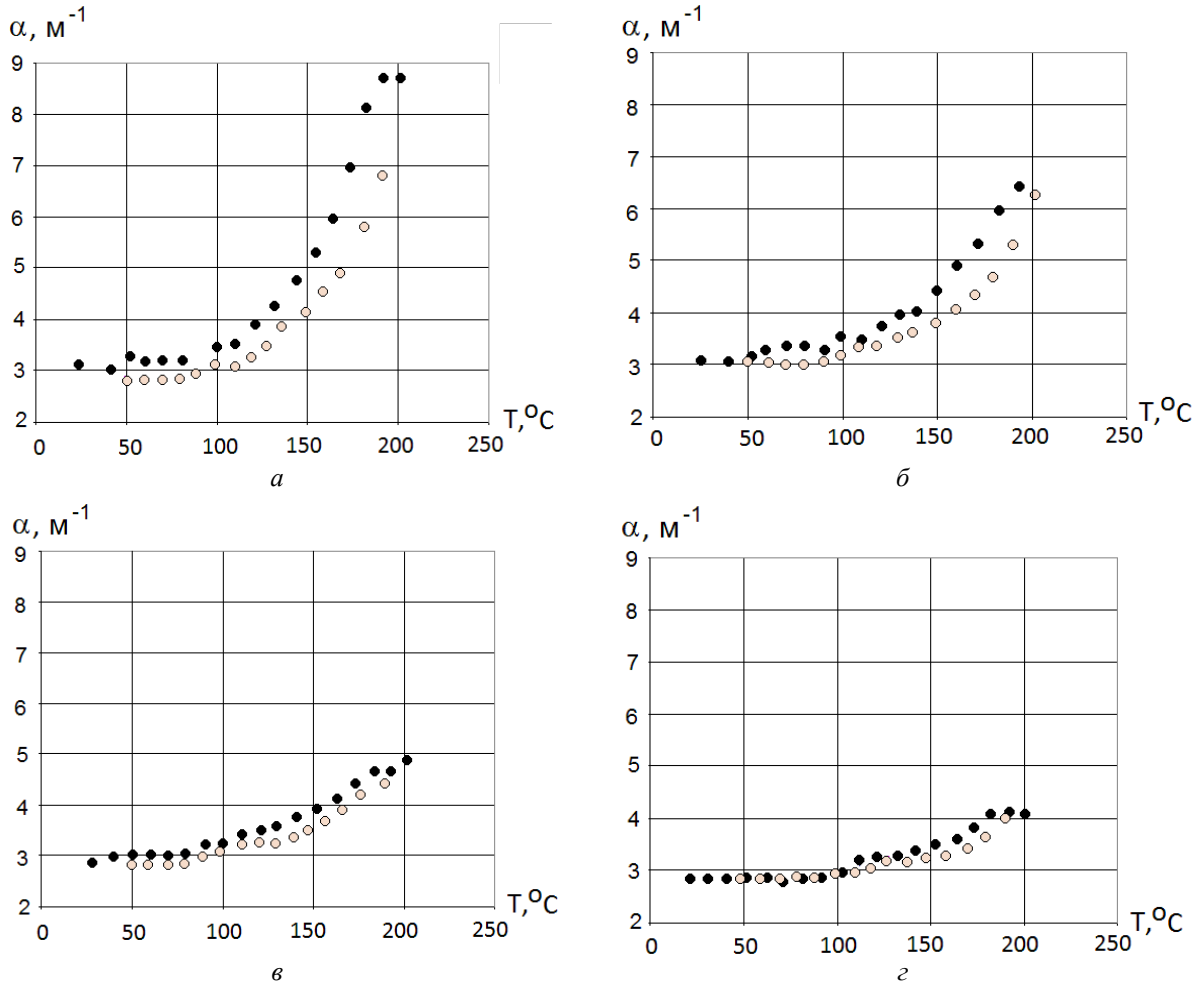


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента затухания продольных звуковых волн в образце $LiNbO_3$. Зачерненные точки на графиках соответствуют режиму нагревания образца

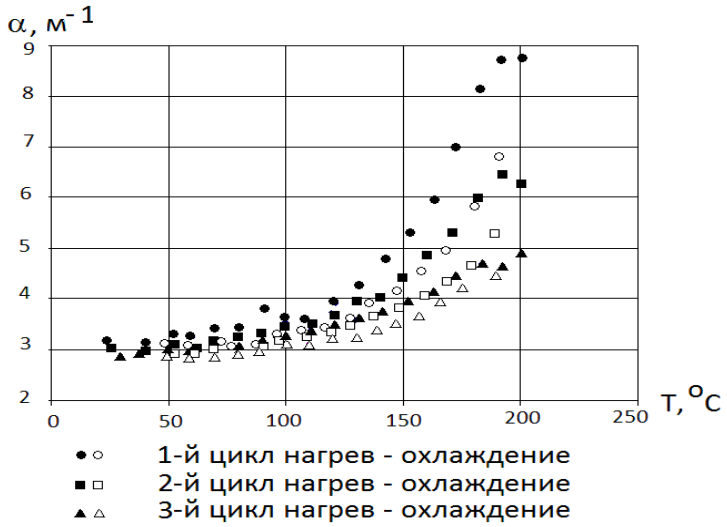


Рис. 3. Эволюция температурных зависимостей коэффициента затухания продольных звуковых волн при последовательных циклах нагрева-охлаждения. Зачерненные точки соответствуют режиму нагревания образца

Таким образом, последовательно проводимое термическое воздействие на образец циклов нагрева-охлаждения приводит к значительному уменьшению интенсивности затухания, что можно объяснить термическим «омоложением» образца. Природа термического «омоложения» нуждается в дальнейшем исследовании. Возможным механизмом этого явления могут быть активируемые в кристалле окислительно-восстановительные процессы, о которых упоминается, например, в [13]. Исследованный образец содержал неконтролируемую примесь железа, изменение состояния которого при циклах нагрева-охлаждения также могло привести к наблюдаемым изменениям температурной зависимости скорости и затухания акустических волн.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Сонин, А. С.* Электрооптические кристаллы / А. С. Сонин, А. С. Василевская. – М.: Атомиздат, 1971. – 328 с.

2. *Кузьминов, Ю. С.* Ниобат и танталат лития – материалы для нелинейной оптики / Ю. С. Кузьминов. – М.: Наука, 1975. – 224 с.

3. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны / Н. В. Сидоров [и др.]. – М.: Наука, 2003. – 255 с.

4. *Volk, T.* Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching / T.Volk, M. Wőhlecke – Berlin: Springer-Verlag. 2008. – 249 p.

5. *Мясникова, Т. П.* Оптические спектры ниобата лития / Т. П. Мясникова // ФТТ. – 2003. – Т. 45. – № 12. – С. 2230–2232.

6. *Булычева, А. Н.* Электропроводность и электронно-дырочные процессы в сильнолегированных окисью магния кристаллах ниобата лития : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / А. Н. Булычева. – Томск, 2005. – 21 с.

7. *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.

8. Поведение эффективной проводимости в монокристалле $LiNbO_3$ в слабых переменных полях низко- и инфранизкой частоты / Нгуен Хоай Тхыонг, Фам Май Ан, А. И. Бурханов, С. В. Медников // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6 (93) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2012. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 6). – С. 40–42.

9. *Труэлл Р.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. – М.: Мир, 1972. – 307 с.

10. *Ноздрев, В. Ф.* Молекулярная акустика / В. Ф. Ноздрев, Н. В. Федорищенко. – М.: Высш. шк., 1974. – 288 с.

11. *Бурханов, А. И.* Диэлектрические исследования монокристаллов ниобата лития в инфранизкочастотном диапазоне / А. И. Бурханов, С. В. Медников, Нгуен Хоай Тхыонг, Фам Май Ан // «NTERMATIC–2011» / Мат-лы Междунар. НПК, 14–17 ноября 2011 г., Москва. – М.: МИРЭА, 2012. – С. 110–113.

12. Особенности диэлектрического отклика монокристаллов $LiNbO_3$ в низко- и инфранизкочастотных переменных полях / Фам Май Ан, Нгуен Хоай Тхыонг, А. И. Бурханов, С. В. Медников // «INTERMA-TIC-2012» / Мат-лы Междунар. НПК, 3–7 декабря 2012 г., Москва. – М.: МИРЭА, 2012. – С. 88–90.

13. *Яценко, А. В.* Электрические свойства кристаллов $LiNbO_3$, восстановленных в атмосфере водорода //ФТТ. – 2012. – Т. 54. – № 11. – С. 2098–1402.

АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК: 621.315.434; 621.372.412
ББК: 32.96-04

В. А. Титов
V. A. Titov

ПОЛУЧЕНИЕ СЕРЕБРЯНОГО ЭЛЕКТРОДА НА ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В СЛОЕ СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩЕЙ ПАСТЫ

SILVER OF PIEZOCERAMIC WITH LOCALIZATION OF HEATING INTO FILM

Волгоградский государственный университет
Volgograd State University
E-mail: Detruanto@rambler.ru

Традиционное вжигание в печах – это протяженный во времени процесс твердофазной диффузии серебра в керамику. Создаваемые электроды удовлетворяют по ряду показателей, но глубокое проникновение серебра в керамику неприемлемо в случае тонких пьезоэлементов. Обсужден вариант быстрого процесса с локализацией интенсивного тепловыделения в слое серебросодержащей пасты. Модель с совмещенным применением ИК-лазера и вихревых токов высокой частоты (ТВЧ) позволяет достигать температуры плавления серебра и включает физические механизмы ускоренной диффузии, в сочетании с капиллярным течением жидкофазного серебра. При участии активных центров достигаются удовлетворительные адгезионные свойства электродного покрытия при меньших глубинах проникновения атомов серебра в объем пьезоактивной среды.

Ключевые слова: пьезокерамика, серебряный электрод, два источника разогрева, ИК лазер и вихревые токи, интегральная кривая разогрева, жидкое серебро, ускорение диффузии, три механизма сцепления, малые глубины проникновения.

Traditional process of deposition of silver electrodes on the surface of piezoceramic included prolonged heating into stove. Two sourses – IR laser and microwave for rapid local heating of silver paste have been suggested in modified process of deposition of silver electrodes. Three physical mechanisms have been combined. Coupling with small depth of inculcation of silver atoms have been achieved.

Keywords: piezoceramic, silver electrodes, two sourses for local heating, IR laser and microwave, integral curve of heating, liquid silver, capillaries, three physical mechanisms of coupling, acceleration of diffusion, small depth.

1. Введение

Десятилетиями серебряные электроды на пьезокерамических элементах получали методом вжигания в печах с применением специальной серебросодержащей пасты, включающей флюсы. Потребность в качественном серебряном электроде на пьезокерамическом элементе сохраняется и по сей день, но главный недостаток традиционной технологии делает ее неприменимой на тонких изделиях. Суть его в том, что при пролонгированной твердофазной диффузии, атомы серебра глубоко проникают в керамику и уменьшают объем возбуждаемой пьезоактивной среды элемента, соответственно, ухудшая эффективность преобразования.

Развивая общий подход, отметим, что для обеспечения взаимодействия электрического поля и пьезоактивной среды необходимы выделенные, фиксированные и доступные эквипотенциальные поверхности определенной топологии с доступом к ним для внешнего управления потенциалами или их контроля. Проводящие поверхности эквипотенциальны. Создание проводящих поверхностей в объеме или на внешних границах диэлектрической пьезосреды посредством управляемой трансформации определенных частей самого диэлектрика в проводник с участием специально внедренных атомов определенного сорта было бы идеальным решением физико-технической задачи. Но об этом можно говорить как о длительной перспективе. А пока обратимся к конкретному созданию серебряных электродных покрытий только на внешней поверхности пьезокерамического элемента определенной формы с нанесением серебросодержащей пасты и ее разогревом.

Цель работы: 1) обсуждение варианта модификации процедуры получения серебряного электрода на поверхности пьезокерамики при неизменных (или модифицированных) рецептуре приготовления и составе серебросодержащей пасты, но с использованием других нагревательных приборов для достижения локального тепловыделения в слое пасты, с повышением температуры в нем до температуры плавления серебра; 2) обнаружение проявления тех физических эффектов, которые способствуют меньшим глубинам проникновения серебра в керамику при удовлетворительном сцеплении металлического покрытия с пьезоактивным телом элемента.

В работе обсуждено совмещенное использование двух источников локального тепловыделения для быстрого разогрева только слоя пасты, содержащей частицы серебра. Разогрев до температуры плавления серебра обеспечивает условия для ускоренного протекания диффузии атомов серебра в керамику, с одновременным капиллярным течением жидкого серебра в растреснутый поверхностный слой шлифованной керамики, чего нет в печном варианте. Отмечена особенность этого капиллярного течения, давно зафиксированная в процессах пайки. Несколько физических механизмов, о которых будет сказано далее, обеспечивают адгезию покрытия при меньших глубинах проникновениях серебра, иначе говоря, при меньшей средней толщине слоя проводника.

2. Практика

2.1. Технология вжигания серебра в керамику в печах из специальной серебросодержащей пасты прошла всестороннюю практическую проверку. Главное достоинство такого электрода из серебра – высокая прочность сцепления с шлифованными поверхностями изделий из пьезокерамик, в частности, типа цирконатов-титанатов свинца (ЦТС PZT). Испытания прочности на отрыв показывают механическое напряжение отрыва $\sigma = 10^9$ Па (величина того же порядка, что и прочность на разрыв графитового стержня). Такое значение σ удовлетворяет требованиям к компонентам гидроакустических устройств и пьезоприводов. Серебряные электроды пьезоэлементов предоставляют технологические удобства при последующем их использовании как радиокомпонентов. Основным недостатком вжигания серебра в печах является его глубокое проникновение в керамику и длительность самого процесса.

2.2. Поскольку в обсуждении предлагаемого варианта модификации идет речь о сохранении серебросодержащей пасты, то будет уместным привести сведения о ее рецептуре, а также остановиться на временных характеристиках теплоемкого оборудования, которое предлагается заменить при модификации.

Приготовление серебросодержащей пасты состоит из следующих операций: приготовление дисперсного серебра, приготовление легкоплавкого флюса и приготовление пасты. Из азотнокислого серебра получают белый творожистый осадок хлористого серебра в реакции с соляной кислотой. Из хлористого серебра с цинком в серной кислоте восстанавливают серебро. Дисперсная фаза серебра в воздухе

имеет развитую поверхность. Флюс содержит свинцовый глет PbO, борную кислоту H_3BO_3 и кварц плавленый в виде кварцевых трубок. Составные части флюса измельчают отдельно, затем соединяют и расплавляют при 800 ºС. Расплав выливают на алюминиевый лист и после быстрого охлаждения измельчают. Твердые высокодисперсные частицы серебра, смешанные с диспергированным стеклообразным флюсом, создают гетерогенную смесь (5:1), которую дополняют жидким компонентом – скипидаром (типа «Пинен»), замещающим воздух. Пасту длительно размешивают, с растиранием до сметанообразной массы. Такая паста удобна для нанесения на поверхность керамики (в простейшем случае, кисточкой) [1].

2.3. Оборудование для вжигания серебра в печах включает теплоемкие элементы (печь и весь объем партии керамических изделий) и потому температурно-временное поведение в такой системе отличается большими характерными временами, измеряемыми часами. На первом этапе продолжительностью t_1 = 3 ч устанавливается температура T_1 = 300 ºС, что составляет $\approx 0{,}3T_{пл}$ температуры плавления серебра; на втором этапе с t_2 = 1 ч температура повышается до T_2 = 500 ºС и немного превышает половину численного значения $T_{пл}$. После чего источник тепла выключается, и вся система остывает в течение t_3 = 2 ч. Флюс удаляет окислы в приповерхностном слое керамики и на частицах серебра. Диффузия атомов серебра в керамику происходит из твердых высокодисперсных частиц серебра в присутствии флюса. Температура плавления серебра $T_{пл}$ = 960 ºС и потому жидкое серебро в процессе не возникает (достигается $T_2 \approx 0{,}5T_{пл}$). Для классического примера твердофазной диффузии пары «свинец – золото» повышение температуры на 300 ºС от комнатной, увеличивает коэффициент диффузии на пять порядков, гораздо большее увеличение наблюдается для пары «цинк – медь» (оно составляет 14 порядков). Использованные в описанной технологии вжигания температуры T_1 и T_2 и отметки времени t_1, t_2 и t_3 обусловлены особенностями источников тепловыделения и теплоемкостями элементов системы. Практически малоуправляемым параметром в процессе вжигания является глубина h проникновения серебра в керамику, она достигает 1÷2 мм.

2.4. На рис. 1 показан результат металлизации с применением печной технологии. Пьезоэлемент (ПЭ) *1* с двумя серебряными электродами *2* имеет приповерхностные слои *2′*, в которые на глубину h проникли атомы серебра, формируя относительно равномерные диффузионные зоны с особенностями по межзеренным границам. В случае керамики цирконата титаната свинца ЦТСНВ-1 это идентифицируется по изменению ее желтого цвета на черный, плавно убывающий с глубиной. На вставке *A* крупно показаны проникающие в стеклофазу керамики по границам зерен «иглы» серебра. На всей глубине слоя *2′* в пьезоактивной среде напряженность электрического поля E равна нулю. При работе ПЭ это приводит к уменьшению возбуждаемого внешним полем объема активной пьезосреды на величину объемов двух приповерхностных слоев *2′*. Особенности слоев *2′* существенно изменяют топологию двух границ раздела, увеличивая рассеяния упругих волн в ПЭ, но при этом не влияют на частотозадающий размер L возбуждаемой моды.

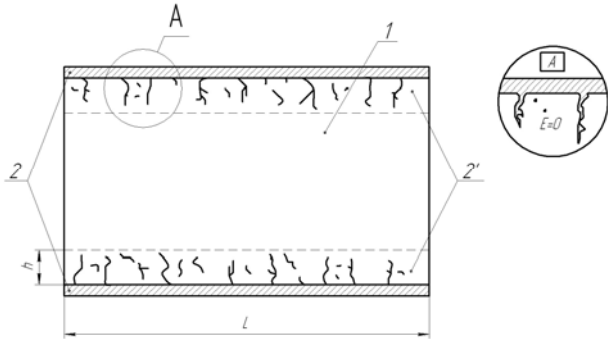


Рис. 1. Пьезоэлемент после металлизации методом вжигания серебра в печах:.
1 – пьезоактивная среда (керамика ЦТС); *2* – слои серебра; *2′* – подслои керамики с глубоким проникновением серебра. Показаны диффузионные зоны и особенности диффузии по границам зерен. Вставка *A*: Увеличенный фрагмент подслоя 2'. В подслое *2'* пьезоактивный материал не возбуждается внешним полем: E = 0

2.5. Глубокое проникновение серебра особенно негативно проявляется на тонких изделиях, в которых слои *2′* могут частично перекрываться. Что на эквивалентной схеме ПЭ может быть отражено как подключение, параллельно к нему, шунтирующего резистора. Такой шунт дополнительно ухудшает эффективность работы ПЭ как преобразователя.

3. Обсуждение

3.1. Локализация тепловыделения в слое пасты имеет целью уменьшение теплоемкости нагревающихся тел на 4÷5 порядков. Раздельное или совмещенное использование двух следующих физических эффектов позволяет локализовать нагрев в названном слое: 1) поглощение ин-

фракрасного излучения, для которого паста является поглотителем, близким к абсолютно черному телу; 2) разогрев проводящей фазы пасты вихревыми токами высокой частоты (ТВЧ) в высокочастотном электромагнитном поле – по долевому вкладу в тепловыделение могут «сменять» друг друга при совместном действии. Такой вариант будет обсуждаться далее.

3.2. Подбирая напряженность и частоту высокочастотного электромагнитного поля, можно управлять плотностями вихревых токов $j_ф$ и соответственно плотностью мощности, выделяющейся в проводящей фазе серебряной пасты. Диэлектрической фазой дисперсной системы частиц серебра пасты является флюс. Диэлектрическая фаза, в исходном состоянии, может быть связной или фрагментарно-связной. Ситуация меняется по мере повышения температуры в проводящей фазе, вплоть до температуры плавления $T_{пл}$, когда фракталы, составленные из твердых частиц серебра, оформляются в капли. Далее образуется связная поверхность расплавленного серебра, стремящаяся минимизироваться. Флюс при этом должен быть жидким, но не должен кипеть, для чего потребуется оптимизация состава флюса.

3.3. Обращаясь к воздействию ИК-излучения на пасту, отметим, что кванты света поглощаются электронами проводимости в частицах дисперсного серебра, с последующим рассеянием энергии на тепловых колебаниях решетки этих частиц с временами порядка 10^{-10} с, в слое толщиной ~100 Å [2,3]. Имеют место диффузное отражение и многократные переотражения на частицах, которые приводят к почти полному поглощению излучения в слое пасты и эффективному ее нагреву при плотности тепловой мощности q_0.

3.4. Поведение коэффициента поглощения β от времени облучения t_0 изменяется по мере деградации дисперсной системы серебра и минимизации границы раздела. Кривая $\beta(t_0)$ демонстрирует ниспадающую ветвь, величина β уменьшается по мере образования зеркала жидкого серебра. Предпочтительным источником ИК-излучения является лазер. На основании литературных данных можно сравнивать сканирование узким пучком и облучение всей поверхности широким пучком. Отметим, что при сканировании неизбежно образование «валиков» [2] и худших условий для вклада в q_0 от вихревых токов. Приемлемы и импульсный, и непрерывный режимы работы лазера.

3.5. На рис. 2 представлены качественные кривые: ниспадающая $\beta(t_0)$, восходящая $j_ф(t)$ и $q_0(t)$ – интегральная, иллюстрирующая общий вклад в тепловыделение двух источников тепла и их взаимодействие в предлагаемой феноменологической модели процесса.

Ход кривой № 1 ($\beta(t_0)$) и кривой № 2 ($j_ф(t)$) обоснованы выше. Интегральное тепловыделение двух нагревателей описывается кривой № 3 – $q_0(t)$. Это может быть кривая с максимумом, или равномерный график. Равномерность $q_0(t)$ достигается за счет управления плотностью мощности проникающего в слой пасты высокочастотного электромагнитного поля по закону, установленному опытным путем. Требуемые интенсивности ИК-излучения определяются условием расплавления дисперсного серебра. Поддержание $q_0 = \text{const}$ до отметки t_m, обозначающей время выключения лазера и ВЧ-поля, представляется оптимальным.

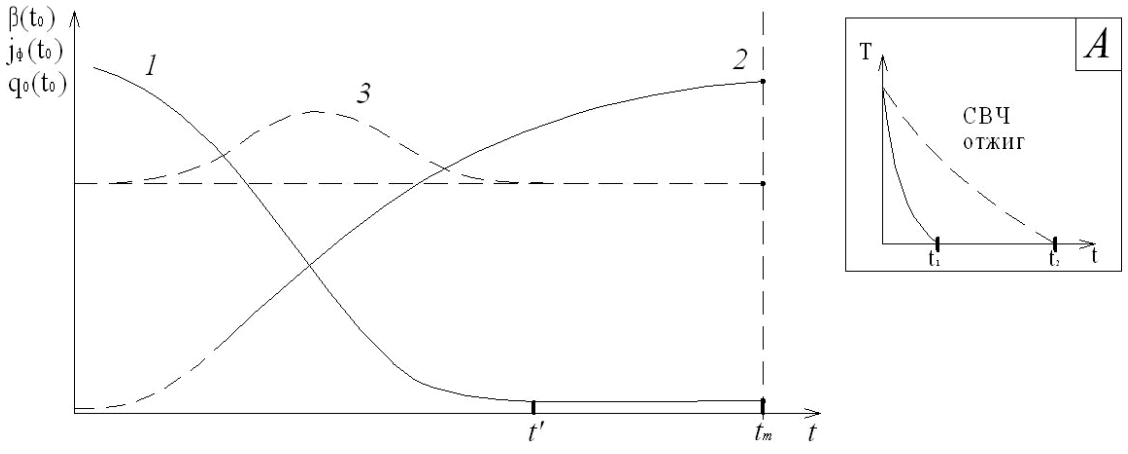


Рис. 2. Вариант с совмещением воздействия двух источников локального нагревания серебросодержащей пасты ИК и ТВЧ: *1* – зависимость коэффициента поглощения ИК-излучения пастой β от времени облучения t_0 – $\beta(t_0)$; *2* – зависимость плотности вихревых токов от времени воздействия электромагнитного поля t_0 – $j_ф(t_0)$; *3* – интегральное тепловыделение двух источников $q_0(t_0)$. Вставка *A*: остывание слоя серебра при отключении источников ИК и ТВЧ – *4*, и при проведении процедуры ВЧ-отжига серебряного электрода – *5*

3.6. Безынерционность отключения нагревателей и малая теплоемкость элементов системы позволяют точно устанавливать время работы нагревателей и управлять режимом остывания от минимального τ_1, определенного теплоемкостями, до τ_2 – необходимого для отжига электродов (см. рис. 2, вставка *А*). Отжиг проводится при воздействии только одного нагревателя – ТВЧ. Отметим, что лазерное воздействие может быть прекращено при t_1 ($t_1 < t_m$).

3.7. Величина t_m определяется опытным путем по достижению необходимого сцепления серебряного электрода с керамикой. Здесь, помимо кратковременной диффузии, действуют еще два механизма, способствующие сцеплению, которые будут пояснены подробно.

В предлагаемом процессе произведена замена твердофазной диффузии на более высокотемпературную диффузию из жидкого серебра в твердую керамику (аналогия с процессом паяния). Капиллярный эффект для жидкого серебра, которое непосредственно соприкасается с шлифованной поверхностью керамики, имеющей сеть мелких трещин, проявляется с особенностью, которая установлена опытным путем – с уменьшением ширины трещины *r* глубина затекания расплава в капиллярный зазор – *h* вначале возрастает, а затем падает [4]. Общеизвестная формула $h = (2\sigma/\rho g) \cdot 1/r$, предполагающая гиперболический закон $h \sim 1/r$, не выполняется (наблюдается отклонение от данного закона). Благодаря названной особенности капиллярного течения при пайке большие глубины проникновения не наблюдаются. Отметим, что и сама сеть мелких трещин при лазерном нагреве тоже претерпевает изменения – становится более развитой.

3.8. В предлагаемой модели диффузия и гетеродиффузия за короткое время не получают развития. Однако при создании активных центров в виде атом-вакансионных состояний на контактной поверхности дополнительно появляется соединение адгезионного типа [5]. Определенная роль в создании активных центров отводится флюсу, точнее – составу флюса. Отметим общие положения: время образования мономолекулярного слоя оксида на поверхности металла весьма короткое – 10^{-8} с [6], потому можно считать, что на поверхности всегда имеется слой оксидной пленки. Для удаления оксидных пленок с поверхности паяемого материала и припоя в процессе пайки, а также и для улучшения условий смачивания жидким металлом твердой поверхности керамики вводят флюс. Окисленные металл и керамика смачиваются флюсом лучше, чем неокисленные, что объясняется физико-химическим сродством компонентов флюса к оксидным пленкам. В процессе флюсования протекает химическая реакция между оксидами флюса и оксидными пленками жидкого серебра и керамики и могут возникать активные центры, способствующие адгезии.

4. Заключение

4.1. При получении серебряных электродов на поверхности керамического пьезоэлемента по технологии вжигания серебра из серебросодержащей пасты в печах в теплоизолированную систему включались тела большой теплоемкости; нагрев осуществлялся до температуры, близкой к значению 0,5 $T_{пл}$, и жидкая фаза серебра не создавалась. Физическая суть процесса – многочасовая твердофазная диффузия, ускоренная нагревом до температур, приближающихся к предплавильным, при определенной роли флюса, воздействующего на поверхности частиц серебра и пьезокерамики.

4.2. Предложенная модификация сводится к исключению теплоемких элементов, сосредоточению тепловыделения непосредственно в слое пасты, от которого прогреваются, в том числе, поверхностные слои керамики. Эффект локализации тепловыделения достигается благодаря созданию вихревых токов высокой частоты в частицах серебра и поглощению ИК-излучения в слое пасты, при рассеянии его высокодисперсными частицами серебра.

4.3. При обсуждении варианта с совмещенным применением двух видов нагревателей показано, что суммарная плотность тепловой мощности обеспечивает достижение температуры плавления серебра и продолжительность выдерживания слоя жидкого серебра на поверхности керамики, в присутствии флюса, необходимую, в частности, для проявления капиллярного эффекта в присутствии активных центров.

4.4. Особенность капиллярного течения жидкого серебра, состоящая в отклонении от гиперболического закона для глубин проникновения жидкости в микротрещины поверхностного слоя керамики, способствует достижению цели создания тонкого серебряного покрытия с высокой прочностью сцепления с керамикой.

4.5. Потребуется модификация состава и рецептуры приготовления флюса для достижения оптимальных адгезионных показателей серебряного покрытия, приготовленного за короткое время с участием жидкой фазы серебра.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *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.

2. *Григорьянц, А. Г.* Основы лазерной обработки материалов / А. Г. Григорьянц. – М. : Машиностроение, 1989. – 304 с.

3. *Вейко, В. П.* Лазерная обработка пленочных элементов / В. П. Вейко. – Л. : Машиностроение, 1986. – 248 с.

4. Краткий справочник паяльщика / под ред. И. Е. Петрунина. – М. : Машиностроение, 1991. – 224 с.

5. *Мусин, Р. А.* Соединение металлов с керамическими материалами / Р. А. Мусин, Г. В. Конюшков. – М. : Машиностроение, 1991. – 224 с.

6. *Фудзита, Ф.* Разрушение твердых тел : пер. с англ. / Ф. Фудзита. – М. : Металлургия, 1967. – 450 с.

УДК: 541.141.1; 535.343.1; 541.18; 537.226
ББК: 22.317 + 22.16 + 22.36

В. А. Титов

V. A. Titov

МЕХАНИЗМ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СПЕКАНИЯ НАПЫЛЕННОЙ ПЛЕНКИ
MECHANISM OF OSCILLATING DECAY OF FILM WITH NONEQUALIBRIUM STRUCTURE GET BY VAPOR DEPOSITION

Волгоградский государственный университет

Volgograd State University

E-mail: Detruanto@rambler.ru

Для пленки конденсата метана с хлором, приготовленной из газовой фазы при гелиевых температурах, приведены экспериментальные данные по температурным зависимостям колебаний спекания и структурно-чувствительного зондирования, а также наложению ультразвукового поля. Неравновесная структура моделировалась с применением ОДА-модели (DLA). Предложена детализация модельных представлений о механизме колебаний. Особая роль принадлежит капиллярному движению жидкоподобной среды при значительном вкладе эффектов самовоздействия с запаздыванием. Предварительно сформулированы необходимые и достаточные условия возникновения колебаний спекания, полезные при поиске подобных молекулярных систем и режимов приготовления пленок. Обсуждаются элементы предлагаемой структуры с незатухающими колебаниями спекания.

Ключевые слова: газовая фаза; конденсат; хлор; метан; неравновесная структура; ОДА-модель структуры; структурные ловушки; энергетические цепи; химическое превращение; вязкое течение; самовоздействие с запаздыванием; колебания; поворотные точки; автоколебательная система.

Photochemical zoned probe, oscillation of decay at some temperatures near glass- temperature and ultrasonic affect for film methane with chlorine, prepared by vapor deposition at 27K, was showed. However that, may be DLA-model was used to structure. Model of mechanism of oscillating decay was suggested. Capillary motion of liquid-similar media under affect of energetic chains, was discussed. Properties that are necessary and sufficient for observing oscillating regime of conglomeration of film was proposed. Elements of system without delay was discussed.

Keywords: by vapor deposition; chlorine; methane; nonequalibrium structure; DLA-model of structure; structure traps; energetic chains; activation of chemistry; activation of flow; self-action with delay; oscillations; turning-points; auto-oscillation system.

Введение

Продолжено изучение явления колебаний спекания [1]. Оно было обнаружено в пленке конденсата метана с хлором, приготовленной при гелиевых температурах из газовой фазы на подложке из плавленого кварца. Такая пленка рассматривается как пример колебательной системы нового типа. Однако в [1] не был предложен детальный механизм колебаний спекания, знание которого, в частности, позволяет не только уменьшить коэффициент затухания в системе, но и продвинуться в предложении схемы пленочной автоколебательной системы на основе этого явления. Поиску подобных молекулярных систем, и режимов приготовления стеклообразных пленок из них, способствует формулирование необходимых и достаточных условий возникновения колебаний спекания.

Анализ внешнего проявления колебаний сводится к тому, что на любом участке образца сменяют друг друга оптически прозрачные и

оптически мутные состояния. Для выяснения необходимых и достаточных условий спекания в колебательном режиме потребовались обобщение и систематизация результатов исследования структурно-неравновесных состояний стеклообразного конденсата при разных температурах, в частности, с применением структурно-чувствительного метода исследования, а также температурной зависимости поведения колебаний с приобщением результатов наложения ультразвукового поля на рассматриваемую пленку конденсата. Конденсат представлял собой реакционноспособную гомогенную смесь. О молекулах-парнерах известно, что между ними не возникает специфических взаимодействий и они не создают комплексов, что могло бы приводить к новым механизмам структурирования на стадии роста пленки. Наличие только вандерваальсовского взаимодействия между молекулами при их агрегировании на холодной подложке в 2D, затем в 3D кластеров-зародышей позволило, с учетом всей совокупности экспериментальных фактов, сделать выбор в пользу реализации дальней агрегации [1], что ведет к достижению сверхпересыщения аморфной структуры вакансиями. Выраженная анизотропия потенциала молекулы метана U (r, Θ, φ) и, соответственно, полиморфизм твердого метана [2], во-первых, благоприятствуют стеклообразованию при конденсации в условиях жесткой закалки из газовой фазы, во-вторых – способствуют созданию метастабильных дистанционных связей с неоптимальной ориентацией соседних молекул в локальных энергетических минимумах. Такие молекулы в «структурных ловушках» (st) отдают в фононную подсистему только часть своей энергии. По всем проявлениям такой конденсат следует считать энергоемким и способным к аккумуляции энергии на неоднородностях за счет одного из возможных коллективных эффектов, энергетических цепей в перколяционных кластерах аморфной структуры. Генерируемые энергетические цепи начинают выполнять функцию эффективного активатора в ряде процессов: массопереноса, химического превращения.

Управляемый лазерным лучом запуск фотохимической реакции между реагентами, составляющими аморфную структуру конденсата, стал в работе тем структурно-чувствительным зондом, который в достаточной мере позволил судить об активности среды, прямо связанной с состоянием ее неравновесной структуры. Метод зондирования фотолизом позволил на выбранных ограниченных площадках, засвечиваемых лазерным лучом и занимавших только 0,5 % всей площади образца (далее «реакторах»), многократно и системно изучить проявление активности среды по отношению к протеканию фотохимического превращения при различных температурах. Метод позволил определить связанную с состоянием структуры температуру стеклования T_g и далее изучить температурные зависимости темпов фотохимического превращения по обе стороны от T_g, т. е. при $T< T_g$ и $T>T_g$, выделяя близкую окрестность T, как область аномального стеклования. Следует заметить, что температура подложки при напылении T_0 составила 0,3 T_m – температуры плавления метана. Учитывая разбавление по газу 1:5, поддерживаемое в течение всей получасовой продолжительности приготовления образца, из молекулярных пучков средней интенсивности, отметим, что хлор можно считать примесью к метану, а метан – матричным газом. Примесь хлора – это дополнительный стерический фактор, способствующий стеклованию и формированию неравновесной аморфной структурной сетки с большой плотностью структурных ловушек в ней.

Обратившись к предварительному перечислению необходимых условий возникновения колебаний спекания, назовем: 1) достижение сверхпересыщения вакансиями, что включает экстремально неравновесную структуру стеклообразного конденсата; 2) энергоемкость, обеспеченную всей совокупностью структурных ловушек; 3) наличие перколяционного кластера в структурной сетке стекла. В качестве достаточных условий колебаний спекания укажем: жидкоподобное поведение образца, которое имеет место в области аномального стеклования и выше по температуре; а также проявление эффектов самовоздействия в активной среде с запаздыванием по времени, которые будут обсуждены в работе.

Эксперимент

Будет рассмотрено получение двух связанных температурных зависимостей: 1) зависимости колебаний спекания от температуры;

2) температурной зависимости количественной характеристики зондирующего лазерного фотолиза – квантового выхода расхода молекул хлора в реакторе Y (схема реакции приведена в [3]):

$$Y = (dD/dt)/ \sigma \cdot I_0,$$

где σ – сечение поглощения в полосе диссоциативного поглощения молекулы Cl_2 на λ_1=337nm; $\sigma=2\cdot10^{-19}sm^2$; I_0 – интенсивность фотолизующего пучка азотного лазера (использовался также и He-Cd лазер с λ=325nm), $I_0=5\cdot10^{16}\ sm^{-2}\cdot s^{-1}$; D – оптическая плотность реактора на длине волны λ_1.

В результате обработки зависимостей Y(T) на восходящем участке с преобладающей термической активацией получены эффективные энергии активации E_a, kJ/mol, численные значения которых соотносились с количеством наблюдаемых полных колебаний спекания в образце, что, в свою очередь, позволило поделить на части весь процесс релаксации структуры. Этот процесс из плавного асимптотического для малых пересыщений вакансиями превратился в колебательный для сверхпересыщенной экстремально-неравновесной аморфной структуры. Конечной стадией колебательной структурной релаксации было достижение равновесной аморфной структуры, которой присущи – близкая к нулю плотность энергии в структурных ловушках $q_{st} \to 0$ и невырожденная аморфная структурная сетка с конфигурационной энтропией $S_k \to 0$.

Резюме исследования температурной зависимости колебаний спекания для четырех выделенных состояний, нумерация которых увеличивается по мере релаксации (№ 1 – исходная сильнонеравновесная, … № 4 – равновесная аморфная структура, в которой прекратилось самовоздействие), будет изложено в тесной связи с обсуждением зависимостей Y(T).

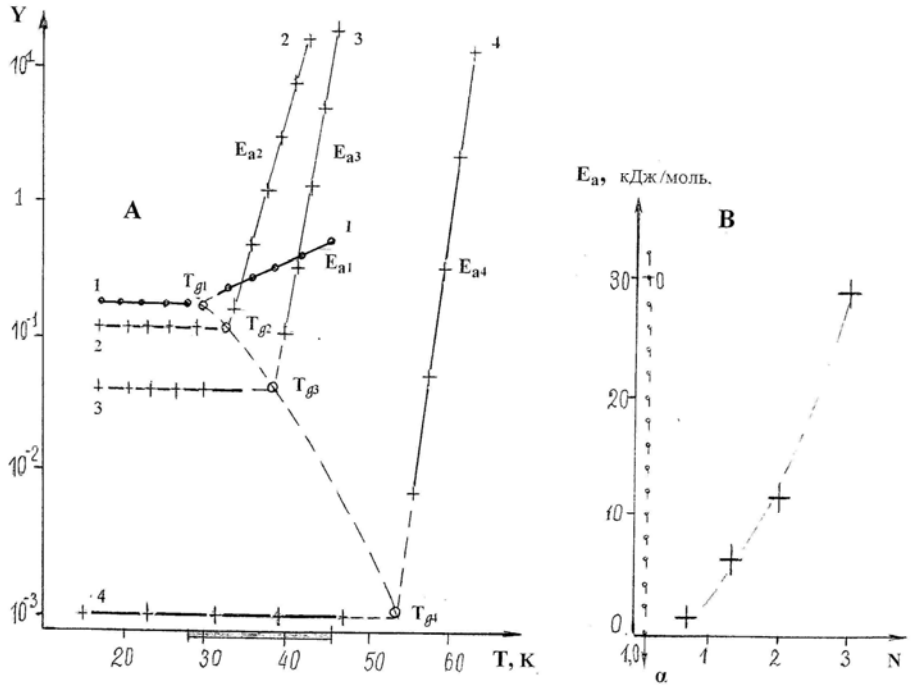


Рис. 1, *часть А*. Температурная зависимость квантового выхода расхода молекул хлора Y в реакторе, созданном лазерным пучком с длиной волны λ_1 = 337 nm, в пленке стеклообразного конденсата метана с хлором при температурах от 13 до 57 К: *1*; *2*; *3*; *4* – различные состояния неравновесной структуры спекающегося в колебательном режиме конденсата: *1* – до первого колебания; *2* – после первого колебания; *3* – после второго колебания спекания; *4* – образец с равновесной структуры после третьего колебания спекания и ультразвукового отжига в области аномального стеклования. **E_{a1}, E_{a2}, E_{a3}, E_{a4}** – эффективные энергии активации при разных состояниях структурной неравновесности; **T_{g1}, T_{g2}, T_{g3}, T_{g4} –** температуры стеклования для разных состояний структурной релаксации, отсчет которых дается количеством полных колебаний спекания; *часть В*: Эффективная энергия активации фотохимического превращения в реакционно-способном стекле метана с хлором **E_a** при разных неравновесностях структуры измеряемых количеством N колебаний спекания, которые прошли в образце. Полным колебанием считалось прохождение процессов от «просветления» до «просветления»; α(N) – введенная в работе мера активности среды при дискретизации релаксации неравновесной структуры посредством счета колебаний спекания

Дело еще и в том, что с помощью графика Y(T) определялись $T_{g\,1}$, $T_{g\,2}$, $T_{g\,3}$, $T_{g\,4}$ – температуры стеклования для каждого из четырех состояний. Фазы колебаний спекания отсчитывались своеобразно (из удобства экспериментатора), например: отсчет «до первого колебания», затем «после первого колебания». Процесс колебаний был в развитии в состояниях *1* и *2*, и в состоянии *3* система еще способна была совершить последнее полное колебание (от «просвет-

ления» до «просветления») с последующим выходом на асимптотику. Основной результат исследования температурной зависимости колебаний спекания состоит в фиксации-«замораживании» соответствующей фазы колебания при охлаждении ниже T_{g1}, T_{g2}, T_{g3}. При нагревании выше температур стеклования фаза вновь становилась функцией времени: $\Phi(t) = 2\pi t/T_s + \Phi_1$, где Φ_1 – «замороженная» фаза; T_s – временной интервал от «просветления» до «просветления», условно именуемый периодом колебания, зависящий от активности среды, температуры и наличия внешних воздействий (например, ультразвукового поля).

Результаты исследования температурных зависимостей Y(T) для четырех состояний представлены на рис. 1, часть А. Численные значения Y* (уровень Y на низкотемпературном пределе скорости фотохимической реакции, НТП), T_g и E_a для четырех состояний сведены в таблицу. Отдельным столбцом представлен Y при T = 42 K. Обращает на себя внимание значение Y = 10, что означает развитие длинных цепей химического превращения. В состоянии *2* сформировались оптимальные условия для развития длинных цепей – более равновесная структура с меньшим числом неоднородности, на которых обрываются химические цепи, и еще достаточно высокое значение q_{st}. Пары значений E_a и номера колебаний N дополнительно представлены на рис. 1, часть В.

Состояние активности среды	Y*	T_g, K	Y при T = 42 K	E_a, kJ/mol
1. До первого колебания спекания	0,2	27	0,6	1
2. После первого колебания спекания	0,12	33	10	6
3. После второго колебания спекания	0,06	38	0,6	11
4. После третьего колебания спекания и ультразвукового отжига	<0,001	53	–	29

Отсчет T_g соответствует «точке перелома», полученной эстраполяцией соответствующих «плато» НТП и восходящих ветвей с преобладающей термической активацией (Больцман – Аррениус). Близкая окрестность T_g – это область аномального стеклования [4], для которой не указаны экспериментальные точки. Заметим, что все продолжительные наблюдения колебаний спекания для состояния № 1 проводились при выдерживании образца в области аномального стеклования. При зондировании фотолизом в этой области требуется особая методика, учитывающая проявление структурного гистерезиса.

Для получения пар отсчетов Y и T на восходящих ветвях зависимостей применялся однотипный алгоритм «забросов»: выдерживание темпа нагревания 4K/min при старте от T_g, вырабатывание 15 % молекул хлора в реакторе, получение 4–5 отсчетов Y. После однократного нагревания образец считался непригодным, за исключением состояния № 4, отрелаксировавшего и «отожженного» ультразвуком.

Вышеперечисленные результаты получены для пленки конденсата, осажденного на подложке из плавленого кварца. Проверялось, существенно ли ориентирующее влияние материала подложки на формирующуюся структуру конденсата. Условия структурно-геометрического сопряжения в паре изменялись путем смены подложек. Применялись две кристаллические – флюоритовая (CaF_2) и кварцевая (SiO_2), аморфная – плавленый кварц и металлическая подложка из меди. Установлено отсутствие влияния материала подложек на нарастающую неориентированную собственную структуру пленки.

Применительно к методике лазерного фотолиза проверялись: выполнение закона Бугера–Ламберта – Бера и отсутствие лазерного разогрева в зоне реактора при использованной интенсивности пучка I_0.

В опытах с наложением ультразвукового поля проводился целенаправленный поиск формы сигнала, обеспечивающей наибольшую эффективность этого внешнего воздействия на структуру конденсата, т. е. проявление отклика, сходного с резонансом. В [1] приведена форма возбуждающего сигнала для пьезоэлементов, в спектре которого присутствовала полоса частот, обеспечившая столь заметное ускорение процессов, что три полных колебания протекали не за 200 min, а за 15 min, причем первые два занимали всего несколько минут. Обнаруженный резонансный отклик коррелирует с предположением о существовании характерного размерного параметра субструктуры.

Обсуждение

На рис. 1, часть *B*, по оси абсцисс отложено число полных колебаний спекания N. По оси ординат отсчитана эффективная энергия активации фотохимического превращения в реакционноспособном стекле с разной степенью неравновесности структуры – E_a, в kJ/mol. Также на оси ординат отложена предлагаемая в работе мера активности неравновесной среды α (возрастает сверху вниз). Наибольшая активность α = 1,0 приписывается исходному состоянию – образец № 1, с E_{a1} = 1 kJ/mol; наименьшая активность у образца № 4 с E_{a4} = 29 kJ/mol. Сравнивать следует с E_a =16 kJ/mol в газовой фазе [5, 6].

Анализ совокупности опытов со стеклообразными конденсатами разной степени структурной неравновесности позволяет разделить температурные области с твердоподобным и жидкоподобным поведениями. НТП-«полка» на графике Y(T) объясняется неизменяемостью коэффициентов диффузии при твердоподобном поведении и условий для протекания энергетических цепей в «замороженном» перколяционном кластере. В практике матричной изоляции [7, 8] твердоподобное поведение именуется «жесткой матрицей», указываются значение температуры $T<0{,}3\ T_m$, при которых отсутствуют структурные перестройки матрицы и не наблюдается диффузия изолированных в ней частиц. Интервал температур от 0,3 до 0,5 T_m рекомендован для «отжига» матрицы.

Тот факт, что колебания спекания «включаются» или «размораживаются» в области жидкоподобного поведения связывается в работе с появлением у среды способности к массопереносу посредством перетекания. Конкретизируя, отметим, что в предлагаемой модели колебаний спекания явлению капиллярного передвижения жидкоподобной среды, при наличии самовоздействия этой среды, отводится важная роль.

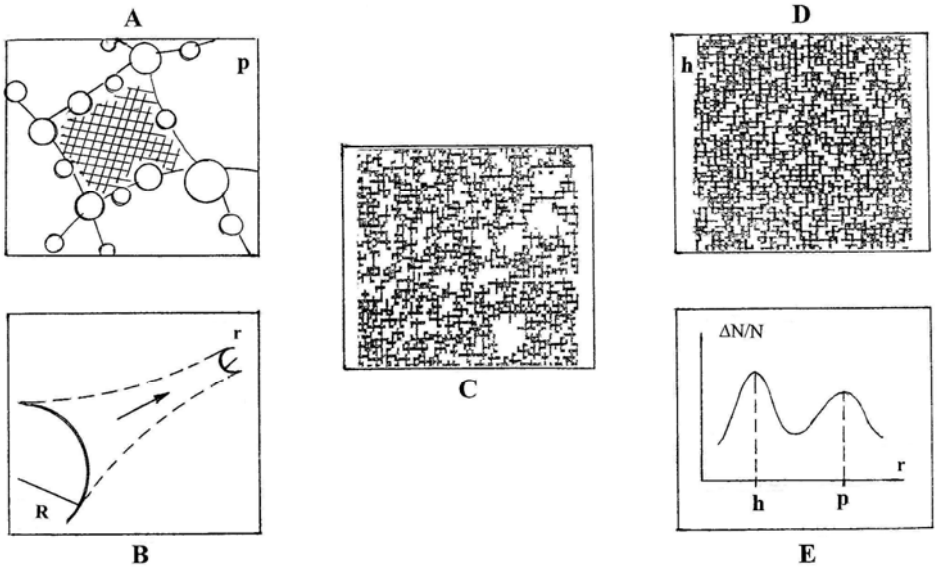


Рис. 2. К феноменологичекой модели колебаний спекания в области аномального стеклования при $T \geq T_g$ для конденсата, пересыщенного вакансиями и обладающего экстремальной структурной неравновесностью: *части A и D*. Поворотные точки при колебаниях спекания: **p** (pore) и **h** (homogeneous); **p** – диссипативная структура с крупными порами; **h** – равномерное распределение малых агрегатов вакансий; *часть C*. Фрагмент машинно-симулированного по ОДА-модели перколяционного кластера для промежуточного состояния, соответствующего наибольшей плотности потока капиллярного движения жидкоподобной среды; *часть B*. Кривые поверхности границ раздела, приводящие при жидкоподобном поведении среды к капиллярному течению; поток увлекает и вакансии, прекращая рост крупной поры и приводя к последующему ее развалу на малые агрегаты вакансий; *часть E*. Модельное совмещение двух распределений $(\Delta N/N)_1$ и $(\Delta N/N)_2$ пор и агрегатов вакансий по размерам **r** для поворотных точек **h** и **p**

На рис. 2 (*A*, *B*, *C*, *D*, *E*) частично иллюстрируются составляющие состояния и процессы предлагаемой модели явления колебаний спекания. Достижение резонансного отклика при внешнем воздействии ультразвуком на структурную реорганизацию конденсата стало экспериментальным обоснованием для привлечения представлений о диссипативной структуре. Многократное ускорение процессов в спекающемся конденсате обосновывает предположение о возрастании доли участия энергетических цепей, активационно воздействующих на вязкое течение и увеличивающих коэффициент диффузии до «предплавильных» значений. Такой смысл вкладывается в понятие «самовоздействие на собственное перетекание» самой

активной средой. Для единичного объема среды обозначим работу самовоздействия – A*.

Также резонансный отклик дает основание для предположения о существовании характерного размерного параметра возникающей в пространстве образца и исчезающей через половину периода T_s диссипативной структуры, создаваемой крупными порами. На рис. 2, в части *A*, эта поворотная точка колебательного процесса названа «p» (pore). Она соответствует наблюдаемому оптически мутному состоянию. Вторая поворотная точка иллюстрируется на рис. 2, часть *D*, и соответствует оптически прозрачному состоянию образца. В этом состоянии крупные поры уже «рассыпаны» (со значительным увеличением площади поверхности и, соответственно, поверхностной энергии) на распределенные равномерно малые агрегаты вакансий. Между ними уже нет градиента кривизны поверхностей границ раздела фаз. Обозначение этого состояния на рисунке – «h» (homogeneous), поверхностная энергия в единичном объеме среды – q_π. Колебательной эволюции из p в h присуще: $q_{\pi 2} > q_{\pi 1}$.

На рис. 2 в частях *C* и *D* представлены фрагменты машинно-симулированных перколяционных кластеров, полученных на квадратной решетке по ОДА (DLA, ограниченная диффузией агрегация) модели [9]. Предполагается, что они удовлетворительно иллюстрируют этапы эволюции структуры при определенных Ф. На рис. 2, часть *C*, показано состояние колебательного процесса, наиболее соответствующее наличию капиллярного течения жидкоподобной среды конденсата.

Распространенный в природе процесс капиллярного передвижения жидкости, применительно к колебаниям спекания, иллюстрируется на рис. 2, часть *B*. Представление поры как почти сферической границы раздела аморфной среды, способной перетекать, и ее насыщенного пара приводит к представлениям о кластере со многими встроенными кривыми поверхностями разной кривизны, под которыми возникает лапласово снижение давления. На рис. 2, часть *B*, показан условный капилляр (ограничен пунктирными линиями), на концах которого поддерживаются разные давления. Стрелка соответствует вектору плотности потока переноса массы и направлена от крупной поры к мелкой. Возникающий поток молекул увлекает все структурные элементы надмолекулярной организации, в том числе вакансии и структурные ловушки. Здесь уместно вновь упомянуть эффект самовоздействия (иначе говоря, проявления автокаталитических свойств) – интенсифицируются выходы молекул из структурных ловушек и развитие цепей, обрывающихся на неоднородностях текущей структуры. Такие энергетические инъекции могут приводить к особенностям в количественных показателях плотностей потоков, а именно: при $T = 0{,}3T_m$ они могут быть такими как при $T=0{,}9T_m$. Поток молекул, увлекший малые агрегаты вакансий, продвигает их в направлении от крупной поры к более мелкой и приводит к тому, что рост крупной поры прекращается. К мелкой поре, наоборот, подтекают новые агрегаты вакансий. При этом действующие градиенты кривизны уменьшаются. Полный «развал» крупной поры напоминает движение физического маятника по инерции к точке поворота, в рассматриваемом случае – через положение равновесия, к точке поворота h.

Проследим превращения энергии при эволюции структуры от точки поворота p, присвоив ей индекс 1, к h, которой припишем индекс 2: $-[(q_{\pi 2} + q_{st2}) - (q_{\pi 1} + q_{st1})] = A^*$. Отметим, что $q_{\pi 2} > q_{\pi 1}$, при этом $q_{st2} < q_{st1}$, но $/\Delta q_\pi/ < /\Delta q_{st}/$. Состоянию p соответствует минимальная поверхностная энергия и наибольший градиент кривизны поверхностей. Однако это не приводит к немедленному достижению максимальной плотности потока текущей среды из-за эффекта запаздывания при самовоздействии.

Проводя аналогию с процессами в электрическом колебательном контуре, отметим, что аналогом явления самоиндукции выступает капиллярное движение нелинейной жидкоподобной среды с выраженными эффектами самовоздействия на активацию собственного вязкого течения.

На рис. 2, часть *D*, показано модельное совмещение двух распределений неоднородности структуры по величине их эффективного размера r для состояний p и h. Полное колебание – это движение h-p-h, что соответствует наблюдавшейся эволюции от оптически прозрачного через оптически мутное, вновь к оптически прозрачному.

Модельные представления, развитые в работе, дополняют деталями ранее предложенный подход [1] к изучению явления колебаний спекания.

На рис. 3, часть *A*, показан образец со свободной поверхностью, которая создает граничное условие полной проницаемости (прозрачности) для вакансий; здесь воспроизводятся условные слои по толщине пленки, введенные в [1].

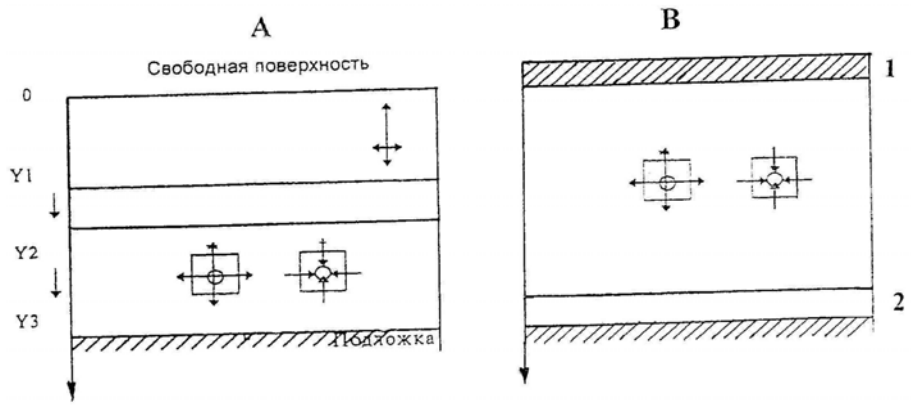


Рис. 3. Изменение граничных условий и инжекция повреждений структуры, создание новых вакансий и структурных ловушек с целью уменьшения затухания колебаний и построения автоколебательной системы: *часть А*. Пленка конденсата, имеющая верхнюю границу раздела, прозрачную для вакансий – «свободная поверхность». Условное деление на части, из которых только в нижней части «Y2 – Y3» происходят переключения «сток-исток» для вакансий, т. е. колебания спекания [1]; *часть В*. Изменение граничных условий для вакансий – создание непрозрачной стенки *1*; введение слоя *2*, инжектирующего радиационные повреждения структуры в непрерывном режиме

Сделанное ранее предположение о возможности создания незатухающих колебаний спекания получает развитие, иллюстрируемое на рис. 3, часть *В*. Предлагается изменить граничное условие на отметке 0 вертикальной оси, установив слой *1*, представляющий собой барьер, непроницаемый для вакансий. Поддерживается изотермичность конденсата – величина А* отводится в резервуар. Смена граничного условия уменьшает коэффициент затухания, но для получения незатухающих колебаний требуется восполнение q_{st}. Представляется, что это следует делать в состоянии h. В частности, в качестве варианта может быть предложен следующий физический механизм создания повреждений структуры: гамма-радиационный. Функция инжектора вакансий и структурных ловушек приписывается слою радиоактивного материала *2*. В этой схеме, с барьерным слоем *1* и инжектирующим слоем *2*, возможно совмещение функций слоев *1* и *2*. Однако организация синхронизации «включения-выключения» инжектора такого типа проблематична, что стимулирует поиск вариантов.

Заключение

При перечислении необходимых условий возникновения колебаний спекания в пленке конденсата метана с хлором на первых позициях будут: предпосылки для реализации дальней агрегации при росте пленки, достижение сверхпересыщения вакансиями и высокая плотность структурных ловушек, далее – наличие условий для проявления коллективных эффектов, а именно – перколяциолнного кластера в структурной сетке стекла; агрегация вакансий с образованием пор и наличие поверхностей раздела разной кривизны. Следующими назовем возможности для проявления самовоздействия при условиях, возникающих вблизи точки стеклования. К достаточным условиям отнесем приобретение средой свойств жидкоподобного поведения и способности к капиллярному движению массы и, особенно, столь значительный вклад эффектов самовоздействия на вязкое течение, обладающих свойством запаздывания. В итоге система обогащается присутствием явления, аналогичного явлению самоиндукции в электрическом колебательном контуре.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Титов, В. А*. Осциллирующее спекание напыленной пленки / В. А. Титов // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 3 (63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 56–63.

2. Yamamoto, Kataoka, Okada. // J. of Chem. Phys. – 1977. – Vol. 66. – № 6. – P. 2701.

3. *Бендерский, В. А*. Кинетика фотолиза хлора в механически-напряженных матрицах метана при 15-60К / В. А. Бендерский, В. А. Титов, П. Г. Филиппов // Докл. АН СССР. – 1984. – Т. 278. – С. 1157.

4. *Сандитов, Д. С*. Физические свойства неупорядоченных структур / Д. С. Сандитов, Г. М. Бартенев. – Новосибирск : Наука, 1982. – 256 с.

5. Bell T.M. Perkins K.A. Perkins P.G. J. Chem.Phys. – 1977. – Vol. 81. – P. 2611–2616.

6. *Сергеев, Г. Б.* / Г. Б. Сергеев, А. В. Пуховский, В. В. Смирнов // Докл. АН СССР. – 1981. –Т. 252. – С. 685–689.

7. Криохимия / под ред. М. Московиц, Г. Озин ; пер. с англ. В. А. Батюк, И. А. Леенсон. – М.: Мир, 1979. –594 с.

8. *Крейдок, С*. Матричная изоляция / С. Крейдок, А. Хинчклиф ; пер. с англ. А. К. Мальцева. – М.: Мир, 1978. – 173 с.

9. *Федер, Е*. Фракталы / Е. Федер ; пер. с англ. Ю. А. Данилова. – М.: Мир, 1987. – 254 с.

УДК 537.226.33

Лыу Тхи Ньян[1], А. Г. Шеин[1], С. В. Медников[1], А. И. Бурханов[2]
Luu Thi Nhan[1], A. G. Shein[1], S. V.Mednhikov[1], A. I. Burkhanov[2]

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ НИЗКО- И ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ SBN

THE INFLUENCE OF LIGHT ON PROCESSES OF POLARIZATION LOW- AND INFRALOW FREQUENCY RELAXATION IN FERROELECTRIC BARIUM-STRONTIUM CERAMIC

[1]Волгоградский государственный технический университет
[2]Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
[1]Volgograd State Technical University
[2]Volgograd State Architectural and Engineering University
E-mail: luunhan20686@gmail.com

Исследовано влияние освещения сегнетоэлектрической керамики SBN-75 белым цветом от светодиода мощностью 0,15 мВт на характер диэлектрического отклика в средних и сильных электрических полях. Установлено, что освещение видимым светом влияет на характер релаксации объемного заряда.

Ключевые слова: петля гистерезиса поляризации, эффективная диэлектрическая проницаемость, эффективные диэлектрические потери, диэлектрический отклик, размытый фазовый переход.

The influence of illumination by the white light from the LED with power 0.15 mW on the nature of the dielectric response in ferroelectric ceramics SBN-75 with the medium and strong electrical fields applied is investigated. It is found that the visible light affects mainly on the relaxation of space charge.

Keywords: the loop of polarization hysteresis, the effective dielectric constant, the effective dielectric loss factor, dielectric response, diffuse phase transition.

Введение

Известно [1], что сегнетоэлектрический (СЭ) материал состава $Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb_2O_6$ (SBN-75) является релаксором, то есть сегнетоэлектриком с размытым фазовым переходом, у которого наблюдается сильная частотная зависимость температуры T_m, соответствующей максимуму диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(T)$. Данный материал привлекает внимание исследователей в качестве фоточувствительного сегнетоэлектрика [2, 3]. В настоящее время изучение светочувствительных материалов особенно актуально. Например, интерес к фотоотклику субмикронных структур типа M/Pb(ZrTi)O_3(PZT)/M при облучении их светом видимого или УФ-диапазона связан с возможностью применения фотовольтаического тока [2, 4] для неразрушающего считывания информации.

Такие особые свойства сегнетоэлектриков-релаксоров привлекательны как в прикладном, так и фундаментальном аспектах, так как позволяют существенно расширить область применения активных диэлектриков в современной радиоэлектронике и уточнить некоторые физические модели, описывающие свойства сегнетоэлектрических материалов с размытым фазовым переходом.

Одним из таких материалов является керамика SBN-75, исследование фоточувствительных характеристик которой, в частности, изучение влияния освещения белым светом малой интенсивности на характер низко- и инфранизкочастотного диэлектрического отклика, представляет несомненный интерес.

Образцы и методика измерений

Образец для исследований, приготовленный в институте физики твердого тела Латвийского государственного университета с использованием обычной керамической технологии, представлял собой керамику барий-стронциевого ниобата $Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb_2O_6$ (SBN-75), в форме пластины размерами 6,0 × 5,0 × 0,88 мм с электродами из проводящей пасты на серебряной основе.

Исследовалось влияние освещения белом светом от светодиода мощностью 0,15 мВт на характер диэлектрического отклика образца в области размытого фазового перехода. Измерение эффективных диэлектрических проницаемостей проводилось с использованием модифицированной схемы Сойера – Тауэра при различных значениях электрического поля E на частотах 0,1; 1,0; 10 Гц.

Эффективные диэлектрические параметры (действительная $\varepsilon'_{\text{eff}}$. и мнимая $\varepsilon''_{\text{eff}}$ составляю-

щие комплексной диэлектрической проницаемости, а также тангенс угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}}$) определялись согласно следующим соотношениям:

$$\varepsilon'_{eff} = P_E / \varepsilon_0 E_m \,,\ \varepsilon''_{eff} = \mathrm{tg}\delta \cdot \varepsilon'_{eff} \,,$$

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{S}{\pi E_m P_E},$$

где E_m – амплитуда синусоидального поля при измерении петель поляризации; P_E – значение поляризации при поле E_m; ε_0 – электрическая постоянная, S – площадь петли сегнетоэлектрического гистерезиса.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 показано поведение петель поляризации (ПП) на частоте измерительного поля ν = 0,1 Гц для трех температур: T = 14 °C, T = 23 ºC и T = 62 ºC при условии, когда образец не освещался (*а*) и при освещении образца (*б*). Отметим, что выбранные значения температур (T = 62 °C, T = 23 ºC и T = 14 ºC) находятся внутри области размытого фазового перехода в керамике SBN-75, о чем было показано ранее в [5] при измерении температурных зависимостей $\varepsilon'(T)$ и $\varepsilon''(T)$ в слабых полях.

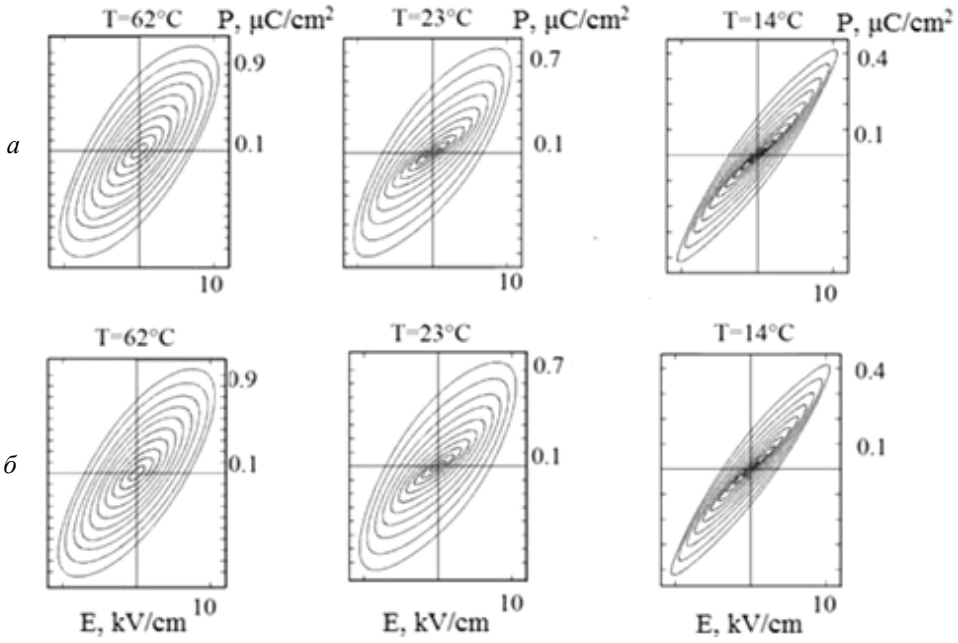


Рис. 1. Петли поляризации керамики SBN-75 в зависимости амплитуды поля для частоты измерительного поля 0.1 Гц при различных температурах T = 62 °C, T = 23 °C и T = 14 °C для неосвещенного (*а*) и освещенного образца (*б*)

Помимо того, что данный материал проявляет релаксорные свойства, в [5] было также установлено заметное возрастание в этом материале диэлектрических потерь при частотах ν менее 10 Гц, что связывалось с влиянием процессов проводимости в керамике SBN-75 при температурах выше +80 °C.

Из рис. 1 видно, что при T = 62 °C на частоте 0,1 Гц существенно проявляется релаксация поляризации, выражающаяся в овалообразной форме петель, что согласуется с выводами [5] о существенном влиянии проводимости в исследуемой области температур данного материала. Как видно из рис. 1, понижение температуры до T = 23 °C не изменяет общего характера ПП, и только при температуре ниже комнатной (T = 14 °C) заметен типичный отклик сегнетоэлектрического материала, где наблюдается рэлеевский характер петель поляризации при амплитудах прикладываемых полей, меньших коэрцитивных [6]. Таким образом, в данном случае выделить сегнетоэлектрическую поляризацию на такой низкой частоте можно только при температурах $T < T_{ком}$, так как при более высоких температурах она полностью «подавляется» процессами релаксации не сегнетоэлектрической природы.

Из сравнения ПП при T = 62 °C для освещенного и неосвещенного образца выявляется, что освещение уменьшает общую площадь петли поляризации – петли сужаются. Для определения количественных оценок по влиянию освещения на характер поляризационных процессов авторами использовались так называемые

эффективные параметры, получаемые при компьютерной обработке ПП – эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon'_{\text{eff}}$, эффективные диэлектрические потери $\varepsilon''_{\text{eff}}$ и эффективный тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_{\text{eff}}$.

На рис. 2 представлены полевые зависимости $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ на частоте 0,1 Гц при T = 62 °C до и после освещения керамики SBN-75. Из этого рисунка следует, что как в одном, так и в другом случае возникают аномалии на кривых $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$: в первом случае (*а*) – в виде локального максимума $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ при напряженности электрического поля $E \approx 8 \div 8{,}5$ кВ/см и в виде плато на кривой $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ в области $6 \div 8$ кВ/см; во втором (*б*) – в виде плато $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ при $E \approx 8 \div 10$ кВ/см и в виде излома кривой $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ в области $E \approx 7 \div 8$ кВ/см.

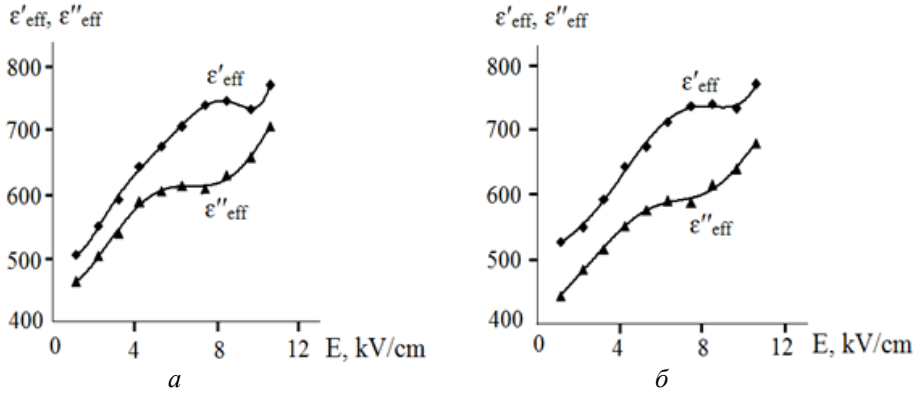


Рис. 2. Полевые зависимости $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ на частоте 0,1 Гц при T = 62 °C для неосвещенного (*а*) и освещенного (*б*) образца SBN-75

Данное поведение характеристик процесса поляризации при T = 62 °C (меньшей, чем T_m) может указывать на то, что дополнительный максимум $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ образуется вследствие насыщения поляризации $P(E)$ и что поле, при котором возникает размытый максимум $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ соответствовало бы коэрцитивному полю E_c, когда сегнетоэлектрический материал, находящийся в полярной фазе, начинает «переключаться» при подаче сильного внешнего поля. Однако вид петель поляризации при T = = 62 °C (рис. 1), где они при всех амплитудах представляют собой практически овалы, не позволяет связать проявление отмеченных аномалий с сегнетоэлектрическим характером переключения поляризации.

Наиболее вероятной причиной данных аномалий является существенная релаксация объемного заряда при T = 62 °C и частоте 0,1 Гц.

Необходимо учитывать то, что при обработке ПП в компьютерной программе фиксируется значение поляризации P_E при максимальной амплитуде $E_{\max}$, когда, в случае сегнетоэлектрического материала, поляризация практически всегда имеет максимальное значение. В случае овальных петель поляризации максимальной амплитуде поля соответствует меньшее значение поляризации, чем наблюдаемое при уменьшении напряженности поля – «обратном ходе» петель (рис. 1). Вследствие этого при увеличении амплитуды $E_{\max}$, когда значения поляризации мало чем отличаются при прямом и обратном ходе, сначала наблюдается рост значений $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$, а затем, при больших амплитудах (E ~ 8,5 кВ/см), рост $\varepsilon'_{\text{eff}}$ замедляется и образуется локальный минимум $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$.

При дальнейшем повышении амплитуды вновь происходит увеличение значений $\varepsilon'_{\text{eff}}$, и особенно $\varepsilon''_{\text{eff}}$. Этот рост связан с тем, что при превышении некоторой величины электрического поля ($E_{\text{кр}}$) существенно возрастает вклад сквозной проводимости в образце. Такое явление наиболее ярко заметно в поведении тангенса потерь $\text{tg}\delta_{\text{eff}}$, амплитудные зависимости которого представлены на рис. 3.

Из сравнения значений полученных эффективных параметров в неосвещенном и освещенном образце следует, что влияние освещения проявляется именно в изменениях $\text{tg}\delta_{\text{eff}}$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}$. Освещение приводит, во-первых, к понижению значений $\varepsilon''_{\text{eff}}$, во-вторых, к сдвигу положения аномалии $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ в сторону

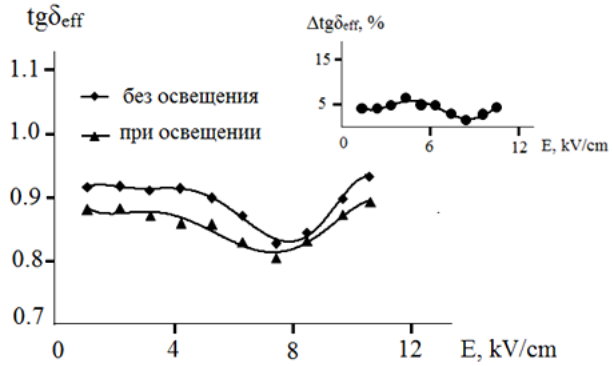


Рис. 3. Полевые зависимости $\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}}(E)$ на частоте 0.1 Гц при температуре T = 62 °C. Врезка иллюстрирует поведение относительного изменения $\Delta\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}}$ после освещения образца:

$$\Delta\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}} = \left(\mathrm{tg}\delta_{eff_нет} - \mathrm{tg}\delta_{eff_свет}\right) \Big/ \mathrm{tg}\delta_{eff_\max}$$

больших амплитуд E. Учитывая то, что основной вклад в релаксацию поляризации вносит объемный заряд вследствие повышения проводимости при $T > T_{ком}$, то выявленное уменьшение диэлектрических потерь при освещении образца связано с влиянием данного типа освещения именно на проводимость материала.

Согласно [3], при освещении сегнетоэлектрика появляются неравновесные носители, которые, в данном случае, будут приводить к уменьшению объемного заряда за счет компенсации заряда на границах зерен и приэлектродных областях, что способствует уменьшению влияния объемного заряда на процессы релаксации поляризации.

Таким образом, из полученных результатов можно заключить, что освещение видимым светом влияет, в основном, на характер релаксации объемного заряда в керамике SBN.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Лайнс, М.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы / М. Лайнс, А. Гласс. – М.: Мир, 1981. – 736 с.

2. *Glass, A. M.* Highvoltage Bulk Photovoltaik ettect and the Photovoltaik ettect and the Photorefractive process in $LiNbO_3$ / A. M. Glass, D. Von der Linbe, T. J. Nerren // Appl. Phys. Lett., 1974. – Vol. 25. – No 4. – P. 233–236.

3. *Фридкин, В. М.* Фотосегнетоэлектрики / В. М. Фридкин. – М.: Наука, 1979. – 264 с.

4. Тонкопленочный конденсатор M/Pb(ZrTi)O_3/M как поляризационно-чувствительный фотоэлемент / Л. А. Делимова [и др.] // ФТТ. – 2009. – Т. 51. – Вып. 6. – С. 1149–1153.

5. *Bormanis, K.* Relaxor Properties of Barium-Strontium Niobate Ceramics / K. Bormanis, A. I. Burkhanov, S. V. Mednhikov, L. T. Nhan, A. Kalvane, M. Antonova // Ferroelectrics, 2011. – Vol. 417. – No 1. – P. 58–62.

6. Барфут, Дж. Полярные диэлектрики и их применения / Дж. Барфут, Дж. Тейлор. – М.: Мир, 1981. – 456 с.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ МЕТРОЛОГИИ

УДК 681.58

Ю. П. Муха, В. С. Поляков, С. В. Поляков

Y. P. Muha, V. S. Poljakov, S. V. Poljakov

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕОРИИ АВТОМАТОВ, МАШИН ТЬЮРИНГА И СЕТЕЙ ПЕТРИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ КОНЦЕПЦИИ НЕЙРОПОДОБНЫХ СИСТЕМ

USE OF THE THEORY OF AUTOMATA, TURING MACHINES AND PETRI NETS FOR CREATING THE CONCEPT OF NEURAL SYSTEMS

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: vt@vstu.ru

В работе рассматривается возможность использования математического аппарата матриц инцидентора для разрабатываемых нейроподобных систем с параллельным функционированием элементов, строящихся на базе нейронных сетей, конечных автоматов, машин Тьюринга и сетей Петри.

Ключевые слова: граф, конечный автомат, сеть Петри, параллелизм.

In this paper the concept of creating a developed neural systems, showing its advantages in comparison with existing ones. Describes a new technique based on the use of elements of the theory of automata, Turing machines and Petri nets.

Keywords: graph, finite automaton, Petri net, parallelism.

При построении формального описания сложных систем используются в основном четыре различных подхода: метод конечных или функциональных автоматов; метод задания сетей Петри; метод задания нейронных сетей; метод, базирующийся на описании машин Тьюринга [1]. В настоящей работе показано, что приняв за основу нейронную сеть (НС) и используя перечисленные методы в качестве вспомогательных, взаимодействующих с НС, можно получить подход, позволяющий синтезировать сложные нейросетевые системы с совершенно иных позиций.

Теория автоматов (*ТА*) в своем наиболее классическом определении – раздел дискретной математики, изучающий абстрактные автоматы, представляемые в виде математических моделей [1].

Отметим, что теория автоматов наиболее тесно связана с теорией построения алгоритмов и их применением для решения практических задач. *Конечный автомат* (*КА*) – объект, осуществляющий пошаговое преобразование дискретной информации в дискретные моменты времени. Конечный результат, таким образом, формируется исходя из шагов заданного разработчиком алгоритма. Объект же, что особо важно для некоторых задач, может быть как гипотетический, так и материальный. Это позволяет нам применять теорию КА как для чисто теоретических исследований, так и для решения сугубо практических задач.

Математик и исследователь Алан Тьюринг впервые с должной степенью проработки описал так называемую машину Тьюринга – абстрактное устройство, в теории обладающее всеми свойствами современной вычислительной техники.

Исследования Тьюринга и его последователей о «вычислимых и невычислимых задачах» позволили разделить задачи относительно эффективности решения на вычислительных машинах на две основные группы:

– задачи, которые могут быть решены эффективно;

– задачи «труднорешаемые», которые могут быть решены принципиально, но потребуют для этого много машинного времени.

После обоснования подобного разделения исследователями приводились четкие доказательства [1] того, что даже при экспоненциальном росте быстродействия ЭВМ возможность решения большинства «труднорешаемых» задач маловероятна.

Современные вычислительные устройства достигли быстродействия, на порядки более высокого, нежели в те времена; однако возросла и сложность задач, которые ставятся перед разработчиками сложных систем в науке и промышленности. К тому же, здесь возникли проблемы параллелизма, в большинстве случаев переводимые в область подмены его псевдопараллелизмом, когда за счет мощностей ЭВМ параллельные операции заменяются множеством последовательных. С возрастанием сложности систем подобный подход становится все менее и менее эффективным, поэтому разработчикам требуется инструмент, созданный специально для моделирования систем с параллельными взаимодействующими компонентами.

Такой инструмент под названием *сети Петри* впервые предложил Карл Адам Петри, сформулировав основные понятия теории связи асинхронных компонент вычислительной системы. Но у сетей Петри обнаружился серьезный недостаток: при увеличении числа параллельно функционирующих компонентов системы увеличивается и число возможных состояний сети. Как только оно перевышает несколько сотен, сеть Петри теряет свою эффективность, то есть она демонстрирует эффективнную работу лишь в случае несложных циклических моделей.

В [1–4] показано, что как нейронная сеть, так и сеть Петри, конечный автомат и машина Тьюринга могут быть представлены графом или композицией графов. Если к любому скрытому слою нейронной сети подсоединить сеть Петри, конечный автомат или машину Тьюринга, получим сеть, которая уже не будет нейронной. Назовем такую сеть *нейроподобной*:

Рис. 1. Структура нейроподобнной сети

Как известно, и конечные автоматы, и сети Петри, и машины Тьюринга описываются своими, соответствующими только им способами. Но в каждом из методов используются элементы теории графов: например, конечные автоматы представляются «графоидами» и матрицами соединений [2, 3]; сети Петри описываются двудольными графами.

Следовательно, необходим такой математический аппарат, который позволяет задавать любую из вышеперечисленных структур, пригодный для описания большого числа параллельно функционирующих компонентов. Такой аппарат был разработан для описания технологических процесссов с параллельно функционирующими компонентами [5–7], а затем распространен на конечные автоматы и сети Петри.

В качестве примера рассмотрим простейшую нейроподобную сеть с одним скрытым слоем, с которым соединена сеть Петри (рис. 2):

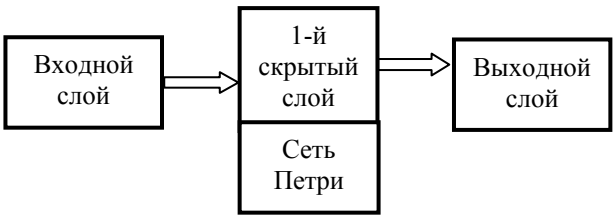


Рис. 2. Структура нейроподобнной сети

На рис. 3 показан оператор нейроподобной сети. В связи с громоздкостью данного оператора (нейронная сеть + сеть Петри) представим его в блочном виде. Это дает нам более наглядное представление и позволяет рассматривать во всех подробностях лишь тот блок, который необходим в настоящий момент.

Более подробно нейроподобная сеть (нейронная сеть + сеть Петри) представлена на рис. 4.

$$
M=\begin{array}{|cccccccccc|cccccccccc|cccccccccc|cccccccccc|}
\hline
V_1x_1V_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_1x_1\tau_1T_1 & V_1x_1\tau_2T_2 & \cdots & V_1x_1\tau_jT_j & \cdots & V_1x_1\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & V_2x_2V_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_2x_2\tau_1T_1 & V_2x_2\tau_2T_2 & \cdots & V_2x_2\tau_jT_j & \cdots & V_2x_2\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & V_\alpha x_\alpha V_\alpha & 0 & 0 & V_\alpha x_\alpha\tau_1T_1 & V_\alpha x_\alpha\tau_2T_2 & \cdots & V_\alpha x_\alpha\tau_jT_j & \cdots & V_\alpha x_\alpha\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_ax_aV_a & V_ax_a\tau_1T_1 & V_ax_a\tau_2T_2 & \cdots & V_ax_a\tau_jT_j & \cdots & V_ax_a\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_1\tau_1T_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_1\tau_1\omega_1W_1 & T_1\tau_1\omega_2W_2 & \cdots & T_1\tau_1\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_1\tau_1\omega_eW_e & T_1\tau_1\pi_1P & T_1\tau_1\pi_2P & T_1\tau_1\pi_3P_3 & \cdots & T_1\tau_1\pi_jP_j & T_1\tau_1\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_1\tau_1\pi_{m-1}P_{m-1} & T_1\tau_1\pi_mP_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_2\tau_2T_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_2\tau_2\omega_1W_1 & T_2\tau_2\omega_2W_2 & \cdots & T_2\tau_2\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_2\tau_2\omega_eW_e & T_2\tau_2\pi_1P & T_2\tau_2\pi_2P_2 & T_2\tau_2\pi_3P & \cdots & T_2\tau_2\pi_jP_j & T_2\tau_2\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_2\tau_2\pi_{m-1}P_{m-1} & T_2\tau_2\pi_mP_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_i\tau_iT_i & 0 & 0 & 0 & T_i\tau_i\omega_1W_1 & T_i\tau_i\omega_2W_2 & \cdots & T_i\tau_i\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_i\tau_i\omega_eW_e & T_i\tau_i\pi_1P_1 & T_i\tau_i\pi_2P & T_i\tau_i\pi_3P_3 & \cdots & T_i\tau_i\pi_jP_j & T_i\tau_i\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_i\tau_i\pi_{m-1}P_{m-1} & T_i\tau_i\pi_mP_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_k\tau_kT_k & & T_k\tau_k\omega_1W_1 & T_k\tau_k\omega_2W_2 & \cdots & T_k\tau_k\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_k\tau_k\omega_eW_e & T_k\tau_k\pi_1P_1 & T_k\tau_k\pi_2P_2 & T_k\tau_k\pi_3P_3 & \cdots & T_k\tau_k\pi_jP_j & T_k\tau_k\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_k\tau_k\pi_{m-1}P_{m-1} & T_k\tau_k\pi_mP_m \\
\hline
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_1\omega_1W_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_1\pi_1P_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_2\omega_2W_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_2\pi_2P_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3\pi_3P_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_\varepsilon\omega_\varepsilon W_\varepsilon & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_e\omega_eW_e & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_1\tau_1T_1 & P_1\tau_1\tau_2T_2 & \cdots & P_1\tau_1\tau_jT_j & \cdots & P_1\tau_1\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_1\pi_1P_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_2\tau_2\tau_1T_1 & P_2\tau_2\tau_2T_2 & \cdots & P_2\tau_2\tau_jT_j & \cdots & P_2\tau_2\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_2\pi_2P_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3\tau_3\tau_1T_1 & P_3\tau_3\tau_2T_2 & \cdots & P_3\tau_3\tau_jT_j & \cdots & P_3\tau_3\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3\pi_3P_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_j\tau_j\tau_1T_1 & P_j\tau_j\tau_2T_2 & \cdots & P_j\tau_j\tau_jT_j & \cdots & P_j\tau_j\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_j\pi_jP_j & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_1T_1 & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_2T_2 & \cdots & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_jT_j & \cdots & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{j+1}\pi_{j+1}P_{j+1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_1T_1 & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_2T_2 & \cdots & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_jT_j & \cdots & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{m-1}\pi_{m-1}P_{m-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_m\tau_m\tau_1T_1 & P_m\tau_m\tau_2T_2 & \cdots & P_m\tau_m\tau_jT_j & \cdots & P_m\tau_m\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_m\pi_mP_m \\
\hline
\end{array}
$$

Рис. 3. Оператор нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри)

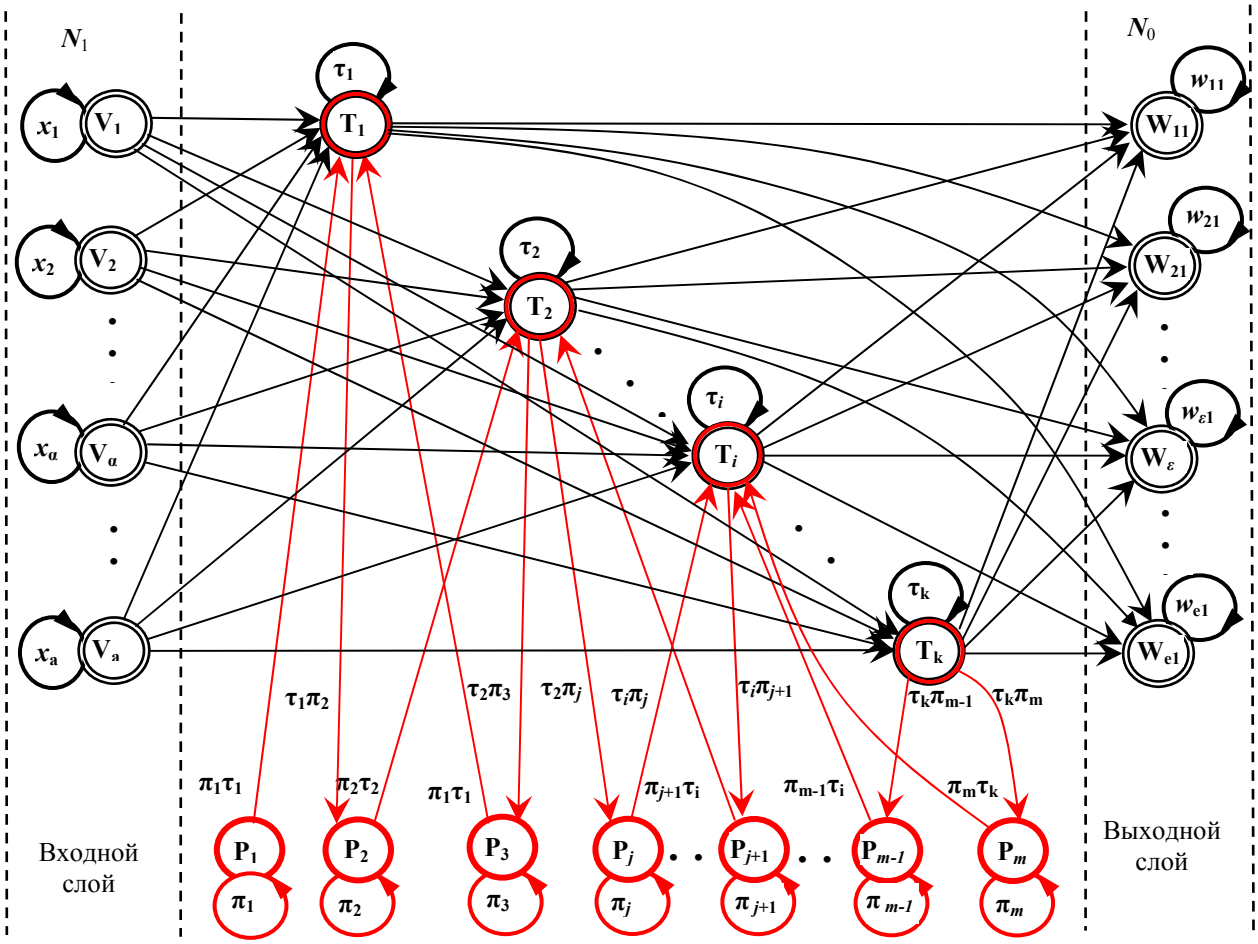


Рис. 4. Граф нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри)

$$M_{\text{НПС}}=\begin{Vmatrix} V & V\text{-}T & 0 & 0 \\ 0 & T & T\text{-}W & T\text{-}P \\ 0 & 0 & W & 0 \\ 0 & P\text{-}T & 0 & P \end{Vmatrix}$$

Рис. 5. Оператор нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри) в блочном виде

Ниже приведены элементы-блоки этой матрицы:

V – входной слой;

T – элементы сети Петри (вершины переходов);

W – выходной слой;

P – слой решателей (вершины позиций сети Петри);

V-T – переход от вершин входного слоя к вершинам переходов сети Петри;

T-W – переход от вершин переходов сети Петри к вершинам выходного слоя;

T-P – переход от вершин переходов сети Петри к ее вершинам позиций;

P-T – переход от вершин позиций сети Петри к ее вершинам переходов.

Запишем в качестве примеров несколько представленных блоков в виде соответствующих операторов.

Подставив вышеприведенные блоки в матрицу рис. 5, получим матрицу инцидентора нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри) рис. 3.

$$\boldsymbol{M}_{\mathrm{V}}=\begin{Vmatrix} V_1x_1V_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & V_2x_2V_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & V_\alpha x_\alpha V_\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_a x_a V_a \end{Vmatrix}$$

$$\boldsymbol{M}_{\text{T-P}}=\begin{Vmatrix} T_1\tau_1\pi_1P & T_1\tau_1\pi_2P & T_1\tau_1\pi_3P_3 & \cdots & T_1\tau_1\pi_jP_j & T_1\tau_1\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_1\tau_1\pi_{m-1}P_{m-1} & T_1\tau_1\pi_mP_m \\ T_2\tau_2\pi_1P & T_2\tau_2\pi_2P_2 & T_2\tau_2\pi_3P & \cdots & T_2\tau_2\pi_jP_j & T_2\tau_2\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_1\tau_1\pi_{m-1}P_{m-1} & T_2\tau_2\pi_mP_m \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ T_i\tau_i\pi_1P_1 & T_i\tau_i\pi_2P & T_i\tau_i\pi_3P_3 & \cdots & T_i\tau_i\pi_jP_j & T_i\tau_i\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_i\tau_i\pi_{m-1}P_{m-1} & T_i\tau_i\pi_mP_m \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ T_k\tau_k\pi_1P_1 & T_k\tau_k\pi_2P_2 & T_k\tau_k\pi_3P_3 & \cdots & T_k\tau_k\pi_jP_j & T_k\tau_k\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_k\tau_k\pi_{m-1}P_{m-1} & T_k\tau_k\pi_mP_m \end{Vmatrix}$$

Рис. 6. Примеры блоков, составляющих оператор нейроподобной сети

На рис. 6 приведены примеры блоков, составляющих оператор нейроподобной сети.

При рассмотрении четырехслойной нейроподобной сети (рис. 7) блочная матрица инцидентора которой представлен на рис. 8, с ней могут быть объединены уже две сети Петри.

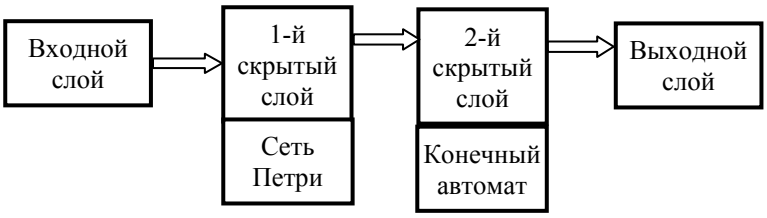


Рис. 7. Структура нейроподобнной сети

$$\mathrm{M_{HC}}=\begin{Vmatrix} \boldsymbol{V} & \boldsymbol{V}\text{-}\boldsymbol{T} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{T}^1 & \boldsymbol{T}^1\text{-}\boldsymbol{T}^2 & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{T}^2 & \boldsymbol{T}^2\text{-}\boldsymbol{W} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{W} \end{Vmatrix}$$

Рис. 8. Блочная матрица оператора четырехслойной нейроподобной сети

Представим второй и третий слои этой сети, как и в первом случае, соответствующими сетями Петри, вершины переходов которых являются вершинами второго и третьего слоев нейронной сети. Таким образом, получим нейроподобную сеть, но уже с двумя промежуточными слоями.

На рис. 9 представлена блочная матрица оператора этой нейроподобной сети.

$$\mathrm{M_{HC}}=\begin{Vmatrix} \boldsymbol{V} & \boldsymbol{V}\text{-}\boldsymbol{N}^1 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^1 & \boldsymbol{N}^1\text{-}\boldsymbol{N}^2 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^1\text{-}\boldsymbol{P}^1 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^2 & \boldsymbol{N}^2\text{-}\boldsymbol{W} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^2\text{-}\boldsymbol{A}^2 \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{W} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{P}^1\text{-}\boldsymbol{N}^1 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{P}^1 & \boldsymbol{P}^1\text{-}\boldsymbol{T}^1 & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{T}^1\text{-}\boldsymbol{P}^1 & \boldsymbol{T}^1 & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{A}^2\text{-}\boldsymbol{N}^2 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{A}^2 \end{Vmatrix}$$

Рис. 9. Блочная матрица оператора

V – входной слой;

N^1 – элементы, являющиеся первым слоем нейронной сети;

N^2 – элементы, являющиеся вторым слоем нейронной сети;

W – выходной слой;

P^1 – слой решателей, являющийся вершинами позиций сети Петри ;

T^1 – слой решателей, являющийся вершинами переходов сети Петри ;

A^2 – слой решателей, являющийся вершинами конечного автомата;

V-N^1 – переход от вершин входного слоя к первому слою нейронной сети;

N^1-N^2 – переход между вершинами слоев нейронной сети;

N^2-W – переход от вершин второго слоя нейронной сети к вершинам выходного слоя;

N^1-P^1 – переход от вершин первого слоя нейронной сети к вершинам позиций сети Петри ;

N^2-A^2 – переход от вершин второго слоя нейронной сети к входам КА;

A^2-N^2 – переход от выходов КА к второго слоя нейронной сети;

P^1-T^1 – переход от вершин позиций сети Петри 2 к вершинам переходов сети Петри;

T^1-P^1 – переход от вершин переходов сети Петри к вершинам позиций сети Петри.

Оператор функционирования четырехслойной нейроподобной сети из-за своей громоздкости не приводится. Однако она по сути своей будет соответствовать матрице, показанной на рис. 3.

Нейроподобные системы, основывающиеся на представленной выше методике, способны работать со сложными зависимостями, в том числе нелинейными, что делает их практически незаменимыми при разработке систем управления, контроля и диагностики. Также стоит отметить, что данные системы способны самосовершенствоваться, обучаясь в процессе использования по специально разработанным алгоритмам. Использование таких структур предоставляет широкие возможности для поиска эффективных решений самых различных задач, многие из которых ранее не имели решения с удовлетворительной точностью.

Также не стоит забывать, что структуру нейроподобной сети можно представить в виде графа, так как сеть Петри представляет собой двудольный граф, а нейронная сеть – полихромный граф. Подобный аспект позволяет нам использовать как аппарат теории графов, так и элементы теории предикатов, что следует из опыта работы с матрицей инцидентора, ее оператором и прочими разработками авторов [6, 7].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Хопрофт, Д.* Введение в теорию автоматов, языков и вычислений. /Д. Хопкрофт, Р. Мотвани, Д. Ульман. – М.: Вильямс, 2002. – 528 с.

2. *Мелихов, А. Н.* Ориентированные графы и конечные автоматы / А. Н. Мелихов. – М.: Наука, 1971. – 416 с.

3. *Зыков, А. А.* Теория конечных графов / А. А. Зыков. – Новосибирск : Наука, 1968. – 545 с.

4. *Муха, Ю. П.* Нейросетевые измерительные системы. Диагностика состояния сложных объектов / Ю. П. Муха, М. Г. Скворцов. – М.: Радиотехника, 2007. – 336 с.

5. *Поляков, С. В.* Построение модели для диагностирования технологических процессов с использованием графов / С. В. Поляков, С. Б. Сластинин // Контроль. Диагностика. – 2001. – № 2. – С. 46–48.

6. *Поляков, В. С.* Моделирование параллельно протекающих процессов блоками взаимодействующих компонентов / В. С. Поляков, С. В. Поляков // Контроль. Диагностика. – 2008. – № 8. – С. 70–73.

7. *Поляков, В. С.* Использование экстраполирующей модели для управления, контроля и диагностики технологических процессов / В. С. Поляков, С. В. Поляков // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 1 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2004. – (Серия «Автоматизация технологических процессов в машиностроении» ; вып. 1). – С. 53–55.

8. *Галушкин, А. И.* Нейрокомпьютеры и их применение. Кн. 8. Нейросетевые системы управления : учеб. пособие для вузов под общ. ред. А. И. Галушкин. – М.: ИНРЖР, 2002. – 480 с.

УДК 658.562:681

В. А. Секачёв
V. A. Sekashev

СПОСОБ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУР ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ В КАТЕГОРНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ И ОБРАТНО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПЕРАЦИИ ПРИСОЕДИНЕНИЯ

OF WAY THE TRANSFORMATION OF THE STRUCTURES OF THE MEASURING SYSTEMS IN CATEGORIES EXPRESSIONS AND BACK WITH USE THE OPERATIONS OF THE JOINING

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: vt@vstu.ru, viktor-sv@vstu.ru

В статье рассматривается алгоритм преобразования структуры, представленной в виде графа, на категорные выражения и обратно с программной реализацией. Рассмотрена возможность применения операции присоединения для формирования сложных структур ИС из простых структур.

Ключевые слова: алгоритм, категории, категорные выражения, информационно-измерительные системы, категорные диаграммы.

In article is considered algorithm of the transformation of the structure, presented in the manner of column on categories of the expression and with programmed realization back. The Considered possibility of the using to operations of the joining for shaping the complex structures IS from simple structures.

Keywords: algorithm, categories, category expressions, information and measuring systems, category charts.

Введение

При проектировании сложных ИИС в условиях, когда знания о проектируемом объекте являются неполными, неточными, противоречивыми и, чаще всего, быстро меняющимися, используется аппарат категорий, позволяющий строить структурные схемы по задаваемым выражениям, а потом и объединять их в структурные схемы.

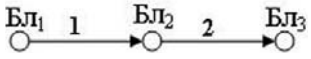
При проектировании ИИС целесообразно использовать СВТ, так как список категорий и диаграмм может быть очень большой. Пока он приведен для линейных преобразователей, без использования переходов и циклов.

При проектировании сложных ИИС, когда встает задача построения полной структуры, необходимо постоянно оперировать десятками, если не сотнями, различных параметров. При этом имеется в виду, что сложная ИИС состоит как минимум из двух подсистем, а любая подсистема также – из двух (и более) частей и т. д.

Анализ частей требований заказчика и построение сразу всей структуры в целом, даже предварительной, связано с огромными трудозатратами, так как даже при правильной классификации параметров может получиться структура, схемотехническая реализация которой будет невозможна. Построение при помощи случайной генерации структуры [8] с последующей ее корректировкой тоже лишено смысла, так как в этом случае возрастают трудозатраты на проектирование, даже с использованием возможных средств автоматизации проектирования.

Гораздо удобнее спроектировать одну подсистему (если предположить, что при проектировании соблюдается структурно-иерархический метод с использованием модели процессов, которая в настоящее время применяется гораздо чаще, чем модель предметов), которая выполняет одну какую-либо функцию, либо служит одним из ее измерительных каналов.

Пусть дана простейшая категория, соответствующая графовой структуре:



(1)

Соответственно, запись в категорном выражении примет вид:

$$Hom_1(Бл_1, Бл_2) \times Hom_1(Бл_2, Бл_3) \rightarrow Hom_{1,2}(Бл_1, Бл_3). \quad (2)$$

Можно предположить такую интерпретацию: $Бл_1$ – источник входного воздействия; $Бл_2$ – некоторый преобразователь; $Бл_3$ – приемник выходного воздействия. При структурном проектировании сложного технического объекта, когда имеют место сотни, а то и тысячи преобразователей входных воздействий, каждый из которых получает информацию от предыдущего преобразователя и формирует ее для других преобразователей, последний можно предста-

вить в виде совокупности простейших категорий. Любую категорную запись, представляющую собой выражение (2), можно преобразовать в графовую структуру (1). Объединив категорные записи для одной ИИС в структуру и выделив общие компоненты, можно получить структуру проектируемой ИИС. О полноте полученной структуры можно судить по неразрывности графа полученной структуры.

Данную модель целесообразно использовать при создании малых и средних структур с большой степенью интеграции, допускающих программное управление (микроконтроллеры, как простые, так и со встроенными компонентами ИИС: АЦП, нормализаторами и т. д.). Это подходит и для варианта, когда вся функциональность ИИС сосредоточена внутри одной большой (сверхбольшой) интегральной схемы.

Известно, что направленный граф можно разложить на категорные диаграммы, которые отображаются как в виде направленных графов, так и в виде категорных выражений, по виду напоминающих алгебраические выражения. Как известно, из алгебраических категорных выражений можно построить граф, притом единственный. А из одного графа можно получить несколько списков категорных выражений. Простейшая категория будет эквивалентна отображению «источник входящего сигнала -> преобразователь -> приемник выходящего сигнала». Простейшее алгебраическое выражение подобной категории будет иметь вид:

$Hom_{интерфейс1}$(Источник,Преобразователь) x

$Hom_{интерфейс2}$(Преобразователь, Приемник) ->

$Hom_{интерфейс1,\ интерфейс2}$ (Источник, Приемник).

Пусть одна подсистема S_h имеет линейную структуру:

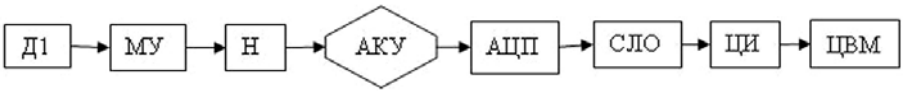


Рис. 1. Фрагмент одноканальной измерительной системы

Здесь приняты следующие сокращения: Д1 – датчик, выполняющий преобразование физической величины меры M_h; МУ – масштабирующий усилитель; Н – нормализатор; АКУ – аналоговое коммутирующее устройство; АЦП – аналогово-цифровой преобразователь; СЛО – средства логической обработки; ЦИ – цифровой измеритель; ЦВМ – цифровая вычислительная машина.

Можно предложить следующее функционально-логическое описание. Измеряемая физическая величина через датчик (Д1) преобразуется в слабый электрический сигнал, который, проходя через масштабирующий усилитель (МУ) и нормализатор (Н), поступает на аналоговое коммутирующее устройство (АКУ), после которого сигнал преобразуется в цифровую форму; далее, пройдя цифровую обработку средствами логической обработки (СЛО); измеренная физическая величина, преобразованная в цифровой сигнал, отображается в единицах требуемой физической меры и затем поступает для обработки в цифровую вычислительную машину (ЦВМ).

Имеем аналогичную подсистему S_q, измеряющую несколько физических величин:

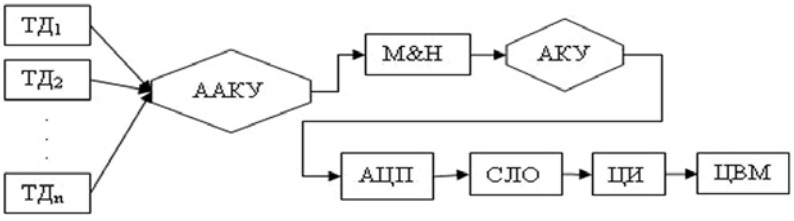


Рис. 2. Фрагмент одноканальной измерительной системы с аналоговым коммутирующим устройством

Здесь приняты сокращения: $ТД_1$, $ТД_2$, …, $ТД_n$ – набор датчиков, измеряющих физическую величину меры M_q; ААКУ – активное аналоговое коммутирующее устройство; M&H – комбинированный масштабирующий усилитель и нормализатор; АКУ – аналоговое коммутирующее устройство; АЦП – аналогово-цифровой преобразователь; СЛО – средства логической обработки; ЦИ – цифровой измеритель; ЦВМ – цифровая вычислительная машина.

Функционально-логическое описание можно предложить следующее – множество сигналов, измеряющих физическую величину меры M_q, из-за малых электрических характеристик коммутируются при помощи активного АКУ, а нормализируется и масштабируется сигнал свертки этих сигналов от датчиков $ТД_1$, $ТД_2$, …, $ТД_n$, после чего поступает на аналоговое коммутирующее устройство (АКУ), которое преобразует сигнал в цифровую форму; далее, пройдя цифровую обработку (СЛО), измеренная физическая величина, преобразованная в цифровой сигнал, отображается в единицах требуемой физической меры, и затем поступает для обработки в цифровую вычислительную машину (ЦВМ).

Пусть стоит задача композиции подсистем S_h и S_q. При внимательном рассмотрении обеих структур можно заметить, что и там, и там есть элементы с одинаковыми названиями (АКУ, АЦП, СЛО, ЦИ, ЦВМ). Следовательно, эти компоненты можно сделать общими компонентами системы S_i, которая будет иметь вид:

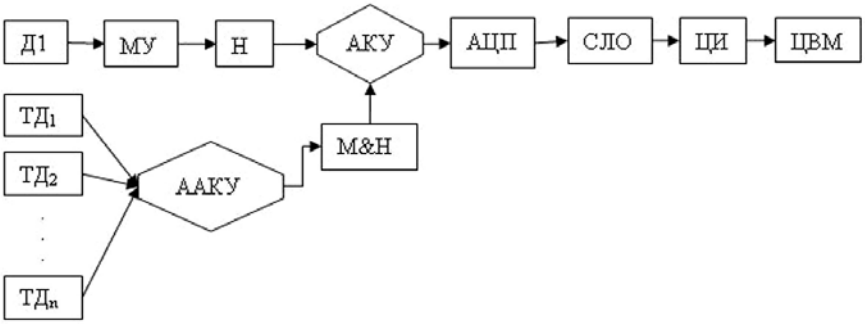


Рис. 3. Фрагмент двухканальной измерительной системы с активным аналоговым коммутирующим устройством (композиция измерительных систем на рис. 1 и 2)

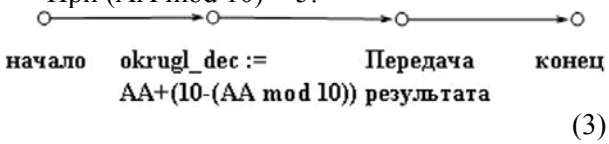
При построении автоматизированной системы с использованием направленных графов для представления структур это будет сводиться к добавлению графа к уже существующему, исключению повторяющихся вершин (с указанием той, которая остается) и формированию новых связей от компонентов добавленных структур. Эта процедура аналогична операции присоединения [4].

Любой измерительный процесс можно свести к линейному представлению [9]. Любой вычислительный процесс также можно свести к линейному представлению. По аналогии, если рассматривать вычислительный процесс, алгоритм которого может быть представлен в виде нескольких «цепочек» (правда, в зависимости от полных условий функционирования, учитывающих все возможные варианты развития событий), выполняться может какой-либо один из линейных алгоритмов (следования). Для примера, пусть имеем некоторый вычислительный процесс, описанный известным алгоритмическим языком:

```
// Функция округления чисел
function okrugl_dec(AA : integer) : integer;
begin
 IF (AA mod 10) > 5 then okrugl_dec := AA+(10-(AA mod 10))
   else okrugl_dec := AA-(AA mod 10);
end;
```

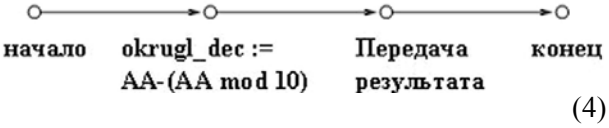
Если свести алгоритм этой блок-схемы к линейному, то можно получить:

При (AA mod 10) > 5:



(3)

При (AA mod 10) ≤ 5:



(4)

Соответственно, чем сложнее алгоритм, тем будет больше количество таких представлений. Если верно утверждение о представлении алгоритмов как вычислительных, так и измерительных в виде линейных структур, то возможно и обратное (см. выше).

Цикл также можно представить в виде линейных цепочек, если указать число повторений (при известном количестве итераций) или условия, при которых данный набор действий возможен.

Если использовать композицию всех линейных алгоритмов, то можно получить для алгоритма блок-схему, а для структуры измерительной системы – полную структуру измерительной системы.

Какова должна быть программная система для построения структур сложных ИИС, ИВК, АСУТП, средств для автоматизации эксперимента и т. д., если за логику функционирования ввести данный принцип? Как можно предположить, для построения одной из подсистем необходимо задать подусловие для функционирования, потом – последовательность преобразований. Задание этих параметров, при условии, что подразумевается линейный процесс преобразования, возможно и без графического редактора, в простом диалоговом режиме с использованием стандартных управляющих элементов, поддерживаемых операционной системой, в которой будет функционировать разрабатываемая программная подсистема.

Как провести контроль на полноту? Для этого должны быть изначально заданы условия, являющиеся конечными – количество каналов; количество измеряемых параметров; физическая природа измеряемых параметров; величина, измеряющаяся в конкретный момент времени, и т. д.

Алгоритм композиции для проектирования ИИС в виде блок-схемы имеет вид:

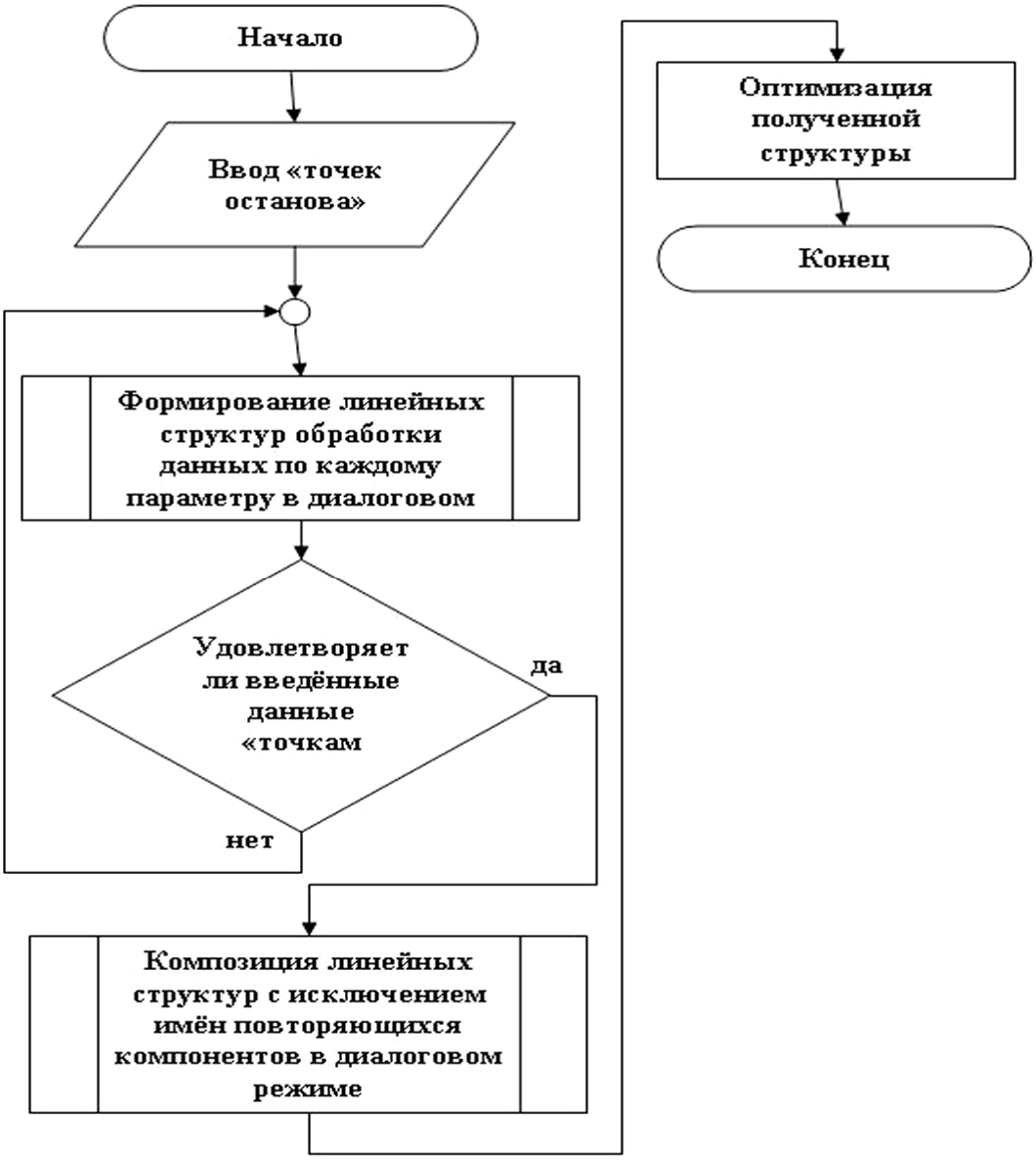


Рис. 4. Блок-схема алгоритма композиции структур

Выводы

1. И категорное, и более наглядное представление могут иметь место при проектировании структуры ИИС. Категорное представление – еще один формат данных, которым удобнее пользоваться в диалоговом взаимодействии «человек–ЭВМ».

2. Возможно программное преобразование категорного представления в граф и обратно.

3. Из операции теоретико-множественного отношения вытекает алгоритм композиции структур с указанием общих элементов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Бусленко, Н. П.* Моделирование сложных систем / Н. П. Бусленко. – М.: Наука, 1978. – 400 с.

2. *Касьянов, В. Н.* Графы в программировании: обработка, визуализация и применение / В. А. Евстигнеев, В. Н. Касьянов. – СПб.: БХВ. – Петербург, 2003. – 1104 с.

3. *Муха, Ю. П.* Теория и практика синтеза управляющего и информационного обеспечения измерительно-вычислительных систем / Ю. П. Муха, О. А. Авдеюк, В. М. Антонович. – Волгоград : Политехник, 2004. – 220 с.

4. *Муха, Ю. П.* Алгебраическая теория синтеза сложных систем / Ю. П. Муха, О. А. Авдеюк, И. Ю. Королева. – Волгоград : Политехник, 2003. – 320 с.

5. *Новиков, Ф. А.* Дискретная математика для программистов / Ф. А. Новиков. – СПб.: Питер, 2001. – 304 с.

6. *Секачёв, В. А.* Специализированный программный пакет для автоматизации проектирования измерительных систем / В. А. Секачев // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2003. – № 6. – С. 59–61.

7. *Цветков, Э. И.* Алгоритмические основы измерений / Э. И. Цветков. – Л.: Энергоатомиздат, 1992. – 320 с.

8. Функциональный оптимизатор структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613295 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

9. Модуль для оценки отклонений структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613259 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачев ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

10. Синтезатор структур измерительных систем из функционального уравнения : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613258 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

11. Редактор многоуровневых структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 200761260 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЯ

УДК 621.391.8:517.443

Д. А. Корочин

D. A. Korochin

МЕТОД СЕГМЕНТАРНОГО АНАЛИЗА ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КАРДИОСИГНАЛА
SEGMENTAL ANALYSIS METHOD OF MEASURING CARDIO

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd state technical university

E-mail: dmitriy.korochin@gmail.com

В работе представлен обзор методов сегментарного анализа электрокардиограмм (ЭКГ) и, в частности, нахождение одного из самых важных сегментов – ST; рассмотрены перспективы и цели, а также современные подходы сегментарного анализа; предложен метод автоматического обнаружения ST-сегмента и его отклонений от нормы.

Ключевые слова: вейвлет, ЭКГ, временная локализация, вейвлет-преобразование.

In this paper we review methods of segmental analysis of ECG and in particular to find one of the most important segments – ST; we consider the prospects and goals as well as modern approaches segmental analysis. Then we proposed a method for automatic detection and ST segment abnormalities. At the end of the description of performance and reliability of the algorithm.

Keywords: wavelet, ECG, temporal localization, the wavelet transform.

Сегментарный анализ перспективы и цели

Сегментарный анализ любой функции представляет собой исследование отдельных выделенных участков (сегментов) функции. Он особенно применим для так называемых локальных сигналов, к которым можно отнести кардиограмму. В структуре ЭКГ есть множество

фрагментов, называемых ключевыми событиями и эпохами, например QRS-комплекс или Т-волна (рис. 1).

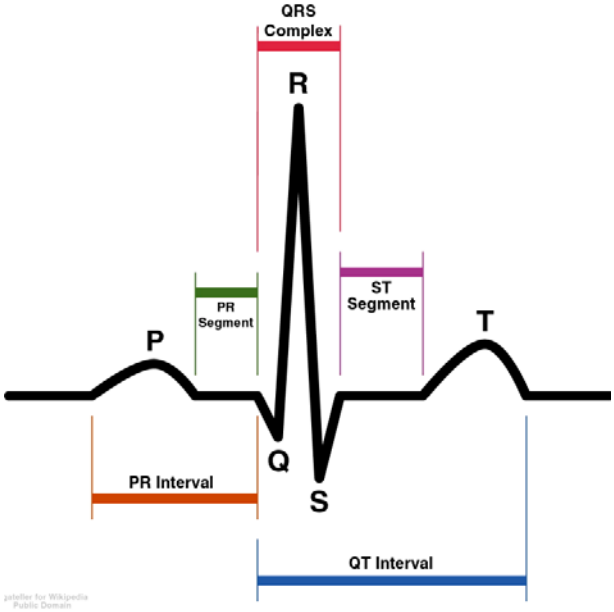


Рис. 1. Структура идеальной ЭКГ с ее основными событиями и эпохами

Сегментом ЭКГ является ее участок (например, сегмент RR – это расстояние между двумя пиками Rна ЭКГ). Он определяет частоту сердечных сокращений (ЧСС). Однако в ЭКГ есть более важные сегменты (например, ST). Этот сегмент имеет важное значение для диагностики таких заболеваний, как ишемическая болезнь сердца[1]. Фактически, сегментарный анализ позволяет без полного анализа ЭКГ, сфокусировавшись на отдельном ее участке, выявить серьезные сердечные заболевания.

Современная кардиографическая техника при амбулаторном исследовании ЭКГ дает возможность идентифицировать даже незначительные (≥15 мкВ) отклонения в амплитуде уровня ST-сегмента в ЭКГ, которые могут быть вызваны ишемией сердца, а также рядом других причин. Основные трудности при «ручном» анализе этих случаев, а также и при автоматизации сегментарного анализа связаны с медленным суточным изменением амплитуды. Кроме того, возможны неишемические изменения формы сегмента ST, которые появляются из-за сдвигов электрической оси сердца или из-за изменения проводимости в желудочках. Эти неишемические изменения могут быть значительными. Их проявление может быть похоже на реальную транзиторную ишемию, что усложняет как ручное, так и автоматическое обнаружение истинных эпизодов ишемии, фиксируемое линией ST- сегмента. Изменение во времени уровня ST-сегмента в отсутствие неишемических причин определяется отклонением от изолинии амплитуды ST-сегмента.

Возможны разные варианты и методики реализации сегментарного анализа (СА). При выборе методики реализации СА, следует принимать во внимание ее характеристики: точность метода, наличие у надежных методов предварительной обработки сигнала и время, затрачиваемое на обработку сигала.

Обзор подходов к сегментарному анализу

Разработка разнообразных автоматизированных систем для выявления транзиторной ишемической болезни через анализ ST-сегментов связана с созданием ESC DB [2], стандартизированных баз данных для разработки и оценки переходных моментов сегмента ST.

Традиционный анализ во временной области позволяет рассчитывать величину амплитуды сегмента ST, определенную для двух отведений ЭКГ [3, 4], или сравнивать среднеквадратичное значение между сегментом сердцебиения ST (или ST-T-комплекса) и средним значением, которое дает сегментарная модель [5, 6]. Известно преобразование Карунена – Лоэва (КЛП). В этом случае используют последовательные классификации коэффициентов ST-сегмента на основе КЛП в обычном варианте или видоизменением единицы признаков в КЛП-пространстве [7, 8]. Техника представления ST-T-интервала с использованием КЛП-коэффициентов была предложена в [9, 10] и использована для выявления ишемии путем включения фильтров и разделения КЛП-коэффициентов во времени [11]. В работе [12] были предложены адаптивные оценки коэффициентов КЛП. Известно исследование [13], которое показало, что глобальное представление всего ST-T-комплекса будет давать лучшие результаты, чем локальные измерения, но только при изучении начальных стадий ишемии миокарда. Подходы к классификации ST-сегментов (как нормальных, так и ишемических) на основе нейронных сетей включают в себя использование сложных алгоритмов: алгоритм обратного распространения [14], парадигмы трехслойных упреждений [15], двунаправленной ассоциативной памяти нейронной сети[16] или адаптивного алгоритма обратного распространения [17], что тяжело для динамических вычислений. Было реализо-

вано и испытано много различных нейронных сетевых архитектур, чтобы классифицировать ST-сегмент; примеры представлены в работах [18–24]. Однако, благодаря современному математическому аппарату и, в частности, вейвлет-преобразованию, можно с хорошей точностью выделить ST-сегмент и проанализировать его свойства.

Рассмотрим математические методы анализа, основанные на представлениях сигнала в виде разложений в некоторых обобщенных векторных пространствах. Наиболее известным примером такого разложения является преобразование Фурье, реализуемое чаще всего как быстрое преобразование Фурье (FFT – FastFourier-Transform). Применение временного «окна» позволяет оценить изменение спектра сигнала в различных фазах кардиоцикла. Этот метод получил название спектрально-временного картирования (СВК) – Spectral-temporalmapping. Данная методика приобрела в настоящее время довольно широкое распространение. Вместе с тем в ней остаются нереализованными все потенциальные возможности метода СВК и, в первую очередь, в силу естественных недостатков стандартного Фурье-анализа. Дело в том, что метод использует фиксированное «окно», которое не может быть адаптировано к локальным свойствам сигнала. В результате на низкочастотном участке спектра теряется разрешение по частоте, а на высокочастотном – по времени.

Вейвлет-преобразование было создано как инструмент, который решает проблему неопределенности Гейзенберга для построение частотно-временных характеристик сигнала.

Вейвлет-преобразование сигнала $f(t)$ имеет вид:

$$W(\tau,s)=\frac{1}{\sqrt{s}}\int_{-\infty}^{\infty}f(t)\psi^{*}\left(\frac{t-\tau}{s}\right)dt, \qquad (1)$$

где τ – сдвиг по времени; s – масштаб; Ψ^{*} – материнский вейвлет.

Понятие вейвлета означает волну, которая проходит через сигнал и является окном некоторой ширины (масштаба) для некоторого местоположения во времени, во время интегрирования сигнала.

Материнский вейвлет – это функция, которая является прототипом для всех окон, генерирующихся во время вейвлет-преобразования.

Сдвиг по времени регулирует движение генерированных окон по временной компоненте сигнала.

Понятие масштаба является обратным к понятию ширины окна. Чем меньше ширина окна, тем больше масштаб, то есть окно захватывает меньшую часть сигнала, и сигнал интегрируется более «детально».

Чем больше ширина окна, тем меньше масштаб, то есть окно захватывает большую часть сигнала и сигнал, соответственно, интегрируется менее «детально».

В результате описанного процесса мы получаем рассчитанные значения интегралов функции для каждого масштаба в каждый момент времени.

Таким образом мы получаем трехмерное представление сигнала с компонентами: масштаб, время и амплитуда (значения рассчитанных интегралов).

Вейвлет-преобразование позволяет сразу проводить фильтрацию сигнала и во временной, и в частотной областях; также есть возможность выделения узловых точек исследуемой ЭКГ.

Рассмотрим вейвлетМорле, в общем случае:

$$\psi(t)=\frac{e^{j\omega t}e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}e^{-\frac{\omega^2\sigma^2}{2}}-e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{\sigma}\sqrt[4]{\pi}\sqrt{1+e^{\omega^2\sigma^2}-2e^{-\frac{3\omega^2\sigma^2}{4}}}};$$

однако в работе [25] показано, что на практике условие нулевого среднего с высокой точностью (значение которого не превышает 10^{-3}) выполняется при $\varepsilon > 4$, в результате можно использовать упрощенный материнский вейвлетМорле:

$$\psi(t)=\frac{1}{\sqrt{\sigma}\sqrt[4]{\pi}}e^{j\omega t}e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}.$$

Подставим в формулу вейвлет-преобразования (1):

$$W(t,s)=\frac{1}{\sqrt{s}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(t)}{\sqrt{\sigma}\sqrt[4]{\pi}}e^{j\omega\frac{t-\tau}{s}}e^{-\frac{\left(\frac{t-\tau}{s}\right)^2}{2\sigma^2}}.$$

Представим функции $f(t)$ и $\Psi(t)$ в виде их разложений в ряды Фурье по полному набору функций $\varphi(\omega)$, ортогональных на промежутке (a, b):

$$f(x)=\sum_{k=-\infty}^{\infty}f_k\varphi_k(x);$$

$$\psi(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\psi_n\varphi_n(x),$$

где f_k и Ψ_n – соответствующие коэффициенты Фурье:

$$f_k = \frac{1}{\|f_k\|^2}\int_a^b \varphi^*{}_k(x) f(x);$$

$$\psi_n = \frac{1}{\|g_n\|^2}\int_a^b \varphi^*{}_n(x)\psi(x).$$

Рассмотрим скалярное произведение этих функций:

$$(f,g) = \int_a^b f^*(x)\psi(x)dx =$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty} f^*{}_k \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n \int_a^b \varphi^*{}_k(x)\varphi_n(x),$$

учитывая условие ортогональности и то, что одним из свойств вейвлета является его нормированность на единицу, получим:

$$(f,g) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f^*{}_n\psi_n ()$$

для дискретных значений [26]:

$$W(t,s) = \frac{1}{\sqrt{s}}\sum_{n=0}^{N-1} f^*{}_n\psi_n(n,t), \qquad (2)$$

где $f^*{}_n$ – коэффициенты преобразования Фурье для точек x_i, которые можно вычислить на основе алгоритма быстрого преобразования Фурье; $\psi_n(n,t)$ – преобразование Фурье для вейвлета Морле, которое можно вычислить аналитически:

$$\psi_n(n,t) = \sqrt{2\pi}\sigma\exp\left(\frac{-\sigma^2}{2}\left(\varepsilon - \frac{2\pi n t_m}{N\Delta}\right)\right)$$

В результате мы получили выражение для быстрого вычисления вейвлет-преобразования. Интересной особенностью является то, что обратное преобразование от произведения $f^*{}_n\psi_n(n,t)$ вычисляется с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье, что позволяет значительно сократить время, затрачиваемое на работу алгоритма.

Методика

Методика преобразования состоит из четырех этапов:

1) получение исходных данных, например, снятие ЭКГ у пациента, или получение данных из медицинских баз данных;

2) выполнение комплексного сопряжения для коэффициентов преобразования Фурье исходных данных на интересующем нас интервале;

3) подстановка в формулу вейвлет-преобразования (2):

$$W(t,s) = \frac{1}{\sqrt{s}}\sum_{n=0}^{N-1} f^*{}_n\psi_n(n,t);$$

4) этап аналитической обработки данных и выявления патологий в ST-сегменте (необходимо оценить эскалации по амплитуде на временном интервалеST-сегмента).

Результаты

Рассмотрим результаты, полученные при анализереальной ЭКГ, взятой из открытой базы данных Кембриджского университета:

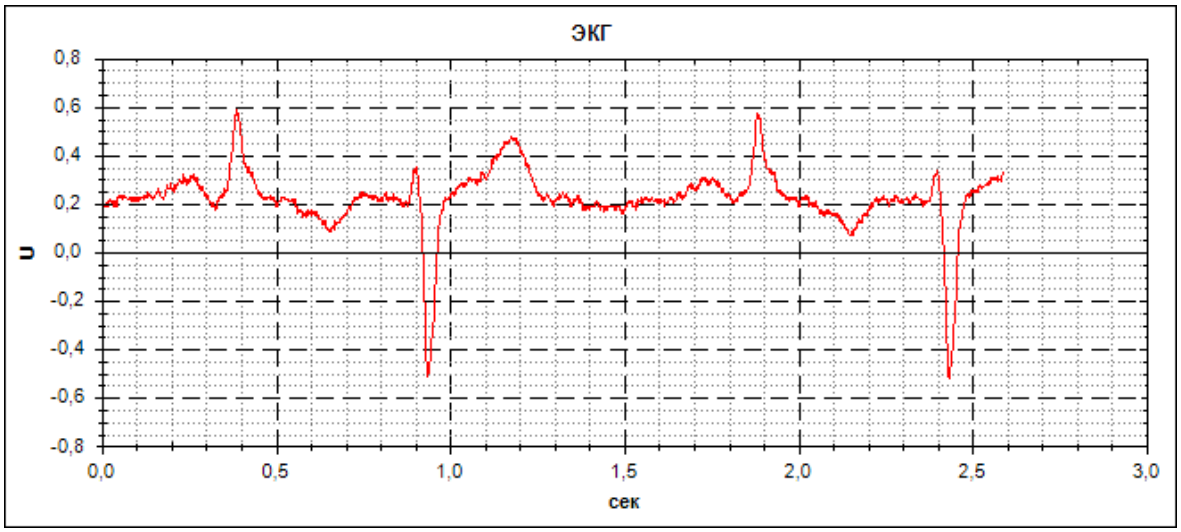


Рис. 2. Пример реальной электрокардиограммы

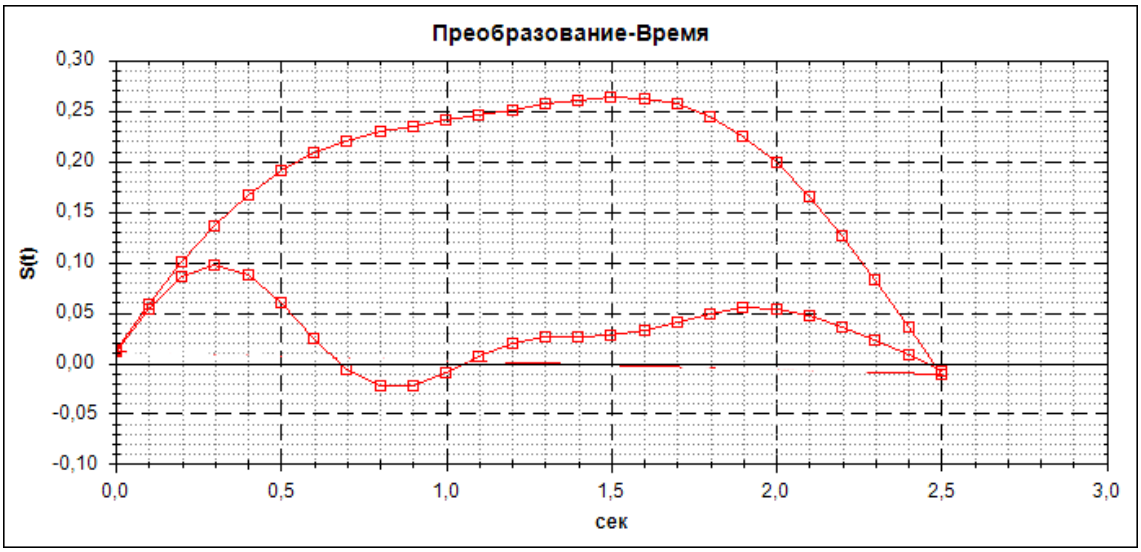


Рис. 3. Результат работы алгоритма

Здесь приведены два среза для двух различных значений масштаба. Задачей было выделить эпоху QRSв электрокардиограмме и, в частности, пик Q. Однако задача была осложнена тем, что в данной ЭКГ после зубца Тидет очень сильный провал, которого нет в ЭКГ здорового человека. Как видно, временная локализация пика Q достаточно точно отображена на графике преобразования. Однако следует отметить тот факт, что второй ниже первого (это связано с тем, что ЭКГ представлена только частично).

Выводы

В работе были рассмотрены задача сегментарного анализа различных сигналов и основные методы сегментарного анализа электрокардиограмм. Предложен алгоритм быстрого вейвлет-преобразования, а также написана программа, реализующая его работу. Полученные результаты можно рассматривать как один из шагов к совершенствованию методов сегментарного анализа. В дальнейшем возможно улучшение метода предварительной фильтрацией, оптимизацией алгоритма, а также увеличение наглядности представления результатов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙСПИСОК

1. *Аронов, Д. М.* Функциональные пробы в кардиологии. ЛекцииII, III, IV / Д. М. Аронов, В. П. Лупанов, Т. Г. Михеева // Кардиология. – 1995. – № 8. – С. 79–86; № 12. – С. 83–93.

2. *Taddei, A*., et al., “The European ST-T Database: Standard for Evaluating Systems for theAnalysis of ST-T Changes in Ambulatory Electrocardiography,” European Heart Journal,Vol. 13, 1992, pp. 1164–1172.

3. *Jager, F*., et al., “Analysis of Transient ST Segment Changes During Ambulatory ECGMonitoring,” Proc. Computers in Cardiology, Venice, Italy, September 23–26, 1991, pp.453–456.

4. *Taddei, A.,* et al., “A System for the Detection of Ischemic Episodes in Ambulatory ECG,”Proc. Computers in Cardiology, Vienna, Austria, September 10–13, 1995, pp. 705–708.

5. *Garc´ıa, J.,* et al., “Automatic Detection of ST-T Complex Changes on the ECG UsingFiltered RMS Difference Series: Application to Ambulatory Ischemia Monitoring,” IEEETrans. Biomed. Eng., Vol. 47, No. 9, 2000, pp. 1195–1201.

6. *Stadler, R. W*., et al., “A Real-Time ST-Segment Monitoring Algorithm for ImplantableDevices,” Journal of Electrocardiology, Vol. 34, No. 4:2, 2001, pp. 119–126.

7. *Jager, F.,* et al., “Analysis of Transient ST Segment Changes During Ambulatory ECG Monitoring Using the Karhunen-Loeve Transform, ` ” Proc. Computers in Cardiology, Durham,NC, October 11–14, 1992, pp. 691–694.

8. *Jager, F*., G. B. Moody, and R. G. Mark, “Detection of Transient ST-Segment EpisodesDuring Ambulatory ECG-Monitoring,” Computers and Biomedical Research, Vol. 31,1998, pp. 305–322.

9. *Laguna, P*., G. B. Moody, and R. G. Mark, “Analysis of the Cardiac Repolarization Period Using the KL Transform: Applications on the ST-T Database,” Proc. Computers inCardiology, Vienna, Austria, September 10–13, 1995, pp. 233–236.

10. *Laguna, P*., et al., “Analysis of the ST-T Complex of the Electrocardiogram Using theKarhunen-Loeve Transform: Adaptive Monitoring and Alternans Detection, ` ” Medical &Biological Engineering & Computing, Vol. 37, 1999, pp. 175–189.

11. *Laguna, P*., et al., “Model-Based Estimation of Cardiovascular Repolarization Features:Ischaemia Detection and PTCA Monitoring,” Journal of Medical Engineering & Technology, Vol. 22, No. 2, 1998, pp. 64–72.

12. *Garc´ıa, J.,* et al., “Adaptive Estimation of Karhunen-Loeve Series Applied to the Studyof Ischemic ECG Records,” Proc. Computers in Cardiology, Indianapolis, IN, September8–11, 1996, pp. 249–252.

13. *Garc´ıa, J*., et al., “Comparative Study of Local and Karhunen-Loeve-Based ST-T Indexes in Recordings from Human Subjects with Induced Myocardial Ischemia,” Computers andBiomedical Research, Vol. 31, 1998, pp. 271–292.

14. *Stamkopoulos, T*., et al., “One-Lead Ischemia Detection Using a New BackpropagationAlgorithm and the Euro-

pean ST-T Database," Proc. Computers in Cardiology, Durham,NC, October 11–14, 1992, pp. 663–666.

15. *Silipo, R*., and C., Marchesi, "Neural Techniques for ST-T Change Detection," Proc.Computers in Cardiology, Indianapolis, IN, September 8–11, 1996, pp. 677–680.

16. *Maglaveras, N*., et al., "ECG Processing Techniques Based on Neural Networks and Bidirectional Associative Memories," Journal of Medical Engineering & Technology, Vol. 22,No. 3, 1998, pp. 106–111.

17. *Maglaveras, N.,* et al., "An Adaptive Backpropagation Neural Network for Real-TimeIschemia Episodes Detection: Development and Performance Analysis Using the EuropeanST-T Database," IEEE Trans. Biomed. Eng., Vol. 45, No. 7, 1998, pp. 805–813.

18. *Silipo, R*., and C., Marchesi, "Artificial Neural Networks for Automatic ECG Analysis,"IEEE Trans. on Signal Processing, Vol. 46, No. 5, 1998, pp. 1417–1425.

19. *Silipo, R*., et al., "ST-T Change Recognition Using Artificial Neural Networks and Principal Component Analysis," Proc. Computers in Cardiology, Vienna, Austria, September10–13, 1995, pp. 213–216.

20. *Maglaveras, N.,* et al., "ECG Pattern Recognition and Classification Using Non-LinearTransformations and Neural Networks: A Review," International Journal of Medical Informatics, Vol. 52, 1998, pp. 191–208.

21. *Stamkopoulos, T*., et al., "ECG Analysis Using Nonlinear PCA Neural Networks forIschemia Detection," IEEE Trans. on Signal Processing, Vol. 46, No. 11, 1998, pp. 3058–3067.

22. *Bezerianos, A., L*. Vladutu, and S. Papadimitriou, "Hierarchical State Space Partitioningwith a Network Self-Organising Map for the Recognition of ST-T Segment Changes,"Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 38, 2000, pp. 406–415.

23. *Papadimitriou, S.,* et al., "Ischemia Detection with Self-Organizing Map Supplementedby Supervised Learning," IEEE Trans. on Neural Networks, Vol. 12, No. 3, 2001, pp.503–515.

24. *Fernandez, E.A*., et al., "Detection of Abnormality in the Electrocardiogram WithoutPrior Knowledge by Using the Quantisation Error of a Self-Organising Map, Tested onthe European Ischaemia Database," Medical & Biological Engineering & Computing,Vol. 39, 2001, pp. 330–337.

25. *Добеши, И*. Десять лекций по вейвлетам / И. Добеши. – Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 464 с.

26. *Малла, С*. Вейвлеты в обработке сигналов / С. Малла. – М.: Мир, 2005. – 671 с.

УДК 537.874.7

А. С. Пенской, Н. И. Мальцев, А. П. Пустовалов

A. S. Penskoy, N. I. Maltsev, A. P. Pustovalov

ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ВОДЫ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ
MEASUREMENT OF WATER REFLECTION COEFFICIENT IN MICROWAVE RANGE

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: apenskoy@gmail.com, mn121288@gmail.com,
Pustovalov-A-P@yandex.ru

Получены экспериментальные зависимости коэффициентов отражения электромагнитных волн в воде от частоты и угла падения излучения. Данные результаты сопоставлены с теоретически рассчитанными, с учетом модели, установленной Дебаем для разбавленных растворов диполей в жидкостях и твердых телах.

Ключевые слова: коэффициент затухания, коэффициент отражения, вода, водная среда, диэлектрическая проницаемость, угол Брюстера, поляризация.

The experimental dependence of reflection coefficient of electromagnetic waves for water from the frequency and angle of incidence of falling radiation is received. Those results are compared with theoretical calculations, counting the Debye's model for the dilute solutions of dipoles in liquids and solids.

Keywords: coefficient of absorption, coefficient of reflection, water, water environment, permittivity, Brewster's angle, polarization.

В настоящее время, ввиду развития техники и технологий с использованием высокочастотных излучателей уделяется большое внимание изучению воздействия электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона и диапазона крайне высоких частот на различные вещества.

Одним из основных составляющих элементов окружающего мира является вода. Большинство биологических организмов состоят более чем из 50 % воды. Поэтому, при изучении воздействия электромагнитного излучения сверхвысокого диапазона, необходимо учитывать механизмы прохождения и отражения электромагнитных волн для водосодержащих сред.

В современной литературе можно найти немало информации по изучению коэффициента отражения для водосодержащих сред [1–5], однако большинство исследований проводятся в открытом пространстве с использованием направленных излучателей. Для детального исследования механизмов поглощения и отражения необходимо проводить исследования при максимальном взаимодействии электромагнитной волны с изучаемым образцом, поэтому це-

лесообразно изучение диэлектрических характеристик при помещении образцов непосредственно в волноводный тракт.

Зная значения диэлектрической проницаемости, можно оценить величину коэффициента отражения по формуле [6]

$$K = \frac{\left(1-\sqrt{\varepsilon}\right)^2}{\left(1+\sqrt{\varepsilon}\right)^2}, \qquad (1)$$

справедливой для случая нормального падения плоской волны на немагнитный диэлектрик без потерь. Здесь ε – диэлектрическая проницаемость, которая для воды может быть рассчитана по формулам Дебая для полярных диэлектриков [7].

Эксперименты по определению коэффициента отражения для дистиллированной воды при нормальном падении электромагнитной волны на границу раздела «воздух – неотражающий диэлектрик – вода», проводимые авторами ранее, показывают хорошее совпадение с формулой (1) [8]. Для воды на частоте 10 ГГц коэффициент отражения составляет 63 %, и мало изменяется в зависимости от частоты [8]. Это говорит о том, что большая часть мощности от границы «воздух – вода» отражается. Данный вывод следует учитывать при вопросах о прохождении электромагнитного излучения через водосодержащие среды.

Однако, из-за наличия высокого коэффициента отражения, точность определения поглощения в водосодержащих средах уменьшается, поэтому целесообразно уменьшение значения отражения от границы «воздух – вода». Одним из способов является использование измерительных кювет со скошенными стенками.

В случае, когда плоская электромагнитная волна, распространяясь в среде, падает на границу раздела с диэлектрической средой под некоторым углом падения φ, который лежит в пределах $0 \le \varphi \le 90^\circ$, формула коэффициента отражения изменяется в зависимости от ориентации плоскости поляризации и плоскости падения волны. При перпендикулярной поляризации, когда плоскость поляризации, содержащая направление вектора **E**, перпендикулярна плоскости падения, справедлива следующая формула для коэффициента отражения для немагнитного диэлектрика без потерь:

$$K_\perp = \frac{\left(\cos\varphi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}\right)^2}{\left(\cos\varphi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}\right)^2}. \qquad (2)$$

При параллельной поляризации, когда плоскость поляризации, содержащая направление вектора **E**, параллельна плоскости падения, справедлива следующая формула для коэффициента отражения для немагнитного диэлектрика без потерь:

$$K_\parallel = \frac{\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi} - \varepsilon\cos\varphi\right)^2}{\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi} + \varepsilon\cos\varphi\right)^2}. \qquad (3)$$

На рис. 1 и 2 показаны графики зависимости коэффициентов отражения при перпендикулярной и параллельной поляризации для дистиллированной воды, при частоте излучения 10 ГГц.

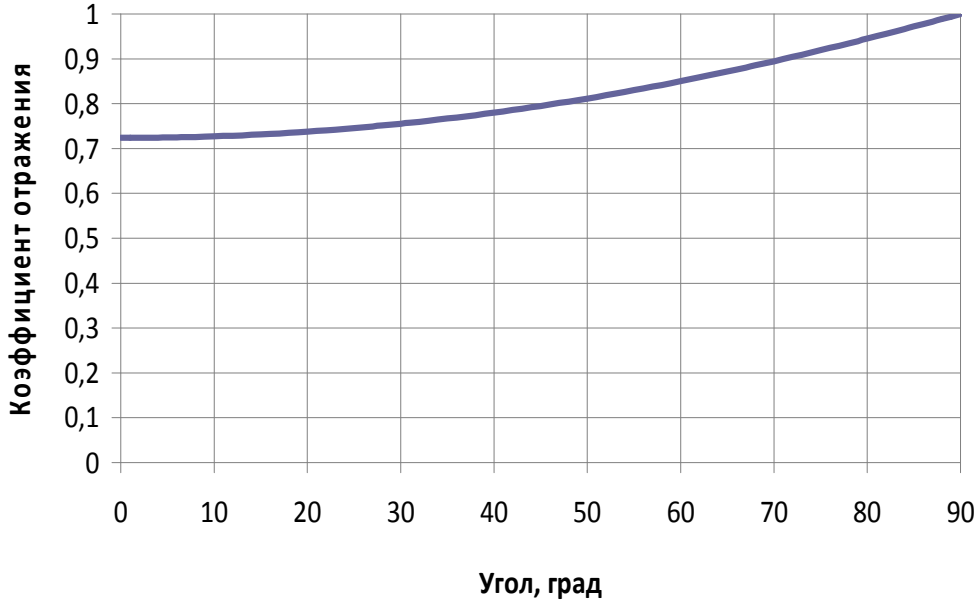


Рис. 1. Графики зависимости коэффициента отражения при перпендикулярной поляризации для дистиллированной воды на частоте 10 ГГц

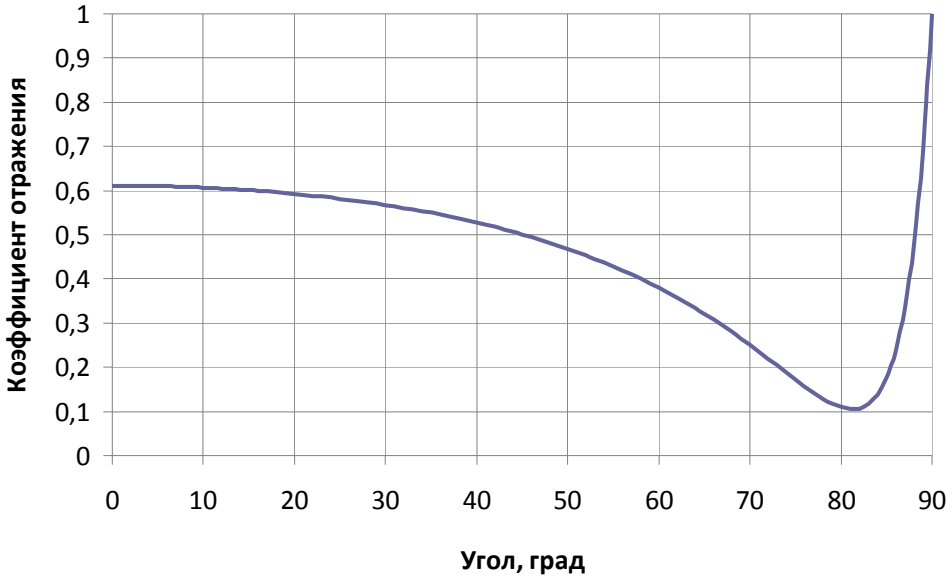


Рис. 2. Графики зависимости коэффициента отражения при параллельной поляризации для дистиллированной воды на частоте 10 ГГц

Из графика для параллельной поляризации следует, что для угла падения примерно 83° имеется минимум коэффициента отражения. Угол, при котором падающая волна полностью, без отражения, проходит через границу раздела двух материальных сред, называется *углом Брюстера*. Явление угла Брюстера при падении плоской электромагнитной волны на немагнитный диэлектрик может наблюдаться лишь при параллельной поляризации падающей волны. Значение угла можно оценить по формуле

$$\varphi_{Б} = \operatorname{arctg}\sqrt{\varepsilon}. \qquad (4)$$

Для воды, при падении электромагнитной волны с частотой 10 ГГц, угол Брюстера равен 84°, что соответствует графику на рис. 2.

Для экспериментального определения коэффициента отражения от водной среды использовалась установка, построенная на базе панорамного измерителя КСВН и ослабления серии Р2-61. Структурная схема установки приведена на рис. 3.

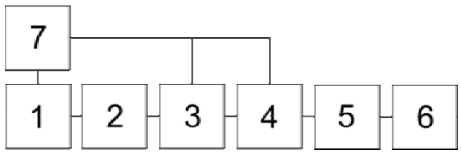


Рис. 3. Структурная схема измерительной установки: *1* – свип-генератор (панорамный измеритель КСВН и ослабления Р2-65); *2* – аттенюатор (3дб); *3*, *4* – направленные детекторы; *5* – капилляр с исследуемым веществом; *6* – согласованная нагрузка; *7* – индикатор

Суть эксперимента заключается в следующем. С помощью двух направленных ответвителей для диапазона частот 8–12 ГГц определяется мощность, падающая на границу раздела «воздух – вода», а также отраженная от этой же границы. По полученным данным строятся графики зависимости коэффициента отражения *K* от частоты излучения *f*. Эксперименты проводились для двух видов отражающей границы: для вертикальной и с наклоном 45 градусов.

В связи с тем, что создание измерительной кюветы со скошенной стенкой затруднено из-за ее небольших размеров, был использован капилляр, который размещался определенным образом в прямоугольном волноводе (рис. 4) Диэлектрический капилляр вставляется через верхнюю и нижнюю неизлучающую стенку волновода в отверстия на центральной осевой линии. При таком размещении большая часть мощности, в связи со структурой поля волны H_{10}, проходит и отражается от диэлектрика, заполняющего капилляр.

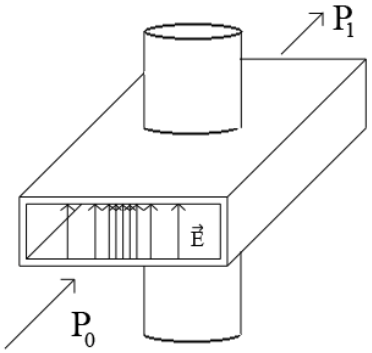


Рис. 4. Капилляр с жидкостью, пронизывающий прямоугольный волновод

Сам капилляр выполнен из радиопрозрачного материала и имеет наружный диаметр 5,0 мм при толщине стенок 0,1–0,2 мм. Коэффициент отражения от него в заданном диапазоне не превышает 0,045 (рис. 5).

Эксперименты проводились при вертикальном и наклонном (на угол 45°) положении капилляра, заполненного дистиллированной водой. Результаты приведены на рис. 6 и 7. Все погрешности измерений лежат в пределе допустимых значений, не более 5 %.

На рис. 6 показана зависимость коэффициента отражения от частоты излучения при вертикальном положении капилляра. Из графика видно, что экспериментальное значение коэффициента отражения составляет порядка 60 % для исследуемого диапазона частот и имеет хорошее совпадение с теоретическими расчетами.

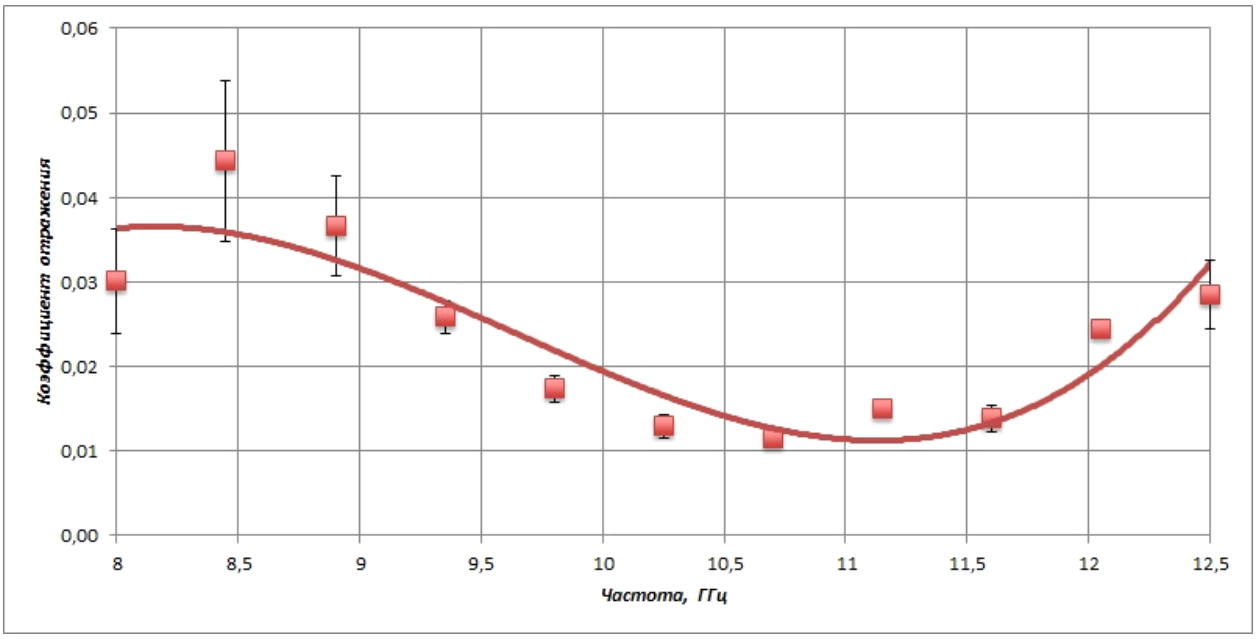


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения K от частоты излучения *f* для пустого капилляра

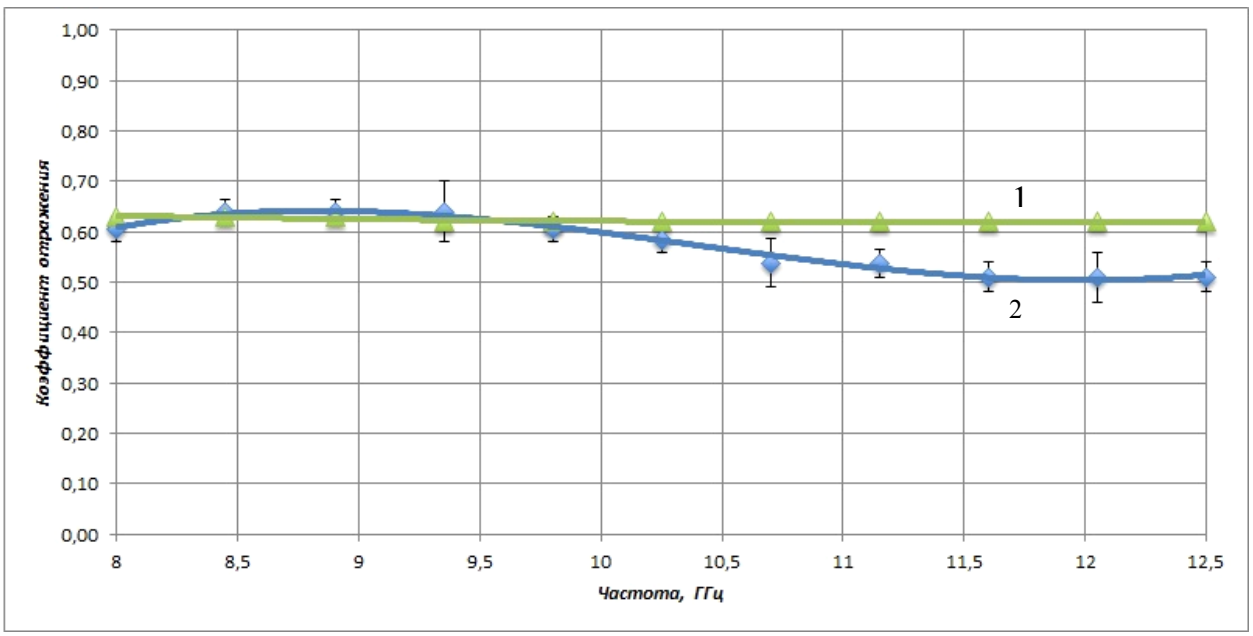


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения K от частоты излучения *f* для капилляра, заполненного водой (вертикальное положение):
1 – теоретический расчет; *2* – экспериментальная кривая

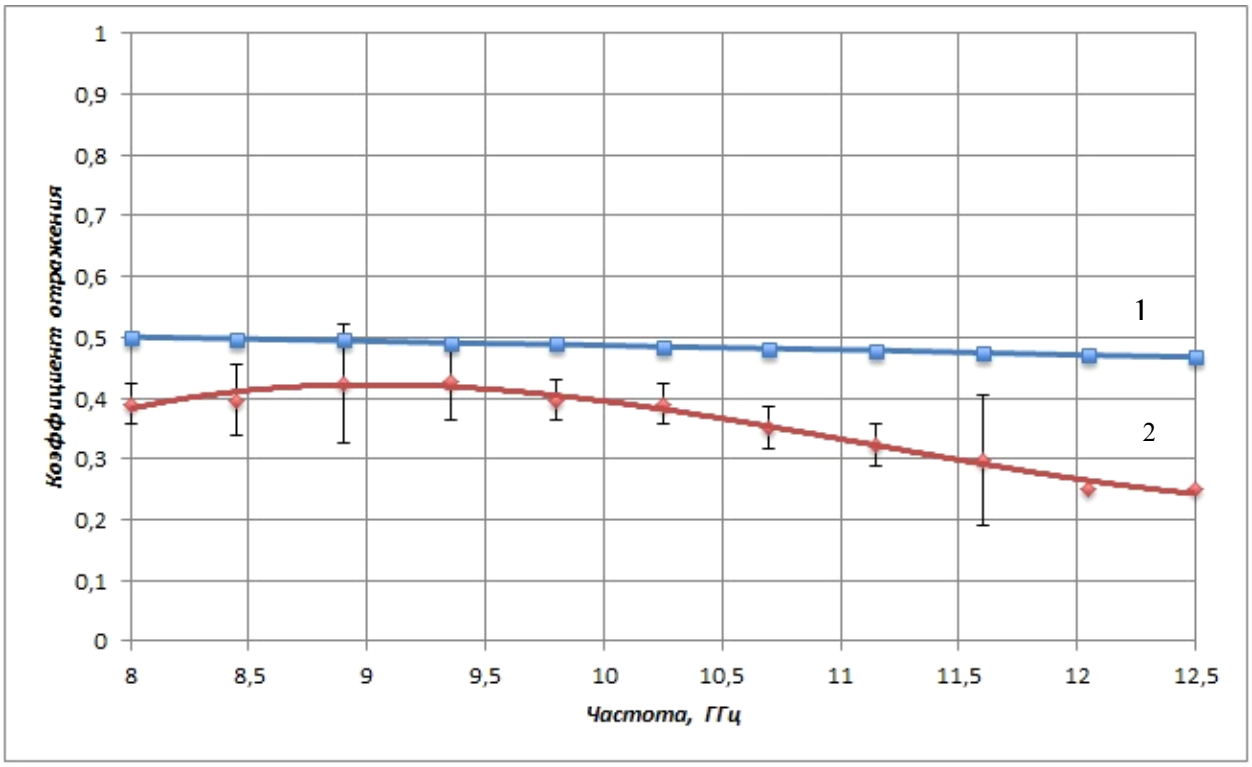


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения K от частоты излучения *f* для капилляра, заполненного водой (положение под углом 45°):
1 – теоретический расчет; *2* – экспериментальная кривая

На рис. 7 показана зависимость коэффициента отражения от частоты излучения при наклонном (угол наклона 45°) положении капилляра. Из графика видно, что экспериментальное значение коэффициента отражения составляет порядка 40 % для исследуемого диапазона частот, при этом теоретический расчет дает значение коэффициента отражения порядка 50 %. Однако, как в экспериментальных данных, так и в теоретических расчетах наблюдается уменьшения коэффициента отражения при изменении угла наклона капилляра.

Зная частотную зависимость диэлектрической проницаемости раствора, по формуле (3) возможно определить значение минимального коэффициента отражения. Для воды, при падении электромагнитной волны с частотой 10 ГГц, угол равен 84°.

Таким образом, проведенные эксперименты указывают на возможность уменьшения значения коэффициента отражения при использовании кювет с наклонными стенками, что приводит к возможности проведения более точных измерений такого параметра как коэффициент поглощения для воды и водных растворов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Measurement of dielectric constant of saline water and estimation of emissivity and scattering coefficient at different physical temperatures at microwave frequencies / O.P.N. Calla, Dinesh Bohra, Rajesh Vyas // International Centre for Radio Science, ‘OM NIWAS’A-23 Shastri Nagar Jodhpur. http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA05/C_page1.htm

2. Диэлектрические проницаемости и релаксация в водных растворах $K_2[PDLC_4]$ и $K_2[PTCL_4]$ / А. К. Лященко [и др.] // Координационная химия. – 2009. – Т. 35. – № 9. – С. 643–649.

3. Изменение электрохимических показателей и структурного состояния воды при СВЧ-облучении / Г. В. Яковлева [и др.] // Гигиена и санитария. – 2010. – № 4. – С. 52–55.

4. *Кобелев, А. В.* Температурная зависимость СВЧ-диэлектрических свойств водных растворов иодада калия / А. В. Кобелев, А. С. Лилеев, А. К. Лященко // Журнал неорганической химии. – 2011. – Т. 56. – № 4. – С. 697–704.

5. *Лилеев, А. С.* СВЧ-диэлектрические свойства водных растворов гидроксида калия / А. С. Лилеев, Д. В. Логинова, А. К. Лященко // Журнал неорганической химии. – 2011. – Т. 56. – № 6. – С. 1017–1023.

6. *Баскаков, С. И.* Электродинамика и распространение радиоволн : учеб. пособие / С. И. Баскаков. – М.: Высш. шк., 1992.

7. *Дебай, П.* Полярные молекулы / П. Дебай. – М.: ГНТИ, 1931. – 281 с.

8. *Пенской, А. С.* Изучение диэлектрических свойств воды в СВЧ-диапазоне / А. С. Пенской, А. Г. Шеин // Биомедицинская радиоэлектроника, 2011. – № 9. – С. 62–66.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА В НАУКЕ, ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ

УДК 621.396.96: 629.7

В. Д. Захарченко, О. В. Пак
V. D. Zakharchenko, O. V. Pak

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ СТРОБОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РАДИОСИГНАЛОВ*

MODELING OF ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY OF PERIODIC RADIOSIGNAL STROBOSCOPIC PROCESSING SYSTEMS

Волгоградский государственный университет
Volgograd State University
E-mail: Zakharchenko_VD@mail.ru, Olpak1@mail.ru

Рассматривается проблема электромагнитной совместимости близко расположенных стробоскопических РЛС. Разработан макет радиоимпульсного стробоскопического преобразователя, позволяющий производить моделирование работы стробоскопической системы с обработкой данных на персональном компьютере. Приводятся результаты полунатурного моделирования прохождения асинхронных помех через стробоскопическую систему обработки.

Ключевые слова: стробоскопическое преобразование, электромагнитная совместимость, обработка сигналов, взаимные помехи.

The problem of electromagnetic compatibility of closely located stroboscopic radar systems is discussed. A prototype of a radar pulse stroboscopic transformer is designed and manufactured which allows to model the performance of a stroboscopic system with data processing on a personal computer. Results of seminatural modeling of asynchronous interference passing through the stroboscopic processing system.

Keywords: Stroboscopic transform, signal processing, electromagnetic compatibility, cross interference.

Введение

Стробоскопические методы спектральной трансформации позволяют сравнительно простыми техническими средствами согласовать частотный диапазон широкополосных радиосигналов с возможностями анализирующей аппаратуры. Временное квантование, присущее этим методам, хорошо сочетается с принципом цифровой фильтрации, что стимулирует использование стробоскопических методов в системах цифровой обработки широкополосных сигналов ближней локации [1, 2].

Проблема электромагнитной совместимости радиотехнических систем обусловливает необходимость разноса рабочих частот близко расположенных РЛС. Однако при использовании широкополосных сигналов выполнение этого условия связано со значительными трудностями, поэтому на практике необходимо считаться с возможностью взаимных помех [3]. Из всех возможных выделим помехи, которые назовем «асинхронными», подразумевая под этим периодический процесс с периодом, отличным от периода повторения импульсов полезного сигнала [4]. Асинхронной помехой может являться также специально организованный сигнал для срыва сопровождения по дальности.

В данной работе методом полунатурного моделирования оцениваются возможности подавления асинхронных помех в приемном тракте широкополосной стробоскопической РЛС.

Схема радиоимпульсного стробирования

Полезный сигнал $x(t)$, асинхронная помеха $z(t)$, а также последовательность стробирующих радиоимпульсов $a(t)$ на входах линейной модели стробоскопической обработки (рис. 1), представляются периодически повторяющимися отрезками узкополосных импульсных процессов на интервале $[0, NT]$:

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= \sum_{k=0}^{N} \dot{X}(t-kT)\, e^{j\omega_0 t}; \\ \dot{z}(t) &= \sum_{k=0}^{M} \dot{Z}(t-kT_Z)\, e^{j\omega_0 t}; \\ \dot{a}(t) &= \sum_{k=0}^{N} \dot{A}(t-kT_1)\, e^{j\omega_1 t}, \end{aligned} \qquad (1)$$

где $\dot{X}(t), \dot{Z}(t), \dot{A}(t)$ – комплексные огибающие; T, T_Z – периоды повторения сигнала и помехи;

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-07-00175-а и № 10-07-97012-р_поволжье_а).

ω_0, ω_1 – несущие частоты входных и стробирующих радиоимпульсов; T_1 – период стробирования, согласованный с периодом сигнала T и коэффициентом спектральной трансформации N соотношением $T_1 = T\left(1+1/N\right)$; $M = NT/T_Z$ – число периодов помехи на интервале $[0, NT]$; $N, M >> 1$.

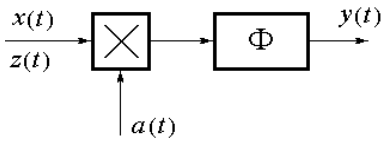


Рис. 1. Модель стробоскопической обработки, состоящая из перемножителя и линейного фильтра Ф, настроенного на разностную частоту несущих $\Omega = \omega_0 - \omega_1$

При длительности стробирующих импульсов $a(t)$ много меньшей, чем длительность входного сигнала $x(t)$, выходной сигнал схемы радиоимпульсного стробирования $y(t)$ асимптотически (при $N \to \infty$) узкополосен, адекватен огибающей входного сигнала на несущей частоте Ω и описывается соотношением [2]:

$$\dot{y}(t) \sim \alpha\, \dot{X}\left(t/N\right) e^{j\Omega t}\,, \qquad (2)$$

где α – масштабный коэффициент.

Оценка эффективности подавления асинхронных помех

Эффективность подавления асинхронных помех асимптотически оценивается отношением $K_Z = P_Z/P$, где P_Z и P – средние мощности откликов схемы радиоимпульсного стробирования на помеху и полезный сигнал соответственно на интервале $[0, NT]$. Расчетный вид этого отношения в зависимости от соотношения частот повторения полезного сигнала $F = 1/T$ и помехи $F_Z = 1/T_Z$ получен в работе [4] для отдельных участков зависимости $K_Z(F_Z)$ и при одинаковых корреляционных свойствах сигнала и помехи составляет:

• в окрестности частоты следования сигнала ($F_Z \approx F$):

$$K_Z \approx \frac{2}{1+N\left|\frac{F_Z}{F}-1\right|}; \qquad \frac{2\Delta F}{F} \approx \frac{2}{N}; \qquad (3)$$

• на гармониках частоты повторения сигнала ($F_Z = nF; \quad n = 2,3,4...$):

$$K_Z \approx \frac{2}{1+N\left|\frac{F_Z}{nF}-1\right|}; \qquad \frac{2\Delta F}{F} \approx \frac{2n}{N}; \qquad (4)$$

• на субгармониках частоты повторения сигнала ($F_Z = F/m; \quad m = 2,3,4....$):

$$K_Z \approx \frac{2/m}{1+N\left|\frac{mF_Z}{F}-1\right|}; \qquad \frac{2\Delta F}{F} \approx \frac{2}{mN}; \qquad (5)$$

• за пределами сетки частот $F_Z = nF$ и $F_Z = F/m$:

$$K_Z \approx 2F_Z\tau_k\,, \qquad (6)$$

где *n, m* – номера гармоник и субгармоник частоты повторения сигнала соответственно; $2\Delta F/F$ – относительная «полоса прозрачности» стробоскопической системы для асинхронной помехи по уровню 0,5 от максимума; τ_k – интервал корреляции сигнала (помехи).

Вид зависимости $K_Z\left(F_Z\right)$, построенной в соответствии с выражениями (3)–(6), показан на рис. 2. Для наглядности масштаб изображения сильно искажен (реальные значения величин лежат в диапазоне $N \sim 10^3 - 10^6$; $F_Z\tau_k \sim 10^{-2} - 10^{-3}$).

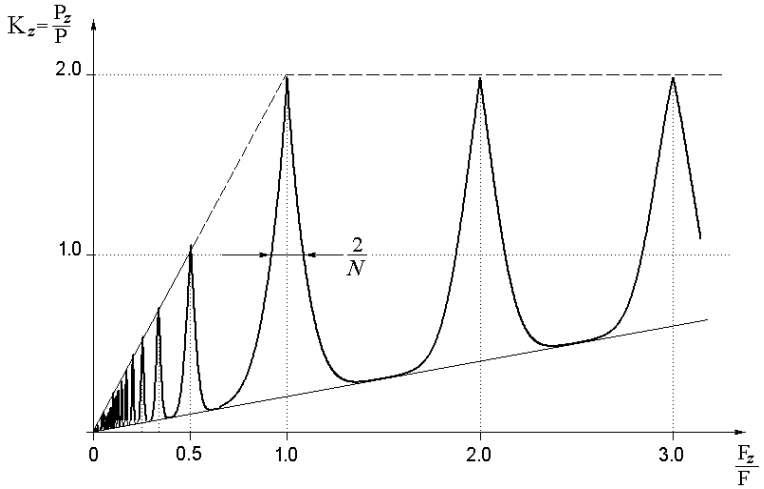


Рис. 2. Частотная характеристика стробоскопической системы по асинхронной помехе

Полунатурное моделирование воздействия асинхронной помехи на стробоскопический преобразователь

На рис. 3 представлена блок-схема экспериментального макета, включающая в себя формирователь радиопомехи, состоящий из цифрового синтезатора гармонических сигналов **AD9851**, микроконтроллера **ATmega16**, преобразователя интерфейсов USB-USART **FT232** и мультиплексора **OPA3875**, а также макет радиоимпульсного стробоскопического преобразователя [5] и персональный компьютер. Модельные сигналы представляют собой когерентную последовательность радиоимпульсов прямоугольной формы, удовлетворяющие условию (1).

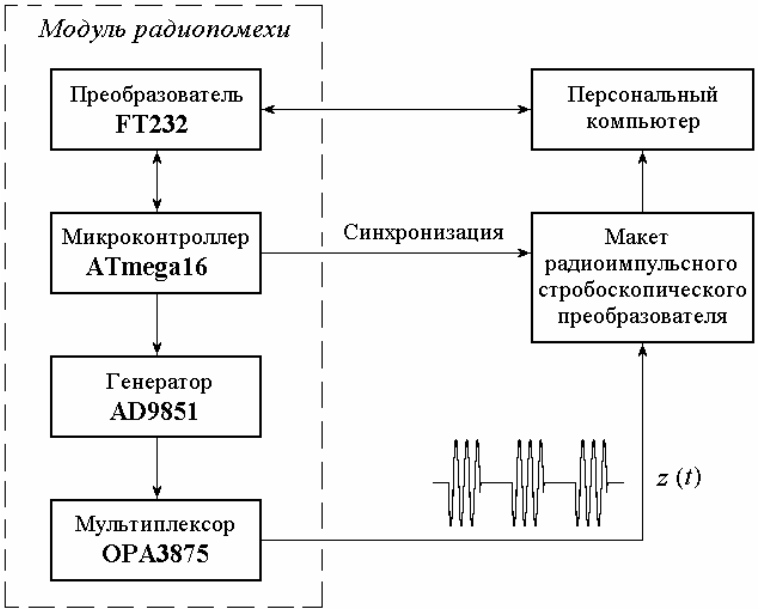


Рис. 3. Схема исследования влияния асинхронных помех на стробоскопический преобразователь радиосигналов

Трансформированный во времени сигнал с выхода макета стробоскопического преобразователя оцифровывается и подается в персональный компьютер для последующей обработки. Период следования радиопомех T_Z задается компьютером через порт USB.

На рис. 4 приведены фрагменты осциллограмм, полученных на выходе радиоимпульсного стробоскопического преобразователя: при действии на входе сигнала без помехи (*а*) и суммы сигнала $x(t)$ и асинхронной помехи (*б*). Частота несущих f_0 = 1,01 МГц; амплитуды и длительности импульсов сигнала и помехи выбраны одинаковыми; соотношение частот следования F_Z / F составляет 0,9. Коэффициент спектральной трансформации N = 2500.

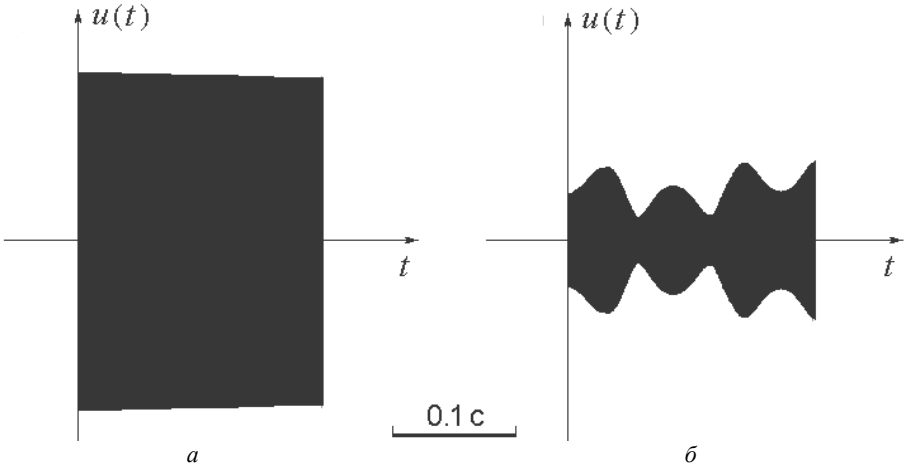


Рис. 4. Фрагменты осциллограмм на выходе схемы радиоимпульсного стробирования: без асинхронной помехи (*а*) и с асинхронной помехой (*б*)

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента передачи по асинхронной помехе радиоимпульсного стробоскопического преобразователя, полученная полунатурным моделированием прохождения помех через макет преобразователя со следующими параметрами сигналов: длительность радиоимпульса – 2 мс, период следования 3 мс; период следования асинхронной помехи длительностью 500 мкс изменялся в диапазоне от 505 до 10 500 мкс с дискретностью 1 мкс. Длительность радиостроба составляла 500 мкс; коэффициент спектральной трансформации N = 2500. Обработка данных компьютером велась в среде C++ Bulder 6.

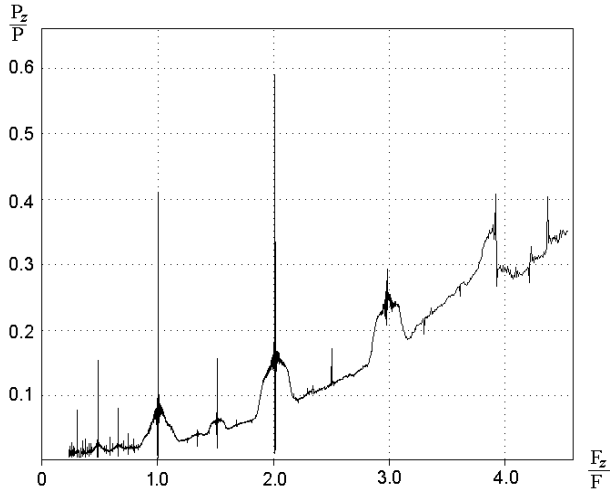


Рис. 5. Частотная характеристика стробоскопической системы по асинхронной помехе при полунатурном моделировании

Таким образом, характер зависимости подавления асинхронной помехи в схеме радиоимпульсного стробирования, полученный полунатурным моделированием, соответствует результатам теоретического анализа в области гармоник и субгармоник сигнала. Некоторое расхождение при $F_Z > 3F$ связано с тем, что при росте частоты повторения асинхронной радиопомехи не учитывалось тактовое время выполнения одной команды микроконтроллером.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Захарченко, В. Д.* Обработка когерентных радиосигналов в системах стробоскопической локации / В. Д. Захарченко // Радиолокация, радионавигация, связь : Материалы XV Международной НТК (RLNC-2009). Т. 3. – Воронеж : «САКВОЕЕ» ООО, 2009. – С. 1402–1409.

2. Формулировка принципа неопределенности при стробоскопической обработке сигналов / В. Д. Захарченко, О. В. Пак, В. И. Максименко, А. Ф. Васильев // Известия ВУЗов России. Радиоэлектроника, 2012. – № 2. – С. 43–46.

3. *Паршин, Ю. Н.* Хаотическая динамика адаптивной системы компенсации комплекса точечной и протяженной помех / Ю. Н. Паршин // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43. – № 11. – С. 1336–1342.

4. *Захарченко, В. Д.* Подавление асинхронных помех в стробоскопическом преобразователе / В. Д. Захарченко // Радиолокация, радионавигация, связь : Материалы XVII Международной НТК (RLNC-2011). Т. 1. – Воронеж : «САКВОЕЕ» ООО, 2011. – С. 414–420.

5. *Пак, О. В.* Моделирование радиоимпульсного стробоскопического преобразователя / В. Д. Захарченко, О. В. Пак // Методы и устройства формирования и обработки сигналов в информационных системах : межвуз. сб. науч. тр. под ред. проф. Ю. Н. Паршина. – Рязань : РГРТУ, 2010. – С. 5–8.

УДК 53.083.91

С. В. Макартичян

S. V. Makartichyan

ЦИФРОВОЙ ДВУХЧАСТОТНЫЙ ВЛАГОМЕР ДРЕВЕСИНЫ
TWO-FREQUENCY DIGITAL WOOD HYDROMETER

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: makartichyan-a@mail.ru

Предложен двухчастотный диэлькометрический прибор контроля влажности древесины. Для выявления комбинирующей функции влагомера используется вероятностный подход.

Ключевые слова: прибор контроля влажности, комбинирующая функция.

The two-frequency dielkometric control device of wood humidity is offered. For identification of hydrometer combining function a probabilistic approach is used.

Keywords: humidity control device, combining function.

Введение

В деревообрабатывающей промышленности в основном используются прямой весовой и косвенные электрические способы измерения влажности. Наиболее перспективным электрическим способом измерения влажности древе-

сины является диэлькометрический способ, позволяющий конструировать влагомеры с наиболее широким диапазоном измерения, достаточно высокой точностью, быстродействием и возможностью автоматизации процесса измерений [1].

Однако точность однопараметровых диэлькометрических методов измерения влажности древесины зачастую не удовлетворяет требованиям производства. Это объясняется разбросом параметров контролируемого материала и сложностью их измерения с целью компенсации вызываемых ими погрешностей [1, 2].

В связи с этим актуальной проблемой в настоящее время является создание комбинированных методов измерения влажности [3]. Наиболее простой комбинированный диэлькометрический метод – двухчастотный метод, позволяющий уменьшить погрешность измерения влажности практически без усложнения конструкции влагомера.

Теоретическая часть

В разработке комбинированных методов возможны два пути выявления комбинирующей функции – детерминированный и вероятностный [3]. *Первый путь – детерминированный* – основан на использовании функциональных зависимостей между влажностью и мешающими параметрами древесины для различных методов измерения влажности и вычислении по ним комбинирующей функции. *Второй путь – вероятностный* – основан на представлении влажности и мешающих сигналов в виде случайных величин. Если для них определены многомерные законы распределения, а также авто- и взаимнокорреляционные функции, то комби нирующая функция может быть найдена из условия получения максимальной информации о влажности [3].

Первый путь целесообразно использовать при наличии в контролируемом материале одного наиболее сильно мешающего параметра.

Второй путь дает более высокую точность и целесообразен при наличии большого числа примерно равнозначных мешающих параметров, которые учесть в отдельности затруднительно из-за их очень малых колебаний относительно их математических ожиданий.

Для оценки эффективности комбинированных методов измерения можно сравнить количества информации о влажности, содержащиеся в результатах однопараметрового и комбинированного двухпараметрового методов. Результат измерения Z_1 влажности W однопараметровым методом:

$$Z_1 = W + y_1, \qquad (1)$$

где y_1 – погрешность метода. Информация о влажности, содержащаяся в результатах измерения Z_1, определяется выражением [3]:

$$I_{W\leftrightarrow Z_1} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(W,Z_1)\ln\frac{f(W,Z_1)}{f_1(W)f_2(Z_1)}dWdZ_1, \qquad (2)$$

где $f(W,Z_1)$ – плотность распределения вероятности системы случайных величин (W,Z_1); $f_1(W)$, $f_2(Z_1)$ – плотности вероятности влажности и результата ее измерения. Законы распределения $f_1(W)$ и $f_2(Z_1)$ можно принять нормальными [3], причем величины W и y_1 независимые, тогда выражение под знаком логарифма в уравнении (2)

$$\frac{f(W,Z_1)}{f_1(W)f_2(Z_1)} = \frac{\dfrac{1}{2\pi\sigma_W\sigma_{Z_1}\sqrt{1-r_{WZ_1}^2}}\exp\left[\dfrac{-1}{2\left(1-r_{WZ_1}^2\right)}\left(\dfrac{\dot{W}^2}{D_W}-2\dfrac{r_{WZ_1}\dot{W}\dot{Z}_1}{\sigma_W\sigma_{Z_1}}+\dfrac{\dot{Z}_1^2}{D_{Z_1}}\right)\right]}{\dfrac{1}{\sigma_W\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\dfrac{\dot{W}^2}{2D_W}\right)\cdot\dfrac{1}{\sigma_{Z_1}\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\dfrac{\dot{Z}_1^2}{2D_{Z_1}}\right)}, \qquad (3)$$

где σ_W, σ_{Z_1} – среднеквадратические отклонения соответственно влажности и результата контроля; D_W, D_{Z_1} – дисперсии влажности и результата Z_1; r_{WZ_1} – коэффициент корреляции между влажностью и результатом ее контроля; $\dot{W}$, $\dot{Z}_1$ – центрированные случайные величины влажности и результата ее контроля. Подстановка этого выражения в уравнение (2) после преобразований дает формулу для искомой информации

$$I_{W\leftrightarrow Z_1} = \ln\frac{1}{\sqrt{1-r_{WZ_1}^2}}. \qquad (4)$$

Для ее определения необходимо вычислить корреляционный момент K_{WZ_1} между влажностью W и результатом Z_1 как математическое

ожидание произведения их центрированных значений:

$$K_{WZ_1} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \dot{W}\dot{Z}_1 f\left(W, Z_1\right) dW dZ_1 = D_W . \qquad (5)$$

Отсюда коэффициент корреляции определяется выражением

$$r_{WZ_1} = K_{WZ_1} / \sigma_W \sigma_{Z_1} = \sigma_W / \sigma_{Z_1} .$$

Если данное выражение подставить в формулу (4), можно получить искомую информацию

$$I_{W\leftrightarrow Z_1} = \ln \frac{1}{\sqrt{1-\left(\sigma_W / \sigma_{Z_1}\right)^2}} = \\ = \frac{1}{2}\ln \frac{D_W + D_{y_1}}{D_{y_1}} = \frac{1}{2}\ln\left(1+m\right), \qquad (6)$$

где $m = D_W / D_{y_1}$ – отношение дисперсии влажности и погрешности ее измерения.

В двухпараметровом методе контроля влажности с результатом контроля Z_1 комбинируется результат Z_2, полученный другим методом контроля, погрешность которого y_2 отличается от погрешности y_1:

$$Z_2 = W + y_2 . \qquad (7)$$

Результаты комбинированного метода должны так же, как и результаты комбинируемых методов и измеряемая величина, подчиняться нормальному закону. Это условие выполняется при линейной комбинации результатов

$$G\left(Z_1, Z_2\right) = a_1 Z_1 + a_2 Z_2 , \qquad (8)$$

где a_1, a_2 – весовые коэффициенты.

Приращение результата, определяемого комбинирующей функцией $G\left(Z_1, Z_2\right)$ при малых колебаниях Z_1 и Z_2

$$dG\left(Z_1, Z_2\right) = \frac{\partial G}{\partial Z_1} dZ_1 + \frac{\partial G}{\partial Z_2} dZ_2 . \qquad (9)$$

В данном случае величины dZ_1 и dZ_2 – это погрешности контроля y_1 и y_2. Поэтому

$$dG\left(Z_1, Z_2\right) = a_1 y_1 + a_2 y_2 . \qquad (10)$$

После подстановки в уравнение (8) значений Z_1 и Z_2 из выражения (1) и (7) получится уравнение

$$G\left(Z_1, Z_2\right) = \left(a_1 + a_2\right) W + a_1 y_1 + a_2 y_2 . \qquad (11)$$

Информацию о влажности, заключенную в результатах комбинированного метода, можно определить по формуле (6). Информация равна

$$I_{W\leftrightarrow G} = \frac{1}{2}\ln \frac{D_W + D_G}{D_G}, \qquad (12)$$

где D_G – дисперсия погрешности комбинированного метода.

После введения в уравнение (11) условия нормирования $a_1 + a_2 = 1$

$$G = W + a_1 y_1 + a_2 y_2 . \qquad (13)$$

Дисперсия D_G его погрешности определяется выражением

$$D_G = \int_{-\infty}^{+\infty} (G - W)^2 f\left(G\right) dG = \\ = a_1^2 D_1 + a_2^2 D_2 + 2 a_1 a_2 K_{12} , \qquad (14)$$

где $D_1 = D_{y1}$; $D_2 = D_{y2}$ – дисперсии погрешностей комбинируемых методов; K_{12} – корреляционный момент между погрешностями.

Из выражения (12) видно, что условие максимума информации сводится к условию минимума дисперсии D_G. Учитывая условие нормирования, выражение для дисперсии D_G примет следующий вид:

$$D_G = a_1^2 D_1 + (1 - a_1)^2 D_2 + 2 a_1 \left(1 - a_1\right) K_{12} .$$

После дифференцирования полученного выражения по a_1 получается

$$\frac{\partial D_G}{\partial a_1} = 2 a_1 D_1 - 2\left(1 - a_1\right) D_2 + 2\left(1 - 2a_2\right) K_{12}, \qquad (15)$$

и из условия равенства его нулю определяются оптимальные значения весовых коэффициентов

$$a_1 = \frac{n - r_{12}\sqrt{n}}{1 - 2 r_{12}\sqrt{n} + n}, \quad a_2 = \frac{1 - r_{12}\sqrt{n}}{1 - 2 r_{12}\sqrt{n} + n}, \qquad (16)$$

где $n = D_2 / D_1$; $r_{12} = K_{12} / \sigma_1 \sigma_2$ – коэффициент корреляции между погрешностями.

При подстановке значения (16) в выражения (14) и (12) получается выражение для полной информации о влажности, содержащейся в результате комбинированного метода:

$$I_{W\leftrightarrow G} = \frac{1}{2}\ln \frac{D_W + \alpha D_1}{\alpha D_1}, \qquad (17)$$

где

$$\alpha = n \frac{\left(1 - r_{12}\sqrt{n}\right)^2 + 2 r_{12}\left(\sqrt{n} - r_{12}\right)\left(1 - r_{12}\sqrt{n}\right) + \left(\sqrt{n} - r_{12}\right)^2}{\left(1 - 2 r_{12}\sqrt{n} + n\right)^2} . \qquad (18)$$

Приращение информации, которое обеспечивает комбинированный метод по сравнению с наиболее точным из комбинируемых, определяется выражением

$$\Delta I\left(W\right) = I_{W\leftrightarrow G} - I_{W\leftrightarrow Z_1} = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\frac{m}{\alpha}}{1+m}, \qquad (19)$$

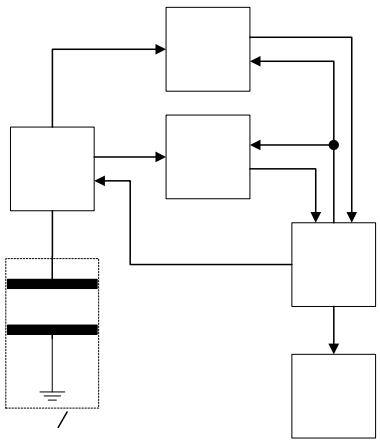
где $m = D_W / D_1$.

Из выражения (19) видно, что выигрыш возможен при $\alpha < 1$. Анализ выражения (18) показывает, что α не превышает единицы при любых значениях n и r_{12}. Это обеспечивает неотрицательное приращение информации при любых парах комбинируемых методов.

На приведенном рисунке показана структурная схема автоматизированного цифрового двухчастотного влагомера древесины.

Влагомер состоит из емкостного датчика *1*, подключаемого при помощи двухконтактного переключателя *2* во времязадающие цепи генераторов *3* и *4*, и микроконтроллеров *5* и *6*, причем микроконтроллер *6* оснащен встроенным цифровым индикатором.

Микроконтроллер *5* в начале измерения подключает емкостный датчик *1* во времязадающую цепь генератора *3* через двухконтактный переключатель *2*, устанавливает на разрешающем входе генератора *3* логический уровень напряжения, разрешающий генерирование, и запускает два внутренних счетчика.



Структурная схема автоматизированного цифрового двухчастотного влагомера древесины

Первый счетчик предназначен для счета импульсов генератора *3*, второй – для счета тактовых импульсов внутреннего генератора микроконтроллера *5*. При переполнении первого счетчика микроконтроллер *5* останавливает второй счетчик, в котором к этому моменту формируется двоичный код N_1. Двоичный код N_1 на выходе второго счетчика микроконтроллера *5* пропорционален емкости конденсаторного датчика с образцом, а следовательно, связан с влажностью образца [4]:

$$N_1 = NT_1 / T, \qquad (20)$$

где N – количество периодов генератора *3*, подсчитанных первым счетчиком (задается программным способом, что позволяет управлять разрешающей способностью измерительного устройства); T_1 – период следования прямоугольных импульсов генератора *3*, прямо пропорционально связанный с емкостью датчика с образцом древесины; T – период следования тактовых импульсов внутреннего генератора микроконтроллера *5*. Далее микроконтроллер *5* подключает емкостный датчик *1* во времязадающую цепь генератора *4* через двухконтактный переключатель *2*, и процесс измерений повторяется. Результат измерений пропорционален емкости конденсаторного датчика с образцом, а следовательно, связан с влажностью образца [4]:

$$N_2 = NT_2 / T, \qquad (21)$$

где T_2 – период следования прямоугольных импульсов генератора *4*.

Результаты измерений N_1 и N_2 поступают на микроконтроллер *6*, в памяти которого находится программа для определения комбинирующей функции

$$G\left(N_1, N_2\right) = a_1 N_1 + a_2 N_2$$

и коэффициентов a_1 и a_2 (16).

Выводы

Использованная методика позволяет реализовать вероятностный способ получения комбинирующей функции влагомера. К недостаткам комбинированных методов относится некоторое усложнение электронной измерительной схемы влагомера. Однако применение современных средств полупроводниковой техники позволяет сделать эту схему малогабаритной и высоконадежной. В то же время отпадает необходимость применения дополнительных преобразователей для измерения мешающих параметров и значительно упрощается конструкция основного преобразователя влажности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Шилин, А. Н.* Автоматизация контроля влажности паркетной доски в процессе ее производства / А. Н. Шилин, С. Б. Сластинин, С. В. Макартичян // Приборы. – 2009. – № 1. – С. 47–51.

2. *Шилин, А. Н.* Цифровой прибор производственного контроля влажности паркетной доски / А. Н. Шилин, С. В. Ма-картичян // Датчики и системы. – 2010. – № 12. – С. 56–58.

3. *Музалевский, В. И.* Измерение влажности древесины / В. И. Музалевский. – М.: Лесная промышленность, 1976. – 120 с.

4. Пат. 2397483 РФ, МКИ 7 G01N 27/22. Цифровой поточный измеритель влажности / А. Н. Шилин, С. В. Макартичян. – Опубл. 20.08.10, Бюл. № 23.

УДК 539.2: 534.833

Д. В. Артамонов, А. Н. Литвинов

D. V. Artamonov, A. N. Litvinov

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СЛОИСТЫХ ПАНЕЛЕЙ
DYNAMICS OF STRUCTURAL COMPONENTS OF PRODUCTS IN THE FORM OF SANDWICH PANELS

Пензенский государственный университет

Penzenski State University

E-mail: dmitrartamon@yandex.ru., fzo@pnzgu.ru.

Рассмотрены конструктивные элементы в виде панелей различной геометрии, на внутренней и внешней поверхностях которых расположены многослойные покрытия, состоящие из слоев различной жесткости. Предложенная математическая модель позволяет исследовать эффективность применения таких вибродемпфирующих покрытий и места их расположения для повышения виброустойчивости конструктивных элементов.

Ключевые слова: динамика, слоистая панель, конструктивный элемент, покрытие, вибродемпфирование.

Structural components in the form of various geometry panels, which interior and exterior surfaces are had the multilayer coatings composed of various rigidity layers, are observed. The offered mathematical model allows to analyze operational effectiveness and position of these vibrodamping coatings for raise of vibration resistance of structural components.

Keywords: dynamics, the sandwich panel, structural component, coating, vibrodamping.

Введение

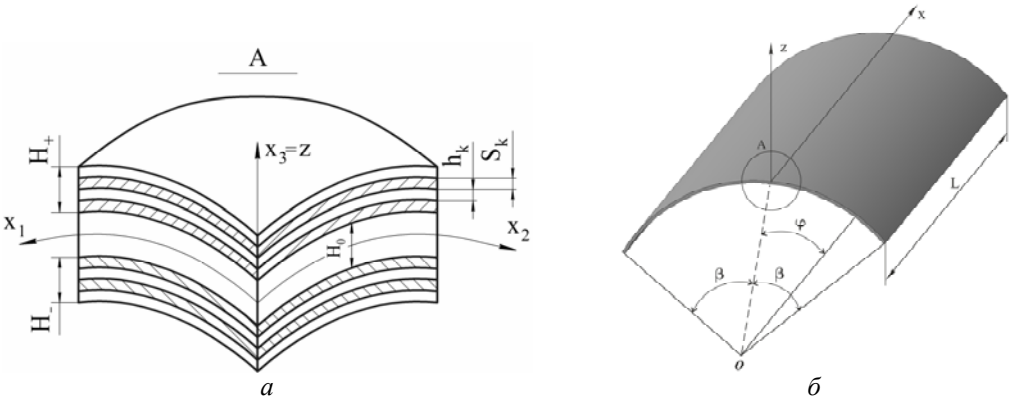
Панели являются частью замкнутых оболочек вращения и в зависимости от геометрии срединной поверхности оболочки могут быть цилиндрическими, коническими, сферическими и т. п. Они широко применяются в качестве несущих конструкций в авиационных, ракетно-космических и в специзделиях военного назначения, на которых крепятся блоки телеметрической, радиоэлектронной и иной аппаратуры, работающей в сложных условиях внешних динамических воздействий. Виброустойчивость панелей и аппаратуры, установленной на них, существенным образом определяет работоспособность и надежность изделий в целом в сложных условиях их эксплуатации [1].

Для повышения виброустойчивости на внешних и внутренних поверхностях несущих панелей размещают многослойные покрытия из чередующихся мягких и жестких слоев, обеспечивающие эффективное демпфирование в широком частотном диапазоне [2, 3]. Разработка математических моделей для анализа напряженно-деформированного состояния слоистых панелей и исследование их виброустойчивости является актуальной проблемой, решение которой позволяет на этапе проектирования выбрать оптимальные параметры слоев покрытий и места их расположения для обеспечения требуемого уровня виброустойчивости конструкции.

1. Основные уравнения динамики многослойных панелей

В реальных конструкциях часто используются незамкнутые многослойные оболочки, которые называют панелями. На рис. 1, *а* показан фрагмент слоистой структуры панели, на поверхностях которой в самом общем случае расположены многослойные вибродемпфирующие покрытия, имеющие толщины H_j. Индекс $j=-1$ соответствует внутреннему, а $j=+1$ – внешнему покрытиям (в дальнейшем единицу в индексе j будем опускать, оставляя только знаки «+» или «–»).

Каждое покрытие состоит из чередующихся мягких и жестких слоев по классификации, приведенной в [2]. Для жестких слоев приняты гипотезы Кирхгофа – Лява, а мягкие слои работают на сдвиг и являются вязкоупругими, т. е. обеспечивают демпфирование колебаний за счет развитых деформаций сдвига. Диссипативные свойства мягких слоев характеризуются комплексными модулями для их материалов $G_k^* = G_k\left(1+i\eta_k\right)$. Здесь G_k – динамический модуль сдвига, а η_k – тангенс потерь, зависящие от температурно-частотного диапазона, в котором эксплуатируется конструкция. Трансверсальную податливость мягких слоев не учитываем, считая, что их обжатие в направлении оси x_3 (рис. 1, *а*) отсутствует, а перемещения в направлении этой оси для всех жестких слоев являются одинаковыми, т. е. $u_3^k = w$. Свойства жестких слоев характеризуются модулем упругости E_k и коэффициентом Пуассона μ.



а *б*

Рис. 1. Панели:
а – фрагмент слоистой структуры панели; *б* – фрагмент цилиндрической панели

Сохраняя все обозначения, принятые в работе [4], получим $\left[2\left(n_+ + n_-\right)+1\right]$ уравнений колебаний панелей с многослойными покрытиями, содержащими n_+ и n_- жестких слоев во внешнем и внутреннем покрытии соответственно:

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\left[\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left(N_{11}^{(k)}\,H_2^{(k)}\right)+\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left(N_{12}^{(k)}\,H_1^{(k)}\right)+\frac{\partial H_1^{(k)}}{\partial x_2^{(k)}}N_{21}^{(k)}-\frac{\partial H_2^{(k)}}{\partial x_1^{(k)}}N_{22}^{(k)}\right]-\\
&-K_1^{(k)}Q_1^{(k)}-t_k'\frac{H_1^{(k)}}{s_kH_1^{[k]}}Q_1^{[k]}+t_k''\frac{H_1^{(k)}}{s_{k-1}H_1^{[k-1]}}Q_1^{[k-1]}-\\
&-2K_1^{(k)}H_1^{(k)}\left(t_k'\frac{c_k'Q_1^{[k]}}{s_kH_1^{[k]}}+t_k''\frac{c_{k-1}''Q_1^{[k-1]}}{s_{k-1}H_1^{[k-1]}}\right)-\rho_k h^{(k)}\frac{\partial^2u_1^{(k)}}{\partial t^2}-\\
&-\frac{1}{4}\left[\rho_{[k]}s_kt_k'\left(\frac{\partial^2u_1^{(k+1)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_1^{(k)}}{\partial t^2}\right)+\rho_{[k-1]}s_{k-1}t''\left(\frac{\partial^2u_1^{(k)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_1^{(k-1)}}{\partial t^2}\right)\right]=0,\\
&\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\left[\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left(N_{22}^{(k)}\,H_1^{(k)}\right)+\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left(N_{21}^{(k)}\,H_2^{(k)}\right)+\frac{\partial H_2^{(k)}}{\partial x_1^{(k)}}N_{12}^{(k)}-\frac{\partial H_1^{(k)}}{\partial x_2^{(k)}}N_{11}^{(k)}\right]-\\
&-K_2^{(k)}Q_2^{(k)}-t_k'\frac{H_2^{(k)}}{s_kH_2^{[k]}}Q_2^{[k]}+t_k''\frac{H_2^{(k)}}{s_{k-1}H_2^{[k-1]}}Q_2^{[k-1]}-\\
&-2K_2^{(k)}H_2^{(k)}\left(t_k'\frac{c_k'Q_2^{[k]}}{s_kH_2^{[k]}}+t_k''\frac{c_{k-1}''Q_2^{[k-1]}}{s_{k-1}H_2^{[k-1]}}\right)-\rho_k h^{(k)}\frac{\partial^2u_2^{(k)}}{\partial t^2}-\\
&-\frac{1}{4}\left[\rho_{[k]}s_kt_k'\left(\frac{\partial^2u_2^{(k+1)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_2^{(k)}}{\partial t^2}\right)+\rho_{[k-1]}s_{k-1}t_k''\left(\frac{\partial^2u_2^{(k)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_2^{(k-1)}}{\partial t^2}\right)\right]=0,\\
&\left(k=0,j,2j,...,jn_j;\ j=\pm1\right).
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

$$\sum_{k=-n_-}^{n_+}\left(K_1^{(k)}N_{11}^{(k)}+K_2^{(k)}N_{22}^{(k)}+\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\left[\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left(Q_1^{(k)}H_2^{(k)}\right)+\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left(Q_2^{(k)}H_1^{(k)}\right)\right]-\right.$$
$$-\left(t_k' s_k^{-1}N_{[k]}-t_k'' s_k^{-1}N_{[k-1]}\right)+\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left[\left(t_k'\frac{c_k' Q_1^{[k]}}{s_k H_1^{[k]}}+\right.\right.$$
$$\left.+t_k''\frac{c_{k-1}'' Q_1^{[k-1]}}{s_{k-1}H_1^{[k-1]}}\right)H_1^{(k)}H_2^{(k)}\Bigg]+\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left[\left(t_k'\frac{c_k' Q_2^{[k]}}{s_k H_2^{[k]}}+\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.+t_k''\frac{c_{k-1}'' Q_2^{[k-1]}}{s_{k-1}H_2^{[k-1]}}\right)H_1^{(k)}H_2^{(k)}\right]\right)+m\frac{\partial w^2}{\partial t^2}=q. \qquad (2)$$

Здесь m – распределенная масса всей многослойной структуры с учетом несущей панели $m=\sum_{k=-n_-}^{n_+}\left(\rho_k h_k+\rho_{[k]}s_k\right)$, где ρ_k, $\rho_{[k]}$ – плотность материалов жестких и мягких слоев соответственно; q – интенсивность внешней нормальной нагрузки по оси z. Все остальные обозначения соответствуют обозначениям, принятым в [4]. Выражения для перерезывающих усилий в жестких $Q_\alpha^{(k)}$ и мягких $Q_\alpha^{[k]}$ слоях, продольные усилия $N_{\alpha\beta}^{(k)}$ и изгибающие моменты $M_{\alpha\beta}^{(k)}$, входящие в уравнения, определяются соответствующими соотношениями в работе [4] при $\alpha,\beta=1,2$. Компоненты тензора деформаций сдвига в мягких слоях записываются в виде

$$\varepsilon_{\alpha 3}^{[k]}=\frac{1}{2}s_k^{-1}\left[\frac{c}{H_\alpha^{(k)}}\frac{\partial w}{\partial x_\alpha}+\left(u_\alpha^{(k+1)}-u_\alpha^{(k)}\right)-2K_\alpha^{(k)}\left(c_k''u_\alpha^{(k+1)}+c_k'u_\alpha^{(k)}\right)\right];\quad \varepsilon_{33}^{[k]}=0, \qquad (3)$$

где $c_k=c_k'+c_k''=s_k+0{,}5\left(h_k+h_{k+1}\right)$ – расстояние между срединными поверхностями двух соседних жестких слоев.

В тех случаях, когда покрытия являются регулярными, необходимо положить $s_k=s_j$; $h_k=h_j$; $G_k=G_j$; $\eta_k=\eta_j$; $E_k=E_j$; $\mu_k=\mu_j$ для $k=j,2j,...,jn_j$.

Если внешнее и внутреннее покрытия являются регулярными и изготовлены из одних и тех же материалов, то во всех уравнениях и расчетных формулах следует положить $s_k=s$; $h_k=h$; $G_k=G$; $\eta_k=\eta$; $E_k=E$; $\mu_k=\mu$ при $k=j,2j,...,jn_j$ $(j=\pm1)$. В этом случае уравнения (1) и (2) существенно упрощаются.

Необходимо отметить, что уравнения колебаний (1), (2) учитывают изменения метрики панели при переходе от слоя к слою. Это свидетельствует о том, что уравнения описывают динамические процессы в слоистой структуре при любой толщине покрытий.

В тех случаях, когда покрытия имеют небольшую толщину $\left(H_j<H_0\right)$ возможны дальнейшие упрощения уравнений, основанные на введении средних радиусов кривизны для каждого из покрытий, или для всего пакета (панель с покрытиями), как это вводилось для замкнутых оболочек различной геометрии [2].

2. Численные исследования

В качестве примера рассмотрим цилиндрическую панель с покрытиями (рис. 1, *б*), на внешнем контуре которой обеспечиваются граничные условия Навье [2].

На рис. 2 показаны зависимости относительного рассеяния энергии $\bar{\psi}=\psi/2\pi\eta$ от безразмерного параметра сдвига $g=G\left(1-\mu^2\right)/E$ для мягких слоев покрытия. Результаты расчета приведены для расположения регулярного покрытия на внешней поверхности панели при $H=0{,}2H_0$; $n=1$; $s=h$; $L/R_0=5$; $e=E\left(1-\mu_0^2\right)/E_0\left(1-\mu^2\right)$; $H_0/R_0=10^{-2}$; $\mu=\mu_0=0{,}3$. Расчет выполнен для формы колебаний, которая характеризуется параметрами $m_1=1$ и $m_2=3$ и соответствует минимальной собственной частоте несущей панели. Тангенс потерь принят равным $\eta=0{,}3$. Сплошными линиями показаны результаты вычислений для полной замкнутой цилиндрической оболочки, а пунк-

тирными – для панели, окружной размер которой соответствует $\beta = 45°$ (рис. 1, *б*).

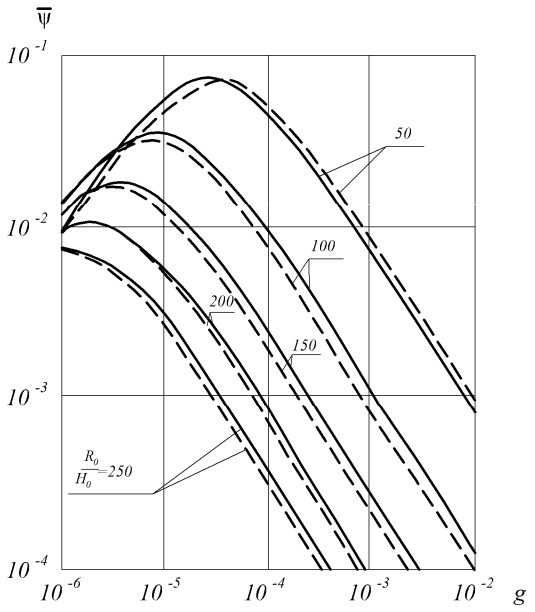


Рис. 2. Влияние кривизны оболочки на эффективность демпфирования

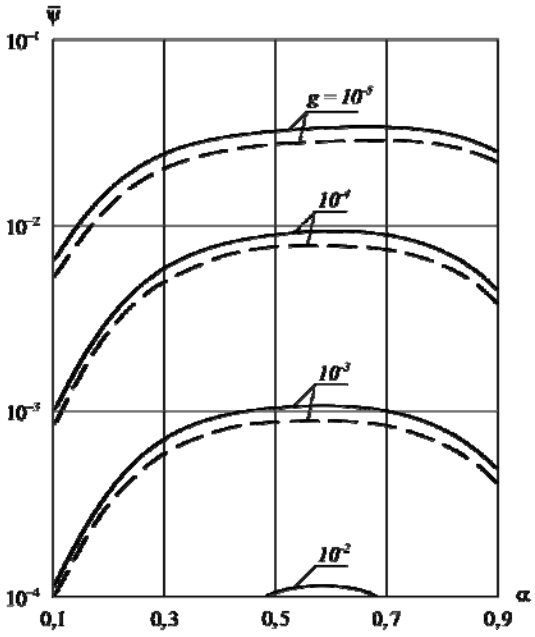


Рис. 3. Влияние коэффициента армирования на характеристику демпфирования

На рис. 3 для этой же панели, которая характеризуется относительной кривизной $R_0/H_0 = 100$, представлены зависимости характеристики демпфирования $\bar{\psi}$ от коэффициента армирования $\alpha = h/(h+s)$ при различных значениях параметра сдвига *g*.

Из представленных результатов следует, что эффективность демпфирования панели и замкнутой оболочки существенно зависят от параметра сдвига *g*, относительной кривизны R_0/H_0 несущей оболочки и коэффициента армирования в покрытии. Увеличение относительной кривизны приводит к увеличению характеристики демпфирования. Максимальное демпфирование обеспечивается при коэффициенте армирования в покрытии $\alpha = 0,4...0,7$.

Полученные результаты показывают наличие оптимальных параметров покрытий, обеспечивающих максимум демпфирования в исследуемой конструкции, величина и положение которой существенно зависят от кривизны несущей оболочки и параметра сдвига *g*. Численные исследования, проведенные для различных типоразмеров слоистых панелей, показали, что независимо от геометрии несущей панели внутреннее расположение покрытий является более эффективным, так как при этом увеличиваются кривизна слоев покрытий и сдвиговые деформации мягких слоев, приводящие к увеличению диссипации энергии при динамическом воздействии.

Предложенная модель позволяет на этапе проектирования специзделий выполнить теоретическое моделирование динамических процессов, происходящих в их многослойных элементах и обеспечить требуемую виброустойчивость в режимах их эксплуатации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Композиционные материалы в ракетно-космическом аппаратостроении / Г. П. Гадымов [и др.] ; под общ. ред. Г. П. Гадымова. – СПб.: СпецЛит, 1999. – 271 с.

2. *Литвинов, А. Н.* Моделирование динамических процессов в изделиях приборостроения : моногр. / А. Н. Литвинов. – Пенза : Изд-во Пенз. гос. ун-та, 2011. – 196 с.

3. *Литвинов, А. Н.* Эффективность демпфирования оболочек при помощи многослойных покрытий / А. Н. Литвинов // Известия вузов. Поволжский регион. Технические науки. – 2005. – № 5. – С. 178–191.

4. *Артамонов, Д. В.* Динамика конических оболочек с многослойными покрытиями / Д. В. Артамонов, А. Н. Литвинов, М. А. Литвинов // Известия вузов. Поволжский регион. Технические науки. – 2012. – № 4. – С. 135–144.

РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

УДК 658.562

Ю. П. Муха, В. А. Секачёв
Y. P. Mucha, V. A. Sekashev

АЛГОРИТМ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ СВЯЗЕЙ КОМПОНЕНТОВ ПРИ СТРУКТУРНОМ И СХЕМОТЕХНИЧЕСКОМ ПРОЕКТИРОВАНИИ

ALGORITHM FOR AUTOMATIC FORMATION OF COMMUNICATIONS OF COMPONENTS AT STRUCTURAL AND CIRCUITRY DESIGN

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: vt@vstu.ru, viktor-sv@vstu.ru

Предложен алгоритм, позволяющий автоматически формировать ортогональные соединительные линии при автоматизированном проектировании структурных схем сложных информационно-измерительных и управляющих систем и создании банка данных принципиальных схем. Приведен результат работы этого алгоритма.

Ключевые слова: структурное проектирование, трассировка, ортогональные линии, структурная схема, принципиальная схема.

The algorithm allowing automatically forming orthogonal connecting lines at automated design of block diagrams of difficult of information and measuring both managing directors of systems and creation of a databank of schematic diagrams is offered. The result of work of this algorithm is given.

Keywords: structural design, trace, orthogonal lines, block diagram, schematic diagram.

Общеизвестно, что ИИС при проектировании удобнее всего отображать в виде структурной схемы, в основе математической модели которой лежит направленный граф (для формирования непосредственно структурной схемы) или ненаправленный граф (для формирования принципиальной схемы).

Одной из часто встречающихся операций структурного проектирования с использованием средств вычислительной техники является создание структурных и принципиальных схем. Структурные схемы могут быть простейшими и представлять собой направленные графы, когда для передачи информации от компонента А к компоненту В используется всего одна линия связи. В этом случае сами компоненты могут отображаться в виде окружностей с наименьшим радиусом, а связи – направленными прямыми или дугообразными линиями (стрелками). В случае подробной структурной схемы этих компонентов явно недостаточно и необходимо вводить узлы, шины и компоненты с произвольными формами и размерами. Связи между компонентами могут быть не только прямыми или дугообразными. Кроме того, построение структурной схемы должно происходить в минимальные по времени периоды.

При автоматизации структурного и схемотехнического проектирования, для представления структурной или принципиальной схем, от удачного выбора набора данных зависит не только относительная простота процесса создания программной системы, но и удобство работы конечного пользователя с ней. Если брать за основу существующие программные продукты (для примера – векторный редактор текстового процессора Microsoft Word или Visio), процесс создания структурной или принципиальной схем заключается в выборе графических компонент, схематично отображающих составные части ИИС определенными графическими символами, указании точки привязки на контексте отображения и задания параметров, описывающих свойства компонента. Далее эти компоненты связываются между собой в структурную или принципи-

альную схему при помощи соединительных линий. Вышеназванные программные средства допускают огромный ассортимент соединительных линий – от линии «от точки А к точке В» до линий, содержащих прямоугольные или скругленные изгибы с возможностью редактирования крутизны и местоположения. Можно выбрать простую линию или стрелку с произвольной формой конца. Программные средства в виде векторных редакторов, входящих в широко известные программные продукты массового использования, малопригодны для автоматизированного построения структурных и, в особенности, принципиальных схем. Программные средства в виде растровых редакторов тем более не пригодны для этого, поскольку обработка информации по контексту отображения ведется на уровне совокупностей пикселей, которые трудно в процессе обработки преобразовывать в векторный формат. При отрисовке соединительных линий ортогональными изгибами в векторном редакторе текстового процессора Word возможны наложения на другие линии и графические примитивы, вынуждающие применять ручное корректирование. При создании структурных схем, состоящих из нескольких десятков элементов и порядка сотен связей между ними, данное обстоятельство очень замедляет работу. Поэтому при создании подробных структурных схем, тем более схем принципиальных, когда необходимо создавать свою базу графических примитивов, учитывая то, что в принципиальных схемах по ГОСТу используются ортогональные (прямоугольные) линии связи, необходим алгоритм, формирующий требуемые линии.

Будем рассматривать формирование ортогональной соединительной линии для отображения в декартовой системе координат, ось ординат которой направлена вниз.

Пусть R – прямоугольник с диагональными координатами (координаты левого верхнего и правого нижнего углов) $R(X_l, Y_t, X_r, Y_b)$. Можно написать, что $T_{lt}(X_l, Y_t)$ – координата верхнего левого угла; $T_{rb}(X_r, Y_b)$ – правого нижнего. Если $(X_l=X_r)\&(Y_t\neq Y_b)$, имеет место быть вертикальная прямая; $(X_l\neq X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – горизонтальная; $(X_l=X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – точка.

Две прямоугольные области R_1 и R_2 на плоскости с диагональными координатами соответственно $T_{lt1}(X_{l1}, Y_{t1})$; $T_{rb1}(X_{r1}, Y_{b1})$ (при условии $(X_{l1}\neq X_{r1})\&(Y_{t1}\neq Y_{b1})$) и $T_{lt2}(X_{l2}, Y_{t2})$; $T_{rb2}(X_{r2}, Y_{b2})$ (при условии $(X_{l2}\neq X_{r2})\&(Y_{t2}\neq Y_{b2})$) не пересекаются друг с другом, в декартовой системе координат, ось Y которой направлена вертикально вниз, если истинны два условия:

$$(((X_{l1}\geq X_{l2})\wedge(X_{l1}\leq X_{r2}))\wedge((X_{r1}\geq X_{l2})\wedge(X_{r1}\leq X_{r2})))\wedge(((X_{l1}\geq X_{l2})\wedge(X_{l1}\leq X_{r2}))\&((X_{r1}\geq X_{l2})\wedge(X_{r1}\leq X_{r2})))$$

$$(((Y_{t1}\geq Y_{t2})\wedge(Y_{t1}\leq Y_{b2}))\wedge((Y_{b1}\geq Y_{b2})\wedge(Y_{b1}\leq Y_{t2}))\wedge((Y_{t1}\geq Y_{t2})\wedge(Y_{t1}\leq Y_{b2}))\&((Y_{b1}\geq Y_{b2})\wedge(Y_{b1}\leq Y_{t2})))$$

Перемещение стороны прямоугольника параллельно исходной стороне (растягивание/сжатие) происходит следующим образом.

Пусть R – прямоугольник с диагональными координатами; $(X_l, Y_t)(X_l, Y_b)$ – координаты левой стороны; $(X_l, Y_t)(X_r, Y_t)$ – верхней; $(X_r, Y_t)(X_r, Y_b)$ – правой; $(X_l, Y_b)(X_r, Y_b)$ – нижней.

Можно написать, что $T_{lt}(X_l, Y_t)$ – координата верхнего левого угла, $T_{rb}(X_r, Y_b)$ – правого нижнего. Если $(X_l=X_r)\&(Y_t\neq Y_b)$, имеет место быть вертикальная прямая; $(X_l\neq X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – горизонтальная; $(X_l=X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – точка.

При р а с ш и р е н и и прямоугольника перемещением левой стороны можно написать:

$(X_l, Y_t)(X_l, Y_b) \rightarrow (X_l-\Delta X, Y_t)(X_l-\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l-\Delta X, Y_t, X_r, Y_b)$;

верхней: $(X_l, Y_t)(X_r, Y_t) \rightarrow (X_l, Y_t-\Delta Y)(X_l, Y_t-\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t-\Delta Y, X_r, Y_b)$;

правой: $(X_r, Y_t)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_r+\Delta X, Y_t)(X_r+\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r+\Delta Y, Y_b)$;

нижней: $(X_l, Y_b)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_l, Y_b+\Delta Y)(X_l, Y_b+\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r, Y_b+\Delta Y)$.

При с ж а т и и прямоугольника перемещением левой стороны можно написать:

$(X_l, Y_t)(X_l, Y_b) \rightarrow (X_l+\Delta X, Y_t)(X_l+\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l+\Delta X, Y_t, X_r, Y_b)$;

верхней: $(X_l, Y_t)(X_r, Y_t) \rightarrow (X_l, Y_t+\Delta Y)(X_l, Y_t+\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t+\Delta Y, X_r, Y_b)$;

правой: $(X_r, Y_t)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_r-\Delta X, Y_t)(X_r-\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r-\Delta Y, Y_b)$;

нижней: $(X_l, Y_b)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_l, Y_b-\Delta Y)(X_l, Y_b-\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r, Y_b-\Delta Y)$.

Возможно использование одновременно расширения и сжатия в зависимости от условий расположения прямоугольных областей и уже проведенных линий, наложение на которые также не допускается.

Как видно из нижеприведенных рисунков, две точки прямоугольной области можно соединить прямоугольником, таким, что две точки будут принадлежать его сторонам, или вершинам. Некоторые варианты показаны на рис. 1.

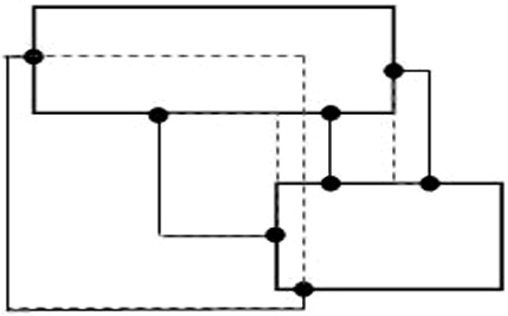


Рис. 1. Примеры наиболее распространенных соединений

Применение данного математического аппарата заключается в поочередном перемещении либо левой – верхней, либо верхней – правой, либо правой – нижней, либо нижней – левой сторон, образующих полупериметр прямоугольника. Провести ортогональное соединение, таким образом, всегда возможно. Например (рис. 2), сторона, расположенная около точки B, пересекает один из компонентов. А значит, перемещая любую из сторон прямоугольника, обозначенного пунктирной линией с заданным шагом перемещения, не удастся найти того положения, при котором возможна отрисовка ортогональной соединительной линии, не пересекающей другие компоненты и не накладывающейся на другие линии.

Алгоритм, в котором перемещению подвергаются не все стороны прямоугольника как единое целое, а только две смежные его стороны при определенной вершине, более предпочтителен, поскольку каждый раз при поиске новой вершины рассматривается новый прямоугольник. Иллюстрация работы подобного алгоритма в случае обхода по часовой стрелке (левому полупериметру) представлена на рис. 2.

Алгоритм основан на поочередном движении (вверх-вниз, если линия горизонтальная; вправо-влево, если вертикальная) одной из сторон, образующих правый или левый полупериметр прямоугольника, построенного линией, напрямую соединяющей заданные точки. В самом начале (как и на промежуточных этапах работы алгоритма) отрезок, напрямую соединяющий начало и конец пути, проверяется:

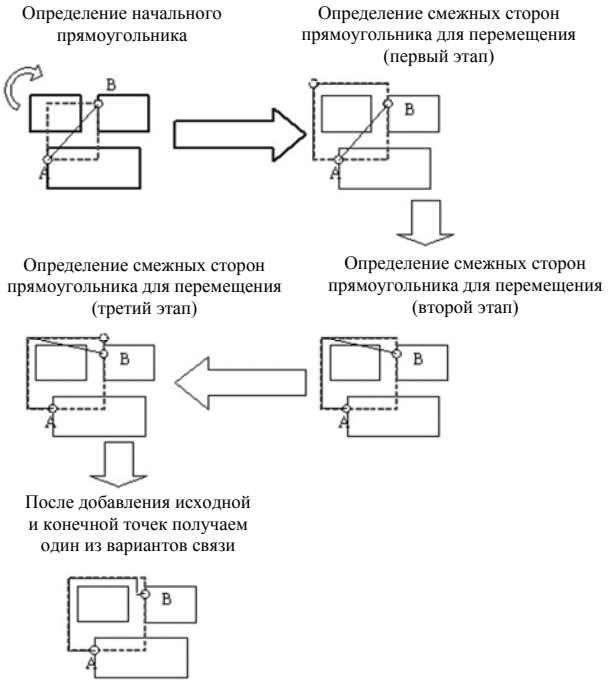


Рис. 2. Графическая иллюстрация работы алгоритма при отображении линии при обходе препятствия

1) на ортогональность;

2) непересечение уже проведенных отрезков и прямоугольных областей;

3) соответствовие начала пути начальной точке; конца – конечной.

При выполнении всех трех условий полученный путь записывается в массив полученных путей, из которого выбирается путь минимальной длины и минимальным количеством перегибов.

Описание работы алгоритма

1. Между первой и второй координатами пути вставляется третья координата, образующая левый/правый полупрямоугольник.

2. То же самое производится для предпоследней/последней координатами пути.

3. Запоминаются координаты сторон этого полупрямоугольника.

4. Перемещаются стороны, входящие в левый полупериметр. Перемещение горизонтальной стороны можно вести: 1 – вниз; 2 – вверх; 0 – не перемещать. Перемещение вертикальной стороны можно вести: 1 – влево; 2 – вправо; 0 – не перемещать.

Массив перемещений удается представить в виде двумерного множества, каждый элемент которого может принимать значение 0–2. На-

пример, значение (1, 2) для полупрямоугольника вида |_ означает, что вертикальную сторону надо перемещать влево до первого свободного места; горизонтальную – вверх. Получаемые значения полупрямоугольников фиксируются в промежуточных массивах.

5. Перемещаются стороны правого полупериметра аналогичным образом. Можно перемещать стороны сначала правого, потом левого полупериметров.

6. Шаги 3–5 выполняются для предпоследней и последней координат пути.

7. Если первая и последняя координаты полученных путей не соответствуют изначально заданным, начальные координаты вставляются в каждый полученный путь.

8. Каждый путь проверяется на три условия соответствия.

9. Соответствующий путь заносится в массив окончательных вариантов пути.

10. Шаги 1–9 выполняются до тех пор, пока в массиве окончательных значений не появится хотя бы один путь, соответствующий трем условиям, и максимальное количество изгибов пути не достигнет заданного значения.

11. Выбирается самый короткий путь с минимальным количеством перегибов.

Этот алгоритм учитывает минимальное значение между линиями пути и максимальное число перегибов.

Как правило, алгоритм прокладки пути при задаче автоматизированного создания структурных схем и схем принципиальных отличается от задач трассировки печатных плат (ПП). Минимальная длина пути важна и в том, и в другом случаях, однако наглядность во втором случае не имеет значения; кроме того, возможны произвольные изгибы соединений. Также возможны закругления. В случае принципиальных схем подобное отображение связей затруднило бы чтение последних.

Результаты более подробного сравнения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Отличительный признак	При трассировке печатных плат	При отображении принципиальных схем
Планарность	Как правило, условие нарушается в многослойных ПП	Структурная или принципиальная схема всегда планарная
Наличие узлов соединения	Контактные площадки и металлизированные отверстия переходов в многослойных ПП	Узел, соединяющий три или четыре проводника
Наличие шин	Набор проводников, для шин питания или GND металлизированные площадки	Присутствуют в виде толстых линий
Минимальное число перегибов	Да	Да
Минимальная длина связи	Да	Да
Произвольная форма перегибов	Да	Только ортогональные перегибы
Взаимное расположение слоев	Да, линии связи в каждом слое не должны быть параллельны	Не имеет смысла, так как присутствует планарность

Не всегда применение алгоритмов трассировки дает приемлемые результаты [5]. Например, на результат трассировки влияют физический размер печатной платы; количество проводников, которые надо провести, минимальная толщина линии проводника и т. д. Более наглядно сравнение можно провести, сведя зависимые параметры в табл. 2.

Таблица 2

Быстродействие и эффективность полученных результатов алгоритмов трассировки и отображения связей структурных и принципиальных схем

Зависимый параметр	Влияние при трассировке ПП	Влияние при отображении структурных схем
Количество связей	Да	Да
Площадь области для прокладки связей	Да	Да
Взаимное расположение компонент	Да	Да

Окончание табл. 2

Зависимый параметр	Влияние при трассировке ПП	Влияние при отображении структурных схем
Площадь, занимаемая компонентами	Да	Да
Площадь, занимаемая связями	Да	Да
Возможность межслойного перехода	Да	Нет
Минимальное расстояние между связями	Да	Да
Наличие строго ортогональных связей	Нет	Да
Минимальная длина связи	Да	Да

Сравнение табл. 2 показывает, что задачи отображения связей при трассировке ПП и при автоматизированном отображении структурных или принципиальных схем схожи. Разница – в применении ортогональных связей и отсутствии межслойных переходов в задаче отображения структурных схем.

Пусть имеется граф структуры системы технического зрения, построенный при помощи программных средств из [3–4], вида:

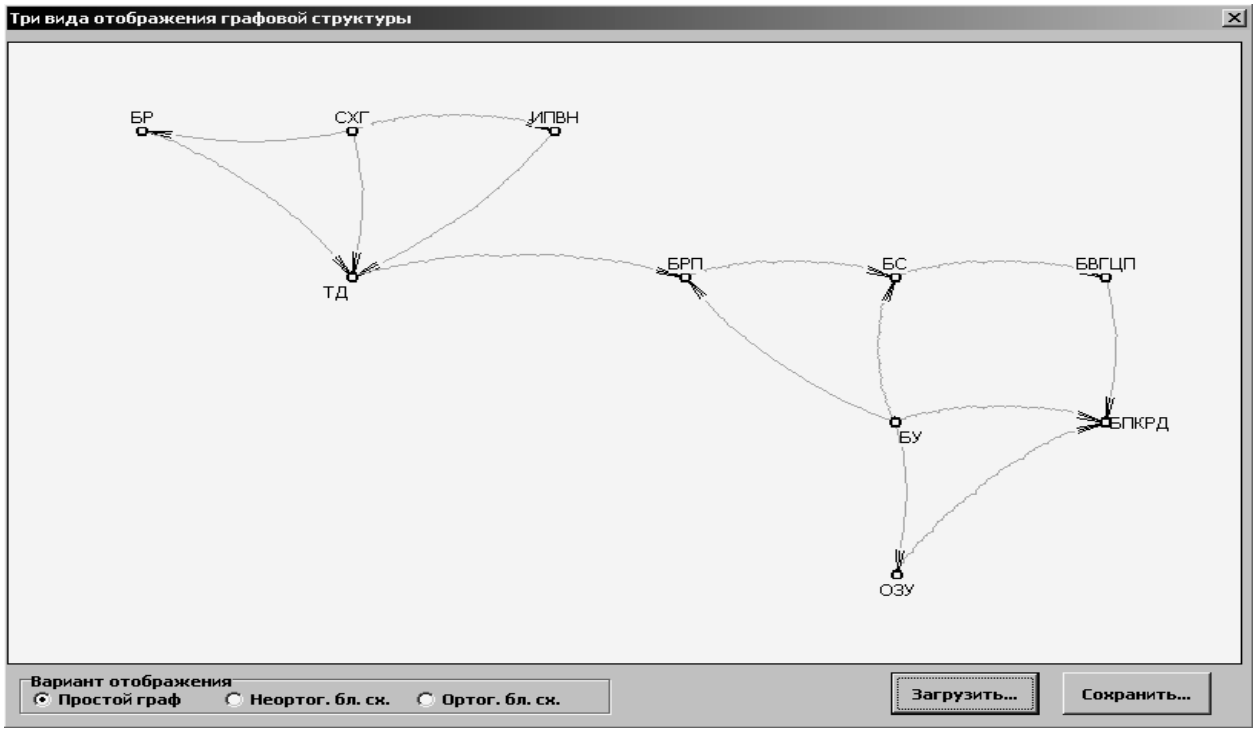


Рис. 3. Исходный фрагмент графа

Для преобразования его в структурную схему примем допущение, что вершина – прямоугольник с наименованием вершины (блочная функция); ребра – ортогональные соединительные линии.

Исследуя работу разработанного алгоритма, можно сделать вывод, что, как и алгоритмы трассировки, он чувствителен к площади контекста отображения; площади, занимаемой компонентами; минимально допустимого расстояния между связями. При большом количестве компонентов работа алгоритма замедляется, остаются непроведенные связи.

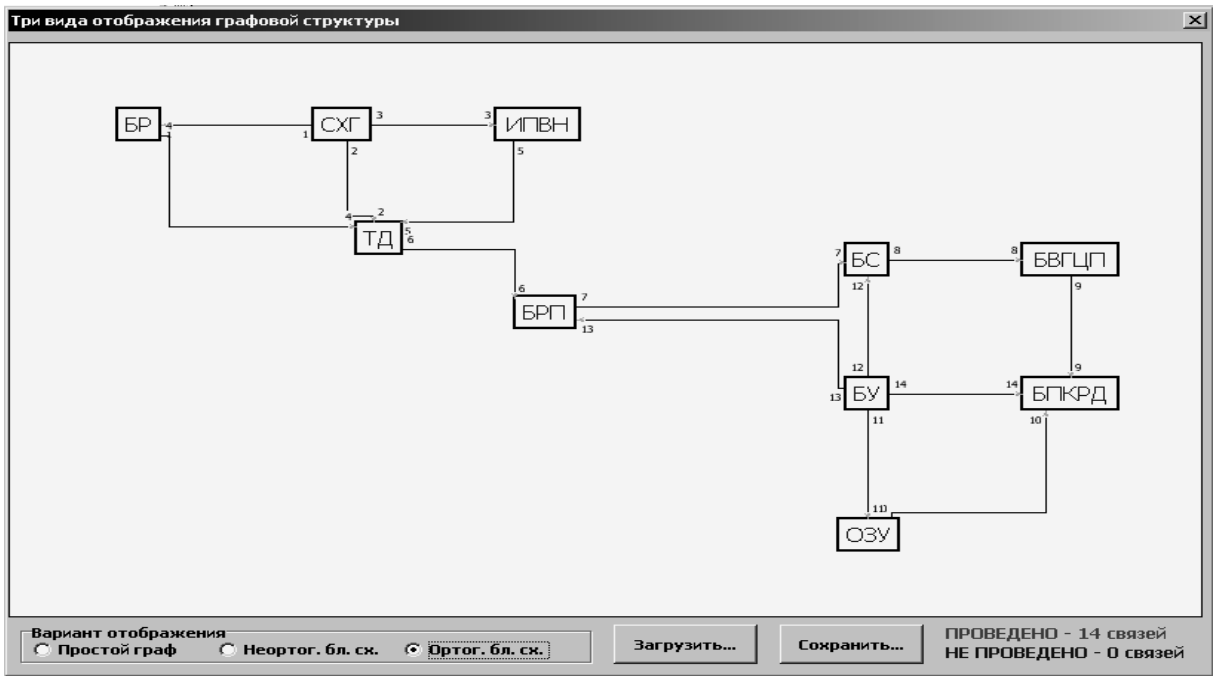


Рис. 4. Граф, отображенный в виде структурной схемы

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Муха, Ю. П.* Алгебраическая теория синтеза сложных систем / Ю. П. Муха, О. А. Авдеюк, И. Ю. Королёва. – Волгоград: Политехник, 2003. – 320 с.

2. *Новиков, Ф. А.* Дискретная математика для программистов / Ф. А. Новиков. – СПб.: Питер, 2001. – 304 с.

3. *Секачёв, В. А.* Специализированный программный пакет для автоматизации проектирования измерительных систем / В. А. Секачёв // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2003. – № 6. – С. 59–61.

4. Функциональный оптимизатор структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613295 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

5. *Мелихов, А. Н.* Применение графов для проектирования дискретных устройств / А. Н. Мелихов, Л. С. Берштейн, В. М. Курейчик. – М.: Наука, 1974. – 304 с.

УДК 537.876+621.39

С. А. Парпула, В. С. Гирич, В. П. Заярный

S. A. Parpula, V. S. Girich, V. P. Zayarniy

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ СВЧ-ДИАПАЗОНА С ЛИНЕЙНО-РАСШИРЯЮЩИМСЯ РАСКРЫВОМ

STUDY OF ELECTRODYNAMIC CHARACTERISTICS TRAVELING-WAVE ANTENNA WITH LINEARLY-EXTENDING REVEALING THE MICROWAVE RANGE

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: parpula@yandex.ru, vlad_net77@mail.ru, zvp2000@mail.ru

С применением методов компьютерного моделирования исследовались образцы коротких антенн СВЧ-диапазона с линейно-расширяющимся раскрывом с изменяемыми геометрическими параметрами. Получены результаты о влиянии этих параметров на широкополосность исследовавшихся антенн. Получены диаграммы направленности, выявлено влияние геометрических параметров на электродинамические характеристики антенны.

Ключевые слова: СВЧ-диапазон, диаграмма направленности, геометрические параметры, короткие антенны, бегущая волна.

With the use of computer simulation, the samples studied short-range microwave antennas with linear-expanding aperture with variable geometric parameters. Results on the effects of these parameters on the broadband antennas investigated. Obtained pattern, revealed the influence of geometrical parameters on the electromagnetic characteristics of the antenna.

Keywords: microwave range, directional pattern, geometrical parameters, short antennas, traveling wave.

В последнее время повышенный интерес представляют разработки антенн для радиотехнических систем СВЧ-диапазона, удовлетворяющие требованиям широкополосности, узконаправленности или же, наоборот, и компактности, имеющие оптимальные диаграммы направленности (ДН). К тому же экспериментальные исследования подобных антенн остро нуждаются в теоретическом обосновании их характеристик, что указывает на важность и актуальность данных исследований.

Построение строгих электродинамических моделей антенн, подобных исследовавшимся (на нерегулярных линиях), является весьма сложной задачей. Однако если изначально положить, что в направляющей структуре распространяется только один тип волны (*E* или *H*) и что он не изменяется вследствие изменения поперечного сечения щели, то для анализа излучения антенн с расширяющимися щелями можно использовать известные результаты для расчета параметров симметричной щелевой линии [1]. В данном случае исследовались антенны, для которых изменение поперечного сечения вдоль направляющей структуры антенны является линейным (рис. 1). Ее регуляризация для конечного числа участков позволила применить известные модельные представления [1, 2] для каждого регулярного участка и по их суммарному вкладу рассчитать ДН всей антенны [3].

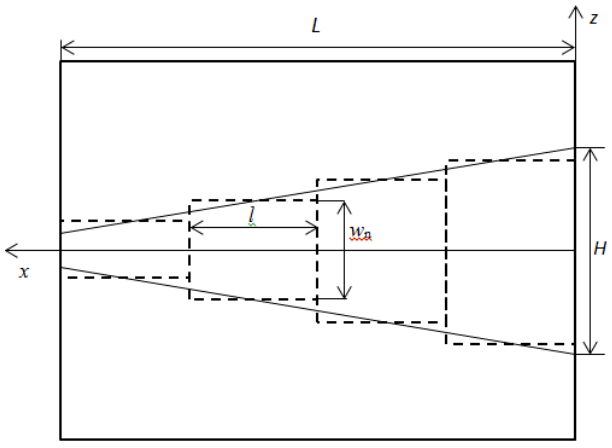


Рис. 1. Аппроксимация расширяющейся направляющей структуры антенны регулярными участками

Для подобной ступенчатой аппроксимации нерегулярной структуры предполагается, что шаг увеличения ширины щели должен быть много меньшим четверти длины волны:

$$w_n - w_{n-1} = w_{n+1} - w_n = \Delta w << \frac{\lambda_0}{4}, \qquad (1)$$

где w_n – ширина щели *n*-го регулярного участка направляющей структуры антенны; λ_0 – длина волны электромагнитных колебаний на входе антенны [4, 5].

При этом результирующее поле в дальней зоне будет определяться суммированием вклада в излучение, вносимого каждым регулярным участком:

$$E(\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} E_n(\theta,\varphi), \qquad (2)$$

где $E_n(\theta, \varphi)$ – вклад в поле дальней зоны *n*-участком [6, 7].

Для сохранения условия бегущей вдоль направляющей структуры антенны волны потребуем, чтобы мощность, проходящая через каждый регулярный участок, оставалась постоянной:

$$P_{n-1} = P_n = P_{n+1} = \text{const}. \qquad (3)$$

Мощность, проходящая вдоль *n*-участка регулярной структуры, может быть определена как

$$P_n = \frac{V_n^2}{Z_n}, \qquad (4)$$

где V_n – разность потенциалов в щели, а Z_n – волновое сопротивление.

Заменим V_n на поперечную составляющую поля регулярной симметричной щелевой линией (СЩЛ) и положим $P_n = 1$. Формула (2) с учетом (3) принимает вид:

$$E(\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} \sqrt{Z_n} \cdot E_{0n}(\theta,\varphi), \qquad (5)$$

где E_{0n} – поле излучения *n*-участка, которое может быть определено по какой-либо модели антенны с щелью постоянной ширины (ПШЩА), а Z_n может быть взято из выражения

$$Z_в = \frac{60\pi^2}{\ln\left(\frac{2H}{w} + \sqrt{\left(\frac{2H}{w}\right)^2 - 1}\right)}. \qquad (6)$$

Процедура ступенчатой аппроксимации может быть автоматизирована или произведена вручную. Произведенные расчеты показывают, что результаты хорошо сходятся, когда значение $\Delta w = \lambda_0/8$ [5, 6].

Как показано в [8], поперечная компонента электрической напряженности электромагнитного поля для *i*-го регулярного участка антенны (рис. 1) определяется следующим выражением:

$$E_\theta(\theta,\varphi)=\frac{j\omega\varepsilon w\cdot\sin\varphi\cdot e^{-jk_0r}}{4\pi^2 r}\int_{-w/2}^{w/2}\frac{e^{jk_0z'\cos\theta}}{\sqrt{\left(\frac{w}{2}\right)^2-z^2}}dz'\times$$
$$\times\int_0^L e^{jk_0x'\sin\theta\cos\varphi}\cdot e^{k_xx'}\cdot\left[1+e^{j\frac{\pi}{4}}F\left(v\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)+\frac{\sqrt{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\pi}\frac{e^{-j\frac{\pi}{2}v^2}}{v}\right]dx'. \quad (7)$$

Интегралы в расчетных формулах находятся численно, а построение ДН ПШЩА в главных плоскостях производится нормированием результатов при $\varphi = \pi$ для *E*-плоскости и $\theta = \pi/2$ для *H*-плоскости [9].

Расчеты производились для антенн, имевших длину *L* в пределах (1÷5λ), и ширину раскрыва *d* в пределах (1÷3λ) мм, на частоте 10ГГц, для *E*-плоскости электромагнитных колебаний. На рис. 2 приведена диаграмма направленности, полученная в результате моделирования с учетом (5)–(7) для случая *L* = 90 мм (*d* = 60мм). Видно, что уровень боковых лепестков не превышает значения 0,1 от поля, излученного непосредственно перед антенной (при $\theta = 0$).

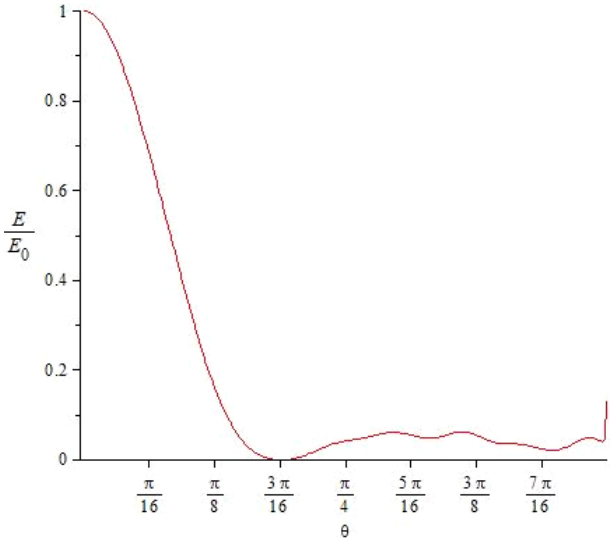


Рис. 2. Диаграмма направленности для случая *L* = 90 мм (*d* = 60 мм)

При изменении ширины антенны (*d*) сильно меняется ширина главного лепестка, а вместе с ним и уровень боковых лепестков. На рис. 3, *а, б* представлены диаграммы направленности с шириной раскрыва *d* = 30 и 90 мм соответственно. Длина антенны в обоих случаях одинакова (*L* = 90 мм).

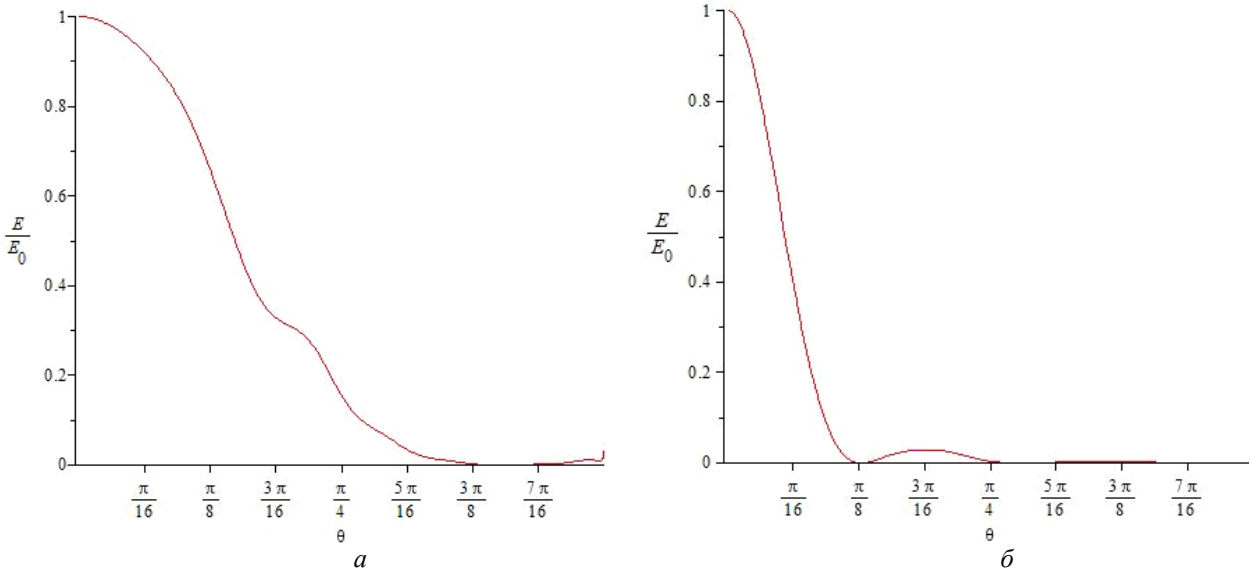


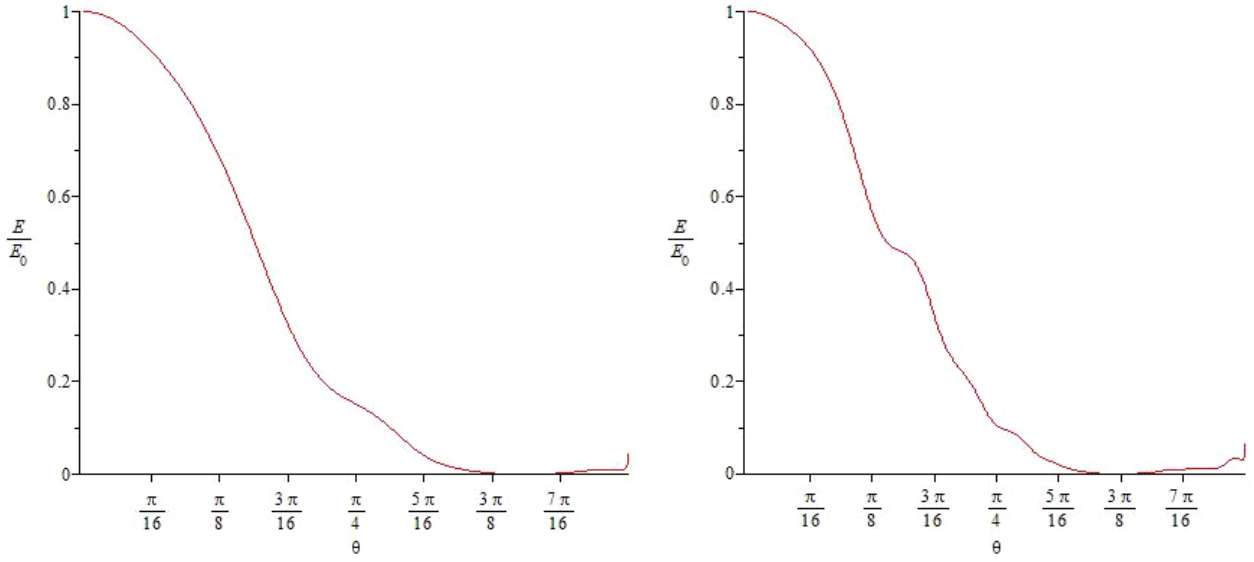
Рис. 3. Диаграмма направленности для случая *L* = 90 мм:
а – *d* = 30 мм; *б* – *d* = 90 мм

Из рис. 3 видно, что с увеличением ширины раскрыва, главный лепесток сильно сужается и наоборот.

Изменение длины антенны (*L*) существенно влияет на появление боковых лепестков. На рис. 4 *а, б* представлены диаграммы направ-

ленности с шириной раскрыва L = 60 и 150 мм соответственно. Ширина антенны в обоих случаях одинакова (d = 30 мм).

Расчеты показывают, что при увеличении длины антенны (L), начинает формироваться второй лепесток, затем и остальные боковые лепестки. Ширина главного лепестка меняется незначительно.



а *б*

Рис. 4. Диаграмма направленности для случая d = 30 мм:
а – L = 60 мм; *б* – L = 150 мм

Подобный характер диаграмм направленности сохраняется практически во всем диапазоне изменения частот (от 5,9 до 11,3 ГГц).

Анализируя зависимости, представленные на рис. 3, необходимо отметить, что с увеличением ширины раскрыва d возрастает ширина главного лепестка ДН.

При увеличении длины антенны L ширина главного лепестка, как следует из рис. 4, практически не меняется, в то время как происходит увеличение уровня боковых лепестков.

Следует отметить, что стабильность характеристик исследовавшихся антенн в рассматриваемой полосе частот (от 5,9 до 11,3 ГГц) позволяет считать их достаточно широкополосными в плане практического применения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Sharma, A. K.* An Experimental investigations of Millimeter-Wave Fin Antennas / A. K. Sharma, R. M. Wilson, A. Rosen // IEEE Antennas & Propagation Society APS. – 1985. – Vol. 6. – P. 97–100.

2. *Bhat, B.* Analysis, design and applications of fin lines / B. Bhat, S. Koul // Artech House. – 1987.

3. *Janaswamy, R.* Analysis of the tapered slot antenna / R. Janaswamy, D. Schaubert // IEEE Trans. AP. – 1987. – Vol. 35. – P. 1058–1065.

4. *Гирич, В. С.* Короткие антенны поверхностной волны на симметричной щелевой линии передачи / С. В. Гирич, А. А. Фролов, Ю. А. Домаев // Физика и технические приложения волновых процессов : Тезисы докладов и сообщений / под. ред. В. А. Неганова и Г. П. Ярового. – II Международная научно-техническая конференция. Самара, 2003.

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 // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 2). – С. 77–80.

7. *Гирич, С. В.* Характеристики излучения антенн бегущей волны, созданных на основе симметричной щелевойлинии передачи : дис. … канд. физ.-мат. наук : 01.04.03 / С. В. Гирич. – М., 2000. – 116 с.

8. Современное состояние и проблемы / Д. И. Воскресенский [и др.] ; под ред. Л. Б. Бахраха и Д. И. Воскресенского. – М.: Сов. радио, 1979. – 208 с.

9. *Куммер, В. Х.* Антенные измерения / В. Х. Куммер, Э. С. Джиллеспи // ТИИЭР. – 1978. – Т. 66. – № 4. – С. 143–173.

УДК 681.3.08

Р. П. Романенко

R. P. Romanenko

ВЫБОР И МОДЕРНИЗАЦИЯ ОПТИМАЛЬНОЙ СХЕМЫ КОМПЛЕКСИРОВАНИЯ РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ И АВТОНОМНЫХ СИСТЕМ

SELECTION AND MODERNIZATION OF THE OPTIMAL SCHEME OF INTEGRATION OF RADIO NAVIGATION AND AUTONOMOUS SYSTEMS

Арчединская дистанция сигнализации, централизации и блокировки – структурное подразделение Приволжской дирекции инфраструктуры структурного подразделения Центральной дирекции инфраструктуры – филиала ОАО «РЖД»

Archeda's distance of signaling, centralization and blocking - a structural subdivision of the Volga Directorate of the infrastructure of the structural unit of the Central Directorate of the infrastructure – the branch of OJSC «Russian Railways»

E-mail: romanenkoroman1988@yandex.ru

Представлены схемы комплексирования навигационных измерителей. К сигналам применены Вейвлет-преобразования. Предложена установка дополнительного блока на основе вейвлет-анализа принимаемой информации.

Ключевые слова: спутниковая радионавигационная система, вейвлет-преобразование, комплексирование, генератор кодов, бесплатформенная инерциальная навигационная система.

Presents the scheme of integration of GNSS navigation meters. To the signals applied Wavelet transform. Proposed installation of the additional unit on the basis of Wavelet-analysis of the received information.

Keywords: satellite radio-navigation system, Wavelet-transformation, integration, code generator, strapdown inertial navigation system.

Использование информации спутниковой радионавигационной системы подвижными объектами различного назначения имеет более чем тридцатилетнюю историю, начало которой было положено вводом в строй морских доплеровских низкоорбитальных систем первого поколения «Транзит» и «Цикада». Уже тогда рассматривались вопросы комплексирования этих систем с другими измерителями.

Однако широкое применение спутниковых радионавигационных систем стало возможным лишь с вводом в эксплуатацию среднеорбитальных систем второго поколения ГЛОНАСС и GPS. Разработано значительное число типов аппаратуры потребителей.

Во многих практических случаях невозможно точно описать модели сообщения и наблюдения [1] – имеет место высокая степень помех и недостаточный уровень достоверности получаемой информации от приемной аппаратуры. В связи с этим появилось осознание необходимости мер и проведения мероприятий по повышению точности, помехоустойчивости аппаратуры потребителей, обеспечению непрерывности работы навигационных средств в условиях существования естественных и искусственных помех, затенения антенн аппаратуры потребителей и возможного ухудшения качества навигационных сигналов космических аппаратов спутниковых радионавигационных систем (СРНС). Другими словами, появилась необходимость предоставления потребителю информации о местонахождении подвижного объекта в любой момент времени при любых погодных условиях и рельефах местности с высокой точностью.

Ключевым решением данной задачи является комплексирование и совместная обработка информации СРНС с информацией других навигационных систем и устройств. Этому способствует то обстоятельство, что на многих подвижных объектах помимо аппаратуры потребителей СРНС размещаются и используются такие средства, как инерциальные и инерциально-доплеровские навигационные системы (ИНС и ИДНС), курсо-доплеровские и курсо-воздушные системы счисления, одометрические системы, аппаратура радиотехнических систем ближней (РСБН) и дальней (РСДН) навигации и др.

Объединение (интеграция) оборудования в единый функционально, структурно и конструктивно взаимосвязанный навигационный комплекс позволит полнее использовать имеющуюся на борту подвижного объекта избыточность информации, благодаря чему появляется возможность повышения точности, помехоустойчивости, непрерывности и надежности навигационных определений, расширения круга решаемых задач и улучшения качества их выполнения.

Совершенствование и развитие навигационных измерителей позволяет решать сложные задачи управления движением различных объ-

ектов. Задачей комплексной обработки навигационной информации является совместная обработка данных навигационного счисления для определения навигационных параметров движущегося объекта с максимально возможной точностью.

Для оптимального и эффективного решения задач управления необходимо обеспечивать получение контролируемых параметров с достаточной точностью. Современные задачи управления сложными системами делают целесообразным разработку и использование различных схем комплексной обработки разнородных данных. Тем не менее, в известной литературе слабо освещены задачи комплексирования данных, полученных в различных системах координат в режиме движения объектов с малыми и нулевыми скоростями. Вместе с тем именно для таких режимов управления зачастую требуется наибольшая точность. При решении подобных задач в рамках сложных систем необходимо учитывать вычислительную сложность и надежность синтезируемых алгоритмов.

В связи с этим возникает актуальная задача разработки и моделирования алгоритмов комплексирования разнородных наблюдений спутниковых радионавигационных систем, инерциальных навигационных систем для обеспечения работы системы управления движением с малыми и нулевыми скоростями.

Комплексирование навигационных измерений подразумевает:

– уточнение углов ориентации (курса, крена и дифферента), оценку и уточнение параметров калибровки навигационных датчиков, таких как дрейфы гироскопов, масштабные коэффициенты, смещения акселерометров и др.;

– обеспечение на этой основе непрерывности навигационных определений подвижных объектов и повышение точности определения координат, высоты, скорости подвижного объекта на всех этапах его движения, в том числе и при временной неработоспособности аппаратуры потребителя в случаях воздействия помех или энергичных маневров подвижных объектов;

– улучшение характеристик целостности навигационных определений, т. е. способности за счет совместной обработки информации автономных средств (особенно ИНС) и СРНС обеспечивать решение задачи бортового автономного контроля целостности – CAIM или для авиации – AAIM (Airborne Autonomous Integrity Monitoring), в дополнение к контролю целостности, осуществляемому в приемнике СРНС (RAIM);

– обеспечение за счет более точной информации, полученной в процессе вторичной обработки, сокращения времени поиска и вхождения в режим слежения, а также улучшение характеристик контуров слежения за кодом, частотой и фазой несущей частоты, сужение соответствующих полос пропускания и, как следствие, повышение помехозащищенности АП СРНС.

При комплексировании используются следующие принципы:

– совмещение функций радиотехнических систем, приводящее к появлению многофункциональных интегрированных комплексов;

– объединение технических средств, измеряющих одни и те же или функционально связанные навигационные параметры; комплексная (совместная) обработка информации и взаимная информационная поддержка нескольких устройств или систем. Общие идеи методов комплексной обработки навигационной информации восходят к К. Гауссу, а основные ее методы были созданы и получили дальнейшее развитие в работах А. Н. Колмогорова, Н. Винера, Л. Заде и Дж. Рагаззини, Р. Калмана, В. С. Пугачева, В. М. Семенова, Р. Л. Стратоновича, В. И. Тихонова, М. С. Ярлыкова, П. Д. Крутько, И. А. Жохова, В. К. Болнокина и др.

В соответствии с простейшим алгоритмом комплексирования предусматривается использование на выходе навигационного комплекса (НК) координат и скорости аппаратуры потребителей (АП) СРНС при ее нормальной работе и информации автономной системы при неработоспособности АП СРНС.Такие алгоритмы вторичной обработки информации реализованы на многих подвижных объектах, особенно модернизируемых. Аппаратной основой комплексирования является наличие в навигационном комплексе цифровых вычислителей и стандартных линий информационного обмена.

Оценка погрешностей и их источников в навигационном фильтре строится, как практически общепринято, с применением алгоритмов оптимального последовательного линейного (фильтр Калмана) и нелинейного оценивания (фильтрации) и их модификаций. Важнейшей частью навигационного фильтра является блок прогнозирования оценок погрешностей на основе моделей ошибок автономных систем. Знание моделей и точность их описаний будут определять точность прогнозирования оценок погрешностей, а с ней и точность определения навигационных параметров в автономном режиме.

Остановимся более подробно на применении методов оптимальной последовательной фильтрации. Отметим, что при реализации алгоритмов вторичной обработки информации возникает потребность в экономии вычислительных ресурсов с одной стороны и в обеспечении устойчивости расчетов с другой.

Схема (рис. 1) дает представление и о так называемой слабосвязанной схеме комплексирования при реализации связи в виде пунктирной линии от инерциальной навигационной системы (ИНС) к аппаратуре потребителей спутниковой радионавигационной системы (АП СРНС), которая означает передачу приемнику информации ИНС для обеспечения более быстрого поиска и вхождения в режим слежения с учетом данных от бортового эталона времени и частоты (БЭВЧ) и системы воздушных сигналов (СВС). При этом также могут быть реализованы управляющие воздействия, поступающие из навигационного фильтра в саму инерциальную навигационную систему (внешний контур) для коррекции погрешностей ориентации и ошибок инерциальных датчиков.

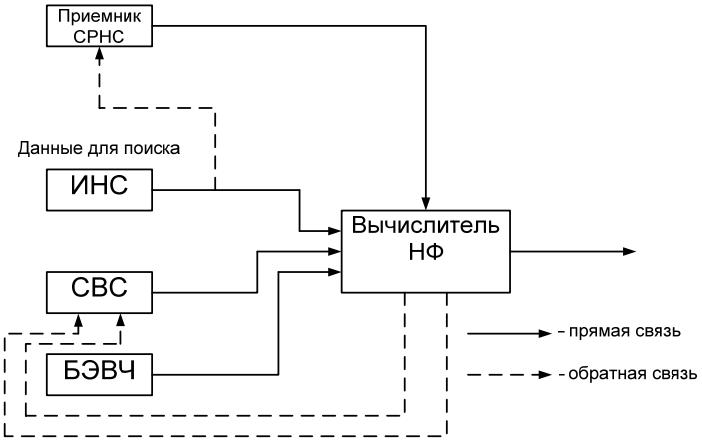


Рис. 1. Разомкнутая и слабосвязанная схемы

Рис. 2 дает представление о сильносвязанной схеме комплексирования, когда спутниковая инерциальная система представляет собой единую аппаратуру, состоящую из трех модулей (приемник СРНС, модуль чувствительных элементов ИНС и модуль вычислителя).

В вычислителе реализуются как основные алгоритмы бесплатформенной инерциальной навигационной системы (БИНС), так и алгоритмы оптимальной последовательной обработки данных БИНС с обратными связями для коррекции счисляемых данных. Кроме того, с выхода фильтра координаты и скорости поступают в приемник для ускорения поиска.

Если в приемнике СРНС также имеется навигационный фильтр, а БИНС дает полное решение задачи инерциальной навигации (вплоть до вычисления координат), то получается схема сильносвязанной системы с избыточностью. Такая архитектура, в частности, реализуется в системах Litton LN-100G и Honeywell H-764G.

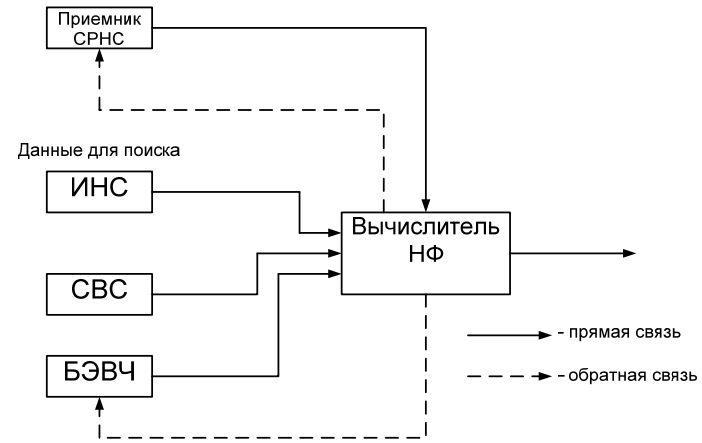


Рис. 2. Сильносвязанная схема комплексирования

Схема (рис. 2) предполагает возможность встраивания приемника СРНС в блок ИНС, что позволяет существенно облегчить обеспечение достаточно быстрых связей между двумя устройствами, поскольку внутренние линии информационного обмена могут иметь более высокое быстродействие, чем быстродействие, определенное используемыми в настоящее время стандартами.

На рис. 3 приведена глубокоинтегрированная схема навигационного комплекса, включающая упрощенную спутниковую аппаратуру, блок чувствительных элементов БИНС и вычислитель. Приемник включает радиочастотную часть, генератор кодов, корреляторы и поисковую часть. Вычислитель реализует алгоритмы бесплатформенной ИНС и оптимальной оценки параметров.

Данная схема отличается от схемы на рис. 1 тем, что в приемнике СРНС вообще отсутствуют контуры слежения. Задача определения возлагается на навигационный фильтр. Реализация глубокоинтегрированной схемы требует весьма мощных вычислителей, поскольку предполагается довольно высокая размерность вектора состояния (до 40 и более) в условиях достаточно быстрых изменений. Глубокоинтегрированная схема частично объединяет первичную и вторичную обработку информации.

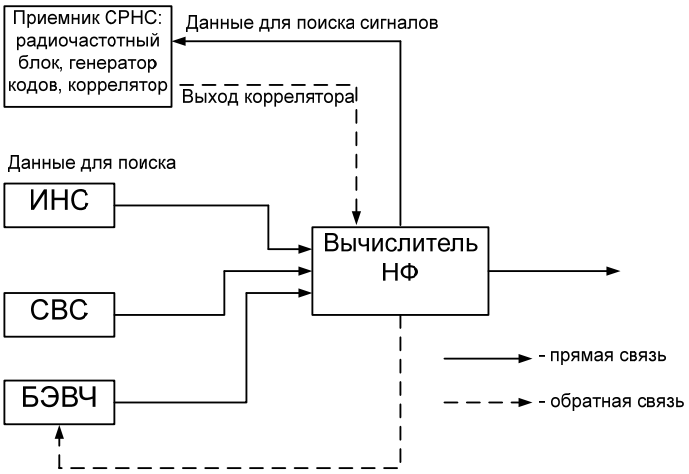


Рис. 3. Глубокоинтегрированная схема комплексирования

Основное отличие связанных и интегрированной схем комплексирования от разомкнутой состоит в том, что прогноз параметров движения в них осуществляется с помощью реализуемых самой БИНС алгоритмов счисления с учетом управляющих воздействий, полученных на основе работы алгоритмов.

Естественно, что максимального выигрыша от комплексирования навигационных измерителей можно достичь, решив соответствующую задачу синтеза, что позволяет определить единую оптимальную структуру и характеристики системы комплексирования.

Однако общая сложность проблемы такова, что такая задача пока практически решается отдельно на уровнях первичной и вторичной обработки информации, деление на которые по существу является условным. Под *первичной обработкой информации* понимают поиск, обнаружение, селекцию, преобразование и обработку (в режиме слежения) сигналов навигационных и специальных измерителей с целью определения соответствующих радионавигационных параметров (например, псевдодальности и приращения псевдодальности или псевдоскорости). Под *вторичной обработкой информации* понимают выполняемую в ЭВМ обработку выходных данных самих измерителей, результаты которой используются для определения и уточнения координат и скорости движения, углов ориентации подвижного объекта и источников погрешностей измерителей. Если вычисление параметров движения осуществляется в аппаратуре потребителя СРНС, то может вводиться термин «предварительная вторичная обработка информации» (ПВОИ). С другой стороны, при глубокой коррекции ИНС иногда используется понятие первичной обработки сигналов и ее чувствительных элементов.

Для осуществления комплексирования будем использовать сильносвязанную схему, так как ее применение подразумевает более интенсивную обработку сигналов по сравнению с остальными двумя схемами. Кроме того, для до-

полнительного снижения времени обработки сигналов предлагается использовать вейвлет-преобразования (в частности, лифтинг преобразования).

Формула (1) и метод вейвлет-преобразования описаны ниже.

$$\Psi_{mk}(t) = a^{m/2} \cdot \Psi\left(a^m (t+k)\right),$$

$$S(t) \sum_{m,k=-\infty}^{\infty} \cdot S_{mk} \Psi_{mk}(t). \qquad (1)$$

Напомним условия точного восстановления для двух пар биортогональных фильтров. Рассмотрим две пары фильтров: (h, g) и $(\tilde{h}, \tilde{g})$. Проводим разложение при помощи свертки с $(\tilde{h}^{o}, \tilde{g}^{o})$, а восстановление – при помощи (h, g) (в ортогональном случае $h = \tilde{h}$; $g = \tilde{g}$).

В терминах *z*-преобразования разложение на высокие и низкие частоты с прореживанием вдвое имеет вид, описанный формулой (2):

$$X(z) \to \left[\left(\tilde{H}\left(z^{-1}\right) X(z) + \tilde{H}\left(-z^{-1}\right) X(-z)\right)/2,\ \left(\tilde{G}\left(z^{-1}\right) X(z) + \tilde{G}\left(z^{-1}\right) X(-z)\right)/2\right]. \qquad (2)$$

Записав в аналогичном виде процесс восстановления с помощью пары (*h*, *g*) и приравняв результат к *X*(*z*), получаем выражения (3), описанные ниже:

$$\begin{aligned} H(z)\tilde{H}\left(z^{-1}\right) + G(z) \cdot \tilde{G}\left(z^{-1}\right) &= 2; \\ H(z)\tilde{H}\left(-z^{-1}\right) + G(z) \cdot \tilde{G}\left(-z^{-1}\right) &= 0. \end{aligned} \qquad (3)$$

[2]

Метод лифтинга позволяет строить новые фильтры, удовлетворяющие выражениям (3), из уже имеющихся и выполнять вейвлет-преобразование быстрее за счет декомпозиции на элементарные шаги лифтинга.

Следует отметить, что для поиска сигнала и оценки его наличия требуется не весь набор фильтров и отчетов, а только та часть, в которой обнаружен сигнал, для передачи его в коррелятор.

Применение вейвлет-преобразования позволит осуществить подавление шума в сигналах, реконструировать сигналы, разделить исходных данных на составляющие [3]. В связи с этим, для внедрения в уже существующий алгоритм, будет необходимо в приемник установить дополнительный блок, в основе которого лежит вейвлет-анализ принимаемой информации.

Совместное использование данных нескольких навигационных приборов позволит повысить точность и достоверность процедур определения положения подвижного объекта. Оптимальное решение состоит в объединении всех доступных навигационных наблюдений в единый вектор с последующей многомерной оптимальной фильтрацией.

Таким образом, интеграция оборудования в единый функционально, структурно и конструктивно взаимосвязанный навигационный комплекс позволит полнее использовать имеющуюся на борту подвижного объекта избыточность информации, благодаря чему появится возможность повышения точности, помехоустойчивости, непрерывности и надежности навигационных определений, расширения круга решаемых задач и улучшения качества их выполнения. Для потребителя это будет выражаться в виде получения информации о местонахождении нужного подвижного объекта, уровень достоверности которой составляет 89–94 % и не зависит от погодных условий и рельефа местности нахождения этого объекта; точность определения объекта увеличится в 2–3 раза, что является весьма существенным.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Сэйдж, Э. П.* Теория оценивания и ее применение в связи и управлении : пер. с англ. / Э. П. Сэйдж, Дж. Мэлс ; под ред. Б. Р. Левина. – М.: Связь, 2006. – 496 с.

2. *Левкович-Маслюк, Л. И.* Вейвлет-анализ и его приложения. Учебный курс / Л. И. Левкович-Маслюк, А. В. Переберин // 8-я Международная конференция по компьютерной графике и визуализации ГрафиКон'98 Москва, 7–11 сентября 1998 г. – 179 с.

3. *Валеев, С. Г.* Применение непрерывного Вайлета при обработке дискретной информации / С. Г. Валеев, Е. А. Вершилкина ; Ульяновский государственный технический университет. – Ульяновск, 2007. – 7 с.

ЭЛЕКТРОНИКА

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 681.7.08

А. Н. Шилин, К. А. Лавеева

N. Shilin, K. A. Laveeva

ОПЕРАТОРНЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ПОРОГОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

OPERATOR METHOD OF THE THRESHOLD SENSITIVITY ANALYSIS OF OPTICAL-ELECTRONIC DEVICES

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: eltech@vstu.ru

В статье рассматривается методика определения порога чувствительности фотоприемного устройства. Представленный анализ вероятностных характеристик шумовых сигналов на выходе оптоэлектронного тракта основан на преобразовании Лапласа и теоремах о предельных значениях в области оригинала. Предложенная методика исключает вычисление интеграла Хинчина – Винера, что расширяет область применения рассматриваемого подхода и упрощает расчеты.

Ключевые слова: шумовой сигнал, дисперсия, корреляционная функция, преобразование Лапласа, интеграл Хинчина – Винера, теорема о начальном значении, порог чувствительности.

In this article the method of determining the threshold of sensitivity photodetector is considered. The presented analysis of stochastic characteristics of noise signals at the output of the optoelectronic channel is based on the Laplace transform and theorems on the limit values of the original. The proposed method eliminates the calculation of the integral Wiener – Khintchine that broadens the scope of the approach and simplifies the calculations.

Keywords: noise signal, variance, correlation function, Laplace transform, Wiener–Khintchine integral, a theorem on the initial value, threshold of sensitivity.

Одним из основных параметров оптико-электронных измерительных приборов является порог чувствительности, поскольку он определяет минимальный регистрируемый поток излучения [1]. Определение порога чувствительности напрямую связано с операцией приведения всех внутренних шумов устройства к выходу оптоэлектронного тракта. Существующая в настоящее время методика расчета вероятностных характеристик шумовых сигналов на выходе оптоэлектронного тракта основана на классическом спектральном методе, предполагающем применение интеграла Хинчина – Винера [2]. Однако для цепей с передаточными функциями высоких порядков, интегрирование может представлять существенную сложность. И, кроме того, расчет классическим методом может быть осуществлен посредством программных пакетов, однако часто возникает задача расчета в режиме реального времени. Поскольку в настоящее время не известны другие методы расчета вероятностных характеристик шумовых сигналов, то целесообразно, как и для моделирования детерминированных сигналов, использовать операторные методы анализа, которые упрощают операцию обработки.

Известны результаты использования операторных методов для анализа динамических процессов. В некоторых монографиях [3] данный подход применялся для решения рассматриваемой задачи, однако представленные результаты не совпадали с результатами, полу-

ченными классическим методом. После проведенного анализа было выяснено, что основной причиной неадекватности результатов является то, что не учитывались различия одно- и двухсторонних пределов интегральных преобразований (Фурье и Лапласа). Авторами были учтены эти различия и аналитически получены соотношения, на основе которых разработана методика анализа преобразований случайных сигналов в типовых звеньях, а именно в инерционном звене первого и колебательном звене второго порядка. Разработанная методика применялась для решения практической задачи определения отношения сигнал-шум в оптоэлектронном тракте измерительного устройства [4].

В качестве примера рассмотрено применение операторного метода анализа пороговой чувствительности оптико-электронных приборов на основе схемы замещения фотоприемного устройства с неинвертирующим входом. Эта задача была ранее решена классическим методом [2]. На рис. 1, *а* показана схема фотоприемного устройства, а на рис. 1, *б* – соответствующая шумовая схема замещения.

Инерционные свойства фотоприемника и усилителя определяются соответственно постоянными времени $\tau_{ф} = (R_{ф} \,||\, R_{н})C_{ф}$ и $\tau_{y} = R_{вых}C_{вых}$. В этой схеме источниками шумов являются следующие элементы: фотодиод, действующий как генератор тока $I_{ш.ф}$ теплового и дробового шума, операционный усилитель, шумовые характеристики которого определяются дробовым $I_{ш.у}$ и тепловым $E_{ш.у}$ шумами, приведенными ко входу усилителя, и резисторы R_1 и R_2, как генераторы тепловых шумов $I_{ш.R_1}$ и $I_{ш.R_2}$ [3].

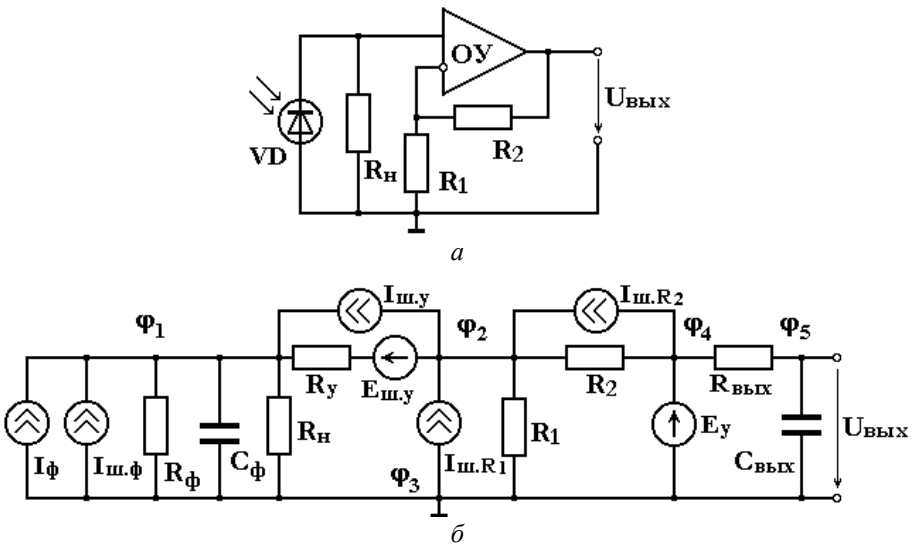


Рис. 1. Фотоприемное устройство с неинвертирующим входом:
а – принципиальная схема; *б* – схема замещения

Дисперсии напряжения и тока теплового шума, вызванного хаотическим тепловым движением свободных электронов в приемнике, определяются по формуле Найквиста:

$$\overline{V}_m^2 = 4kTR\Delta f\,; \quad \overline{I}_m^2 = 4kTR^{-1}\Delta f\,, \qquad (1)$$

где R – сопротивление приемника (для фотодиода берут сопротивление базы $R_{б}$); Δf – полоса частот.

Дисперсии напряжения и тока дробового шума, причиной которого является поток частиц, флуктуирующих во времени, определяются по формуле Шоттки:

$$\overline{I}_{др}^2 = 2eI_0\Delta f\,; \quad \overline{V}_{др}^2 = 2eI_0R_{н}^2\Delta f\,, \qquad (2)$$

где $e = 1{,}6\cdot10^{-19}\,\text{А}\cdot\text{с}$ – заряд электрона; I_0 – среднее значение тока в приемнике; Δf – полоса частот; $R_{н}$ – сопротивление нагрузки.

Эти шумы имеют равномерный спектр (белый шум).

Спектральная плотность реакции цепи на входное воздействие в виде случайного сигнала со спектральной плотностью $S_x(\omega)$ в установившемся режиме может быть найдена следующим образом [4]:

$$S_y(\omega) = \left|W(j\omega)\right|^2 S_x(\omega) = \left|W(p)\right|^2 S_x(\omega)\,; \qquad (3)$$

здесь $W(j\omega)$ и $W(p)$ – комплексно-частотный коэффициент передачи цепи в форме Фурье и Лапласа.

Поскольку между узлами φ_4 и φ_5 нет контура обратной связи, т. е. потенциал φ_5 не влияет на φ_4, комплексно-частотные коэффициенты передачи рассматриваемой цепи могут быть представлены в виде произведения двух коэффициентов передачи:

$$W_{\text{вых}i}(j\omega) = W_i(j\omega) \cdot W_{RC}(j\omega), \qquad (4)$$

где $W_i(j\omega)$ – комплексно-частотные коэффициенты передачи от каждого источника шума к узлу φ_4; $W_{RC}(j\omega) = \dfrac{1}{1 + j\omega R_{\text{вых}} C_{\text{вых}}}$ – коэффициент передачи выходной RC цепи от узла φ_4 к узлу φ_5.

Далее рассмотрен граф данной цепи [2], где в качестве независимых переменных выбраны источники шумов $I_{\text{ш.ф}}$, $I_{\text{ш.у}}$, $E_{\text{ш.у}}$, $I_{\text{ш.}R_1}$, $I_{\text{ш.}R_2}$, а в качестве зависимых переменных – потенциалы φ_1, φ_2, φ_4, φ_5 (рис. 2). Передачи ветвей графа определяются с помощью выражений:

$$B_1(j\omega) = \frac{1}{G_{\text{фну}} + j\omega C_{\text{ф}}}, \; B_2(j\omega) = \frac{G_{\text{вых}}}{G_{\text{вых}} + j\omega C_{\text{вых}}},$$

$$A_1 = \frac{G_{\text{у}}}{G_{12\text{у}}}, \; A_2 = \frac{G_2}{G_{12\text{у}}}, \; A_3 = \frac{1}{G_{12\text{у}}},$$

где $G_{\text{фну}} = G_{\text{ф}} + G_{\text{н}} + G_{\text{у}}$, $G_{12\text{у}} = G_1 + G_2 + G_{\text{у}}$, G_i – соответствующие проводимости.

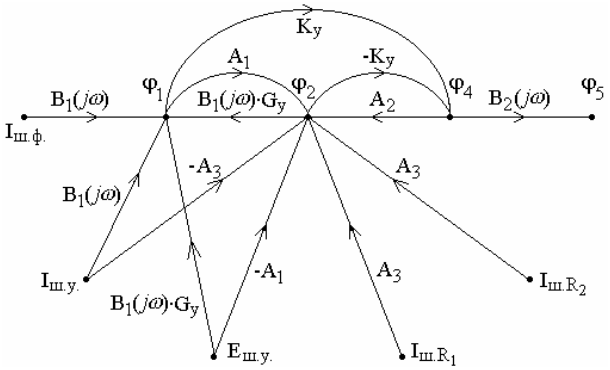


Рис. 2. Граф схемы замещения усилителя с неинвертирующим входом

Тогда, используя правило Мезона, получим коэффициенты передачи [2], представленные в таблице.

Комплексно-частотные коэффициенты передачи от каждого источника шума к узлу φ_4 [2]. Здесь $K_{\text{у}}$ – коэффициент усиления без обратной связи

№	Источники шумов	Комплексно-частотные коэффициенты передачи
1	$I_{\text{ш.ф}}$	$W_1(j\omega) = \dfrac{X_1}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_1 = \dfrac{K_{\text{у}} - A_1 K_{\text{у}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$, $R_{\text{Э}} = \dfrac{1 + K_{\text{у}} A_2}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$
2	$I_{\text{ш.у}}$	$W_2(j\omega) = \dfrac{X_2 + j\omega C_{\text{ф}} Z_2}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_2 = \dfrac{K_{\text{у}} - A_1 K_{\text{у}} - A_3 G_{\text{у}} K_{\text{у}} + A_3 K_{\text{у}} G_{\text{фну}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$, $Z_2 = \dfrac{A_3 K_{\text{у}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$
3	$E_{\text{ш.у}}$	$W_3(j\omega) = \dfrac{X_3 + j\omega C_{\text{ф}} Z_3}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_3 = X_2 G_{\text{у}}$, $Z_3 = Z_2 G_{\text{у}}$
4	$I_{\text{ш.}R1}$	$W_4(j\omega) = \dfrac{X_4 + j\omega C_{\text{ф}} Z_4}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}}$, $X_4 = \dfrac{A_3 G_{\text{у}} K_{\text{у}} - A_3 K_{\text{у}} G_{\text{фну}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$, $Z_4 = \dfrac{-A_3 K_{\text{у}}}{(1 + K_{\text{у}} A_2) G_{\text{фну}} - A_1 G_{\text{у}} - K_{\text{у}} A_2 G_{\text{у}}}$
5	$I_{\text{ш.}R2}$	$W_5(j\omega) = W_4(j\omega)$

Тогда коэффициенты передачи, согласно формуле (4), определяются выражениями:

$$W_{\text{вых1}}(j\omega) = \frac{X_1}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}} \cdot \frac{1}{1 + j\omega R_{\text{вых}} C_{\text{вых}}}, \qquad (5)$$

$$W_{\text{вых}i}(j\omega) = \frac{X_i + j\omega C_{\text{ф}} Z_i}{1 + j\omega R_{\text{Э}} C_{\text{ф}}} \cdot \frac{1}{1 + j\omega R_{\text{вых}} C_{\text{вых}}}, \qquad (6)$$

где i = 2–5.

Зная дисперсии шумов (1, 2) для каждого элемента схемы и квадраты модулей комплексно-частотных коэффициентов передачи (5, 6), можно определить спектральную плотность выходного случайного сигнала ($B^2/\text{Гц}$). Предварительно перейдем от дисперсии к средней плотности дисперсии (дисперсия на единицу длины данного интервала частот) по формуле

$$S_{\text{вх}}(\omega) = \frac{\overline{\sigma}^2_{\text{вх}}}{\Delta\omega}. \qquad (7)$$

Тогда используя формулы (1), (2) и (5), (6), получим выражения для составляющих выходной спектральной плотности оптоэлектронного тракта от каждого источника шума. Для вычисления порогового значения суммарный шум приводится ко входу ФПУ.

Осуществим непосредственный переход от переменной ω в классическом преобразовании Фурье к переменной p в преобразовании Лапласа, учитывая одно- и двухстороннюю природу этих преобразований в случае систем, рассчитываемых стандартными методами. Ранее [3] выводилось соотношение между корреляционными функциями в виде изображения по Лапласу:

$$R_y(p)+R_y(-p)=W(p)W(-p)\cdot[R_x(p)+R_x(-p)]. \quad (8)$$

Получив функцию корреляции в положительные моменты времени, отобразим ее правую ветвь в левую полуплоскость. Соответственно, в формуле (8) должно остаться только слагаемое $R_y(p)=R_{yrig}(p)$, а второе слагаемое необходимо отбросить. Чтобы совершить подобную операцию, следует разложить правую часть уравнения (1) на сумму двух слагаемых, в одном из которых перед переменной p стоит только знак «плюс», а в другом – «минус».

Тогда изображение Лапласа от корреляционной функции белого шума будет равно:

$$R_x(p)=\frac{S_0}{2}. \quad (9)$$

Теорема о начальном значении для преобразования Лапласа имеет следующий вид:

$$\lim_{t\to 0} y(t)=\lim_{p\to\infty} pY(p). \quad (10)$$

В таком случае, учитывая связь между корреляционной функцией и дисперсией, для нахождения дисперсии сигнала на выходе цепи можно записать:

$$\overline{\sigma}_y^2=R_y(0)=\lim_{p\to\infty} pR_y(p). \quad (11)$$

При цифровом моделировании реакции дискретных систем на входное воздействие в виде вероятностных (шумовых) сигналов возникает задача применения рассмотренной методики для z-преобразования (Лорана) [5]. Этот вид преобразования, аналогично преобразованию Лапласа, является односторонним, и необходимо рассматривать корреляционную функцию при положительных значениях времени. Переход от непрерывной передаточной функции $W(p)$ по Лапласу к эквивалентной дискретной $W(z)$ осуществим методом z-форм.

На основе проведенных расчетов [4, 7] было выяснено, что наименьшей погрешностью определения корреляционной функции шумового сигнала обладает метод прямой разности. Поэтому дисперсию сигнала на выходе оптоэлектронного тракта найдем, используя данный метод, и осуществим переход от переменной p к z в формуле (11):

$$\overline{\sigma}_y^2=R_y(0)=\lim_{p\to\infty} pR_y(p)=\lim_{z\to\infty}\frac{z-1}{T}R_y(z); \quad (12)$$

здесь $R_y(z)=R_y(p)\big|_{p=\frac{z-1}{T}}$; T – период дискретизации.

Применим рассмотренную методику для нахождения дисперсии $\overline{\sigma}_{1(m)}^2$ выходного шумового напряжения, если входным вероятностным сигналом является ток теплового шума фотоприемника $I_{\text{ш.ф}}$ (таблица). Поскольку он имеет вид белого шума и спектральную плотность:

$$S_{1(\text{т})}(\omega)=|W_{\text{вых1}}(j\omega)|^2\cdot\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}, \quad (13)$$

передаточный коэффициент находится согласно формуле (5). Спектральные плотности остальных шумов представлены в [2].

Разложим произведение $W_{\text{вых1}}(p)W_{\text{вых1}}(-p)$ на сумму дробей с положительным знаком перед p в знаменателе и с отрицательным знаком, и возьмем ту дробь, которая выражает преобразование Лапласа для положительной ветви корреляционной функции.

Обозначим $\tau_1=R_\text{Э}C_\text{Ф}$, $\tau_2=R_\text{ВЫХ}C_\text{вых}$; тогда, используя формулы (5), (8) и (13), получим:

$$R_y(p)+R_y(-p)=\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}W_{\text{вых1}}(p)W_{\text{вых1}}(-p)=$$

$$=\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\left[\frac{(\tau_1+\tau_2+p\tau_1\tau_2)}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}+\frac{(\tau_1+\tau_2-p\tau_1\tau_2)}{(1-p\tau_1)(1-p\tau_2)}\right].$$

При сравнении соответствующих слагаемых в правой и левой частях уравнения видно, что

$$R_{yrig}(p)=\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{(\tau_1+\tau_2+p\tau_1\tau_2)}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}. \quad (14)$$

По теореме (11) о начальном значении имеем:

$$\overline{\sigma}_{1(m)}^2=\lim_{p\to\infty}\frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{(\tau_1+\tau_2+p\tau_1\tau_2)p}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}=$$

$$=\frac{kTX_1^2}{\pi R_\text{ф}(\tau_1+\tau_2)}. \quad (15)$$

Аналогично получим выражение для дисперсии $\overline{\sigma}_{1(\text{др})}^2$ выходного шума, если источни-

ком является ток дробового шума фотоприемника:

$$\overline{\sigma}^2_{1(\text{др})} = \frac{eI_\text{ф}X_1^2}{2\pi(\tau_1+\tau_2)}. \qquad (16)$$

Дисперсии остальных шумов $\overline{\sigma}^2_{2(\text{др})}$, $\overline{\sigma}^2_{3(\text{т})}$, $\overline{\sigma}^2_{4(\text{т})}$, $\overline{\sigma}^2_{5(\text{т})}$ вычисляются аналогичным образом. В этом случае:

$$R_{yi}(p) = \frac{S_{\text{вх}i}}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{(X_i^2\tau_1\tau_2 + C_\text{Ф}^2Z^2)p + X_i^2(\tau_1+\tau_2)}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)}, \qquad (17)$$

где $S_{\text{вх}i}$ – спектральная плотность соответствующего шума на входе цепи, согласно формулам (7), (1) и (2) и таблице.

По формуле (11):

$$\overline{\sigma}^2_{yi} = \lim_{p\to\infty}\frac{S_{\text{вх}i}}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{((X_i^2\tau_1\tau_2 + C_\text{Ф}^2Z^2)p + X_i^2(\tau_1+\tau_2))p}{(1+p\tau_1)(1+p\tau_2)} = \frac{S_{\text{вх}\,i}}{2(\tau_1+\tau_2)}\left(X_i^2 + \frac{C_\text{Ф}^2Z^2}{\tau_1\tau_2}\right), \qquad (18)$$

где $i = 2-5$.

Рассмотрим также применение метода z-форм для цифрового моделирования корреляционной функции шумового сигнала.

Согласно методу прямой разности [6], сделаем замену переменных:

$$p = \frac{z-1}{T_0}.$$

Тогда правая ветвь дискретной корреляционной функции (14) в виде z-преобразования имеет вид:

$$R_{yrig}(z) = \frac{2kT}{\pi R_\text{ф}}\frac{X_1^2}{2(\tau_1+\tau_2)}\frac{\tau_1\tau_2\frac{z-1}{T_0}+\tau_1+\tau_2}{(1+\tau_1\frac{z-1}{T_0})(1+\tau_2\frac{z-1}{T_0})}. \qquad (19)$$

Аналогично определяются изображения корреляционных функций других шумов.

Полученные результаты расчета дисперсии описанными методами при $R_\text{ф} = 5$ кОм; $I_\text{ф} = 5$ мкА; $I_\text{вх} = 1$ нА; $R_y = 100$ МОм; $R_1 = 1{,}1$ кОм; $R_2 = 10$ кОм, выраженные в B^2, имеют следующий вид:

$$\overline{\sigma}^2_{1(m)} = 1{,}092\cdot10^{-11};\ \overline{\sigma}^2_{1(\text{др})} = 5{,}4\cdot10^{-12};$$

$$\overline{\sigma}^2_{2(\text{др})} = 8{,}230\cdot10^{-15};\ \overline{\sigma}^2_{3(\text{т})} = 4{,}160\cdot10^{-15};$$

$$\overline{\sigma}^2_{4(\text{т})} = 2{,}105\cdot10^{-10};\ \overline{\sigma}^2_{5(\text{т})} = 2{,}316\cdot10^{-11}.$$

При расчете общего шума приемника оптического излучения считают, что шум некоррелирован, поэтому суммарное выходное среднеквадратичное напряжение шума в узле 4 равно:

$$\overline{\sigma}^2_\Sigma = \overline{I}^2_{\text{т}1} + \overline{I}^2_{\text{др}1} + \overline{I}^2_{\text{др}2} + \overline{V}^2_{\text{т}3} + \overline{I}^2_{\text{т}4} + \overline{I}^2_{\text{т}5} = 2{,}50\cdot10^{-10}\ (B^2).$$

Пороговый поток приемника оптического излучения в заданной полосе Φ_n находится следующим образом [1]:

$$\Phi_n = \sqrt{\overline{V}^2_\text{ш}}\,/\,S_V. \qquad (20)$$

Тогда пороговый поток

$$\Phi_n = \frac{\sqrt{\overline{\sigma}^2_\Sigma}}{K_\text{ос}S_\text{I}R_\text{вх.н}} = 4{,}61\cdot10^{-9}\ (\text{Вт}),$$

где S_I (А/Вт) – энергетическая токовая чувствительность фотодиода (ФД-1); $R_\text{вх.н}$ – входное сопротивление схемы при $R_\text{н} = 1$ кОм.

Расчет порогового потока с помощью формулы (20) не учитывает реактивную составляющую $C_\text{ф}$ схемы замещения фотоприемника.

Предложенная методика определения дисперсии и корреляционной функции шумового сигнала на выходе измерительного устройства, основанная на использовании операторных методов, позволяет значительно упростить процесс вычисления (по сравнению с классическим методом, связанным с нахождением интеграла Хинчина – Винера). Полученные алгебраические выражения могут быть использованы для анализа цифровых систем обработки информации, в том числе систем реального времени.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Ишанин, Г. Г.* Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов / Г. Г. Ишанин. – Л.: Машиностроение, 1986. – 175 с.

2. *Шилин, А. Н.* Анализ пороговой чувствительности оптико-электронных измерительных приборов / А. Н. Шилин, А. В. Емельянов // Датчики и системы. – 2004. – № 8. – С. 23–26.

3. Методы цифрового моделирования и идентификации стационарных случайных процессов в информационно-измерительных системах / А. Н. Лебедев [и др.]. – Л.: Энергоатомиздат, 1988. – 64 с.

4. *Лавеева, К. А.* Моделирование преобразования стохастических сигналов в оптоэлектронных трактах измерительных приборов / К. А. Лавеева // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 11 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2011. – (Серия «Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики в технических системах» ; вып. 12). – С. 23–26.

5. *Шилин, А. Н.* Моделирование переходных процессов в энергетических системах / А. Н. Шилин, О. А. Крутякова // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Серия «Процессы преобразования энергии и энергетические установки» ; вып. 1). – С. 88–92.

6. *Шилин, А. Н.* Исследование операторно-дискретного метода анализа электрических цепей / А. Н. Шилин, О. А. Крутякова // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 2 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Серия «Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики в технических системах» ; вып. 4). – С. 119–123.

7. *Шилин, А. Н*. Моделирование функции корреляции при цифровой обработке стохастических сигналов / А. Н. Шилин, К. А. Лавеева // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. – 2011. – № 9. – С. 48–52.

8. *Смирнов, С. А.* Преобразования оптических сигналов: учеб. пособие / С. А. Смирнов. – СПб. : СПбУ ИТМО, 2008. – 113 с.

9. *Бакалов, В. П.* Цифровое моделирование случайных процессов / В. П. Бакалов. – М. : Сайнс-пресс, 2002. – 88 с.

10. *Быков, В. В*. Цифровое моделирование в статистической радиотехнике / В. В. Быков. – М. : Советское радио, 1971. – 325 с.

УДК 530 + 531

П. В. Воронин

P.V. Voronin

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ КОМПЛАНАРНЫХ ТРИГОНАЛЬНЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ВО ВНЕШНЕМ ОРТОГОНАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

CRITERION OF STABILITY OF COMPLANARY TRIANGULAR EQUILIBRIUM POINTS IN SPACE OF BINARY SYSTEM, STABILIZED IN AN EXTERNAL ORTHOGONAL MAGNETIC FIELD

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: dvorecl@rambler.ru

В работе рассматриваются точки либрации малой частицы, располагающиеся в плоскости орбит частиц, образующих бинарную систему, стабилизированную во внешнем ортогональном магнитном поле, – компланарные тригональные точки либрации (КТТЛ). Устанавливается критерий устойчивости КТТЛ.

Ключевые слова: магнитное поле, бинарная система, точки либрации.

In work the equilibrium points of a small particle, which is settling down in a plane of orbits of particles, forming binary system, stabilized in an external orthogonal magnetic field, - complanary triangular equilibrium points (CTEP), are considered. The criterion of stability CTEP is established.

Keywords: magnetic field, binary system, equilibrium points.

Введение

Рассмотрим малую частицу массы M с зарядом Q, находящуюся в пространстве бинарной системы, *стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле* [1]. Свяжем с бинарной системой *синодическую* [1] систему координат, в которой вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля может быть представлен в виде $\mathbf{B} = \{0, 0, B_z\}$. Будем считать, что бинарная система образована частицей массы M_1 с зарядом Q_1 и частицей, масса и заряд которой равны соответственно M_2 и Q_2. Для определенности положим $M_2 > M_1$. Угловую скорость вращения бинарной системы ω примем равной 1, а за единицу измерения координат и расстояний примем расстояние d между частицами, образующими бинарную систему. При этом *массовый параметр* бинарной системы $\mu = \dfrac{M_2}{M_1 + M_2}$, а ее *зарядовый параметр* $q = \dfrac{Q_2}{Q_1 + Q_2}$. Вектор *обобщенной циклотронной частоты бинарной системы* $\boldsymbol{\omega}_\chi = \dfrac{Q_1 + Q_2}{M_1 + M_2}\mathbf{B}$, и его проекция на ось Z *синодической* системы координат

$$\omega_\chi = \frac{Q_1 + Q_2}{M_1 + M_2} B_z . \qquad (1)$$

Рассмотрим *малую частицу*, масса M и заряд Q которой много меньше масс и зарядов частиц, образующих бинарную систему. Вектор *циклотронной частоты* малой частицы $\boldsymbol{\omega}_{*\chi} = \dfrac{Q}{M}\mathbf{B}$, а его проекция на ось Z

$$\omega_{*\chi} = \omega_\chi \Omega , \qquad (2)$$

где $$\Omega = \frac{Q/M}{(Q_1+Q_2)/(M_1+M_2)} \qquad (3)$$

суть *приведенный удельный заряд* малой частицы.

Для малой частицы, находящейся в поле бинарной системы, *эффективные коэффициенты электромагнитной редукции масс* первой и второй частиц, образующих бинарную систему, соответственно равны [2]

$$\lambda_{*1} = -\frac{1-q}{1-\mu}\Omega\psi \quad \text{и} \quad \lambda_{*2} = -\frac{q}{\mu}\Omega\psi\,, \qquad (4)$$

где $$\psi = -\frac{(\mu+q\omega_\chi)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{q(1-q)(1+\omega_\chi)}. \qquad (5)$$

Как показано в [2], система динамических уравнений, описывающих движение малой частицы в синодической системе координат, имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} - (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = f(x,y,z); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} + (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = g(x,y,z); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = p(x,y,z), \end{cases} \qquad (6)$$

где $$f(x,y,z) = (1+\omega_{*\chi})x - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{x-x_2}{r_2^3}; \qquad (7)$$

$$g(x,y,z) = (1+\omega_{*\chi})y - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{y}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{y}{r_2^3}; \qquad (8)$$

$$p(x,y,z) = -\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{z}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{z}{r_2^3}, \qquad (9)$$

где, в свою очередь,

$$x_1 = \frac{\mu+q\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \quad x_2 = -\frac{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \qquad (10)$$

$$r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2+y^2+z^2}\,;$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x_2)^2+y^2+z^2}\,. \qquad (11)$$

Допустим, что малая частица может стационарно базироваться в *компланарной тригональной точке либрации (КТТЛ)* [2] с координатами $(x, y, 0)$. Выясним, в каком случае движение малой частицы в окрестности данной КТТЛ будет устойчивым.

Критерий устойчивости движения в окрестности компланарной тригональной точки либрации

В точке либрации $(x, y, 0)$ по определению имеем:

$$f(x,y,0) = p(x,y,0) = g(x,y,0) = 0\,. \qquad (12)$$

Сообщим частице, находящейся в точке либрации, малые смещения вдоль координатных осей: x', y', z'. При этом координаты малой частицы станут равными

$$\begin{cases} x = x + x'; \\ y = y + y'; \\ z = z'. \end{cases} \qquad (13)$$

В таком случае, согласно (6), имеем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = f(x+x', y+y', z'); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = g(x+x', y+y', z'); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = p(x+x', y+y', z') \quad . \end{cases} \qquad (14)$$

Осуществляя разложение правых частей уравнений (14) в ряды Тейлора в точке либрации, ограничиваясь первыми четырьмя членами разложения, напишем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \left[\dfrac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]x' + \left[\dfrac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]y' + \left[\dfrac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + (2+\omega_{*\chi})\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \left[\dfrac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]x' + \left[\dfrac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]y' + \left[\dfrac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = \left[\dfrac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]x' + \left[\dfrac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]y' + \left[\dfrac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,y,0)}\Bigg]z' \quad . \end{cases} \qquad (15)$$

Найдем частные производные функций (7)–(9) в КТТЛ с координатами $(x, y, 0)$:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left(1+\omega_{*\chi}\right) - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} + $$

$$+3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{(x-x_1)^2}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{(x-x_2)^2}{r_2^5}. \quad (16)$$

Поскольку, согласно (12), $g(x, y, 0) = 0$, то, как следует из (8), имеет место уравнение

$$\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} = 0. \quad (17)$$

В [2] показано, что расстояния КТТЛ от первой и второй частиц, образующих бинарную систему, соответственно определяются выражениями

$$r_1 = \sqrt[3]{\lambda_{*1}\frac{(1-\mu)\left(1+\omega_\chi\right)}{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}}; \quad (18)$$

$$r_2 = \sqrt[3]{\lambda_{*2}\frac{\mu\left(1+\omega_\chi\right)}{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}}. \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует, что эффективные коэффициенты электромагнитной редукции масс первой и второй частиц, соответственно равны

$$\lambda_{*1} = \frac{r_1^3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{(1-\mu)\left(1+\omega_\chi\right)}; \quad (20)$$

$$\lambda_{*2} = \frac{r_2^3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}{\mu\left(1+\omega_\chi\right)}. \quad (21)$$

Подставляя (20) и (21) в (16), учитывая (17), приходим к следующему выражению:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} +$$

$$+3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} = 3\mathrm{A}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} + 3\mathrm{B}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2}, \quad (22)$$

где $$\mathrm{A} \equiv (1-\mu) + \omega_\chi(1-q);\ \mathrm{B} \equiv \mu + \omega_\chi q, \quad (23)$$

откуда $$\mathrm{A} = \left(1+\omega_\chi\right) - \mathrm{B}. \quad (24)$$

В таком случае для частных производных имеем выражения:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{(x-x_1)y}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{(x-x_2)y}{r_2^5} = 3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)y}{r_1^2} +$$

$$+3\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)\left(\mu+\omega_\chi q\right)}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)y}{r_2^2} = 3\mathrm{A}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)y}{r_1^2} + 3\mathrm{B}\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)y}{r_2^2}; \quad (25)$$

$$\left.\frac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)}; \quad (26)$$

$$\left.\frac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{y^2}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{y^2}{r_2^5} = 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{r_1^2-(x-x_1)^2}{r_1^5} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{r_2^2-(x-x_2)^2}{r_2^5} =$$

$$= 3\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} + 3\lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} - \left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)}; \quad (27)$$

$$\left.\frac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,\,y,\,0)} = -\lambda_{*1}(1-\mu)\frac{1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{1}{r_2^3} = -\left(1+\omega_{*\chi}\right); \quad (28)$$

$$\left.\frac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)} = \left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)} = 0. \quad (29)$$

Введем обозначения

$$\alpha \equiv \left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,y,\,0)}; \quad \beta \equiv \left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,y,\,0)}. \qquad (30)$$

В таком случае (15) перепишется в виде:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \alpha x' + \beta y'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \beta x' + \left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \alpha\right] y'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 z'}{\mathrm{d}t^2} = -\left(1+\omega_{*\chi}\right) z' \quad . \end{cases} \qquad (31)$$

Решения подсистемы первых двух уравнений (31), являющихся зацепляющимися, будем искать в виде:

$$x' = K\exp(\sigma t); \quad y' = H\exp(\sigma t). \qquad (32)$$

В таком случае подсистема первых двух уравнений системы (31) дает следующую систему характеристических уравнений:

$$\begin{cases} \left(\sigma^2 - \alpha\right)K = \left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma + \beta\right]H; \\ \left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma - \beta\right]K = \left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \alpha - \sigma^2\right]H. \end{cases} \qquad (33)$$

Система (33) имеет нетривиальное решение в том случае, если справедливо секулярное уравнение

$$\begin{vmatrix} \left(\sigma^2 - \alpha\right) & -\left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma + \beta\right] \\ \left[\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma - \beta\right] & -\left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right) - \alpha - \sigma^2\right] \end{vmatrix} = 0. \qquad (34)$$

Раскрывая определитель, переписываем (34) в виде

$$\sigma^4 + \left[1 + \omega_{*\chi}\left(1+\omega_{*\chi}\right)\right]\sigma^2 + \left[3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\alpha - \alpha^2 - \beta^2\right] = 0. \qquad (35)$$

Заметим, что

$$3\left(1+\omega_{*\chi}\right)\alpha - \alpha^2 - \beta^2 = 9\mathrm{A}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} + 9\mathrm{B}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} -$$

$$-9\mathrm{A}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^4}{r_1^4} - 9\mathrm{B}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^4}{r_2^4} - 18\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2(x-x_2)^2}{r_1^2 r_2^2} -$$

$$-9\mathrm{A}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2 y^2}{r_1^4} - 9\mathrm{B}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^2 y^2}{r_2^4} - 18\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)(x-x_2)y^2}{r_1^2 r_2^2} =$$

$$= -9\mathrm{A}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} - 9\mathrm{B}^2\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} -$$

$$-18\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)(x-x_2)\left[y^2 + (x-x_1)(x-x_2)\right]}{r_1^2 r_2^2} +$$

$$+9\mathrm{A}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2} + 9\mathrm{B}\frac{\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2}{1+\omega_\chi}\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2} = 9\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)^2}{r_1^2}\left[\mathrm{A}\left(1+\omega_\chi\right) - \mathrm{A}^2\right] +$$

$$+9\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_2)^2}{r_2^2}\left[\mathrm{B}\left(1+\omega_\chi\right) - \mathrm{B}^2\right] - 18\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{(x-x_1)(x-x_2)y^2 + (x-x_1)^2(x-x_2)^2}{r_1^2 r_2^2}\mathrm{AB} =$$

$$= 9\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{1}{r_1^2 r_2^2}\mathrm{AB}\left[(x-x_1)^2 r_2^2 + (x-x_2)^2 r_1^2 - 2(x-x_1)(x-x_2)y^2 - 2(x-x_1)^2(x-x_2)^2\right] =$$

$$= 9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{1}{r_1^2 r_2^2}\left[(x-x_1)^2(x-x_2)^2 + y^2(x-x_1)^2 + (x-x_2)^2(x-x_1)^2 +\right.$$

$$+y^2(x-x_2)^2-2(x-x_2)(x-x_1)y^2-2(x-x_1)^2(x-x_2)^2\Big]=$$

$$=9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}\Big[(x-x_1)-(x-x_2)\Big]^2=9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}.$$

Итак,

$$3(1+\omega_{*\chi})\alpha-\alpha^2-\beta^2=9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}. \quad (36)$$

В этом случае (35) может быть представлено в виде

$$\sigma^4+\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]\sigma^2+$$

$$+9\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}=0. \quad (37)$$

Корни этого биквадратного уравнения таковы:

$$\sigma_1=-\sigma_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\Big\{-\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]+\sqrt{D}\Big\}^{1/2}; \quad (38)$$

$$\sigma_3=-\sigma_4=\frac{1}{\sqrt{2}}\Big\{-\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]-\sqrt{D}\Big\}^{1/2}, \quad (39)$$

где $D=\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]^2-$

$$-36\mathrm{AB}\left(\frac{1+\omega_{*\chi}}{1+\omega_\chi}\right)^2\frac{y^2}{r_1^2r_2^2}. \quad (40)$$

Для того чтобы движение малой частицы вдоль осей X и Y было устойчивым, необходимо и достаточно, чтобы корни (38) и (39) были величинами чисто мнимыми, попарно комплексно сопряженными. Это возможно в том случае, если выполняются условия

$$\begin{cases} D>0; \\ -\Big[1+\omega_{*\chi}(1+\omega_{*\chi})\Big]+\sqrt{D}<0. \end{cases} \quad (41)$$

Решая систему неравенств (41), приходим к требованию:

$$0<\mathrm{AB}<(1+\omega_\chi)^2\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2r_2^2}{36y^2}, \quad (42)$$

которое можно, согласно (23), записать в виде:

$$0<\Big[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\Big](\mu+\omega_\chi q)<$$

$$<(1+\omega_\chi)^2\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2r_2^2}{36y^2}. \quad (43)$$

Как следует из (5),

$$\Big[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\Big](\mu+\omega_\chi q)=$$

$$=-\psi(1+\omega_\chi)q(1-q),$$

и можно написать

$$0<-\psi(1+\omega_\chi)q(1-q)<$$

$$<(1+\omega_\chi)^2\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2r_2^2}{36y^2}. \quad (44)$$

Согласно (18) и (19)

$$\frac{r_1}{r_2}=\sqrt[3]{\frac{\lambda_{*1}}{\lambda_{*2}}\frac{1-\mu}{\mu}\frac{\mu+\omega_\chi q}{(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)}}. \quad (45)$$

С учетом (4) выражение (45) можно представить в виде:

$$\frac{r_1}{r_2}=\sqrt[3]{\frac{1-q}{q}\frac{\mu+q\omega_\chi}{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}}=$$

$$=\sqrt[3]{-\left[\frac{1-q}{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}\right]^2\psi(1+\omega_\chi)}. \quad (46)$$

Как показано в [2], для бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле, выполняется условие

$$\psi>0. \quad (47)$$

В свою очередь, из (46) следует, что в пространстве такой бинарной системы КТТЛ могут существовать лишь в том случае, если выполняется необходимое условие:

$$\omega_\chi<-1. \quad (48)$$

При этом из (44) следует, что устойчивые КТТЛ могут существовать лишь в полях бинарных систем, образованных одноименно заряженными частицами, для которых $q(1-q)>0$. Необходимое и достаточное условие существования КТТЛ в полях таких бинарных систем, как показано в [2], имеет вид:

$$\omega_\chi<-\max\left(\frac{\mu}{q};\frac{1-\mu}{1-q}\right). \quad (49)$$

С учетом вышесказанного, (44) может быть записано следующим образом:

$$0 < q(1-q) < -\frac{1+\omega_\chi}{\psi}\left(\frac{1}{1+\omega_{*\chi}}+\omega_{*\chi}\right)^2\frac{r_1^2 r_2^2}{36y^2}. \quad (50)$$

В [3] показано, что имеет место выражение

$$r_1 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{\mu+\omega_\chi q}{q}\right)^{1/3}. \quad (51)$$

При этом, как следует из (46), r_2 определяется по формуле

$$r_2 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)}{1-q}\right)^{1/3}. \quad (52)$$

Найдем выражения для координат КТТЛ. Решая систему уравнений

$$\begin{cases} r_1^2 = (x-x_1)^2 + y^2; \\ r_2^2 = (x-x_2)^2 + y^2 \end{cases} \quad (53)$$

относительно x, учитывая, что $x_1 - x_2 = 1$, приходим к выражению:

$$x = x_1 + \frac{1}{2}\left(r_2^2 - r_1^2 - 1\right). \quad (54)$$

В свою очередь, можно написать

$$r_1^2 = \zeta_{||} r_2^2, \quad (55)$$

где, как следует из (46),

$$\zeta_{||} = \left[\frac{1-q}{q}\frac{\mu+q\omega_\chi}{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}\right]^{2/3}. \quad (56)$$

Подставляя (55) в (54), получаем формулу

$$x = x_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}} r_1^2 - 1\right), \quad (57)$$

Которая, с учетом (10) и (51) может быть записана в виде:

$$x = \frac{\mu+q\omega_\chi}{1+\omega_\chi} + \frac{1}{2}\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{\mu+\omega_\chi q}{q}\right)^{2/3} - 1\right]. \quad (58)$$

Для квадрата ординаты КТТЛ, как следует из первого уравнения системы (53) с учетом (54) и (55), имеет место выражение

$$y^2 = r_1^2 - (x-x_1)^2 = r_1^2 - \frac{1}{4}\left(r_2^2 - r_1^2 - 1\right)^2 = r_1^2 - \frac{1}{4}\left[\left(r_2^2 - r_1^2\right)^2 - 2\left(r_2^2 - r_1^2\right) + 1\right] =$$

$$= \frac{1}{4}\left[4r_1^2 - \left(r_2^2 - r_1^2\right)^2 + 2\left(r_2^2 - r_1^2\right) - 1\right] = \frac{1}{4}\left[2\left(r_2^2 + r_1^2\right) - \left(r_2^2 - r_1^2\right)^2 - 1\right] =$$

$$= \frac{1}{4}\left[2(1+\zeta_{||})r_2^2 - (1-\zeta_{||})^2 r_2^4 - 1\right] =$$

$$= -\frac{1}{4}\left[(1-\zeta_{||})^2 r_2^4 - 2(1+\zeta_{||})r_2^2 + \left(\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right)^2\right] + \frac{1}{4}\left[\left(\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right)^2 - 1\right] =$$

$$= -\frac{1}{4}\left[(1-\zeta_{||})r_2^2 - \frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2 + \frac{\zeta_{||}}{(1-\zeta_{||})^2} = \frac{1}{4}\left[\frac{4\zeta_{||}}{(1-\zeta_{||})^2} - \left(\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}} r_1^2 - \frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right)^2\right].$$

Принимая во внимание (51), можно окончательно написать:

$$y = \pm\frac{1}{2}\sqrt{\frac{4\zeta_{||}}{(1-\zeta_{||})^2} - \left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\frac{\mu+\omega_\chi q}{q}\right)^{2/3} - \frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2}. \quad (59)$$

В свою очередь, согласно (49) и (50),

$$r_1^2 r_2^2 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\right)^{4/3}\left[\frac{(\mu+\omega_\chi q)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{q(1-q)}\right]^{2/3}$$

или, учитывая (5),

$$r_1^2 r_2^2 = \left(\frac{\Omega}{1+\omega_\chi\Omega}\right)^{4/3}\left[\psi(1+\omega_\chi)\right]^{2/3}. \quad (60)$$

Подставляя (59) и (60) в (50) с учетом (2), приходим к следующему неравенству:

$$0 < q(1-q) < -\frac{\left(1+\omega_\chi\right)^{5/3}\psi^{-1/3}\Omega^{4/3}\left(1+\Omega\omega_\chi\right)^{-10/3}\left(1+\Omega\omega_\chi+\Omega^2\omega_\chi^2\right)^2}{9\left\{\frac{4\zeta_{||}}{\left(1-\zeta_{||}\right)^2}-\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\Omega\omega_\chi}\frac{\mu+q\omega_\chi}{q}\right)^{2/3}-\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2\right\}} \tag{61}$$

Как видно из третьего уравнения системы (31), движение малой частицы вдоль оси Z будет устойчивым, если выполняется условие $1+\omega_{*\chi}>0$, которое с учетом (2) можно представить в виде

$$1+\Omega\omega_\chi>0. \tag{62}$$

Кроме того, в устойчивой КТТЛ может базироваться лишь частица, приведенный удельный заряд которой $\Omega<0$. Действительно, согласно (49), справедлива система неравенств

$$\begin{cases}\left(1-\mu\right)+\omega_\chi\left(1-q\right)<0;\\ \mu+\omega_\chi q<0.\end{cases} \tag{63}$$

Принимая во внимание выражения для расстояний КТТЛ от первой и второй частиц бинарной системы (51) и (52), легко увидеть, что приведенный удельный заряд малой частицы, базирующейся в устойчивой КТТЛ, должен быть отрицательной величиной.

Выводы

Подводя итог всему вышесказанному, можем констатировать тот факт, что обобщенный критерий устойчивости движения малой частицы в окрестности соответствующей ей компланарной тригональной точки либрации может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{cases}\omega_\chi<-\max\left(\frac{\mu}{q};\frac{1-\mu}{1-q}\right);\\ \Omega<0;\\ \frac{4\zeta_{||}}{\left(1-\zeta_{||}\right)^2}-\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\Omega\omega_\chi}\frac{\mu+q\omega_\chi}{q}\right)^{2/3}-\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2>0;\\ 0<q(1-q)<-\frac{\left(1+\omega_\chi\right)^{5/3}\psi^{-1/3}\Omega^{4/3}\left(1+\Omega\omega_\chi\right)^{-10/3}\left(1+\Omega\omega_\chi+\Omega^2\omega_\chi^2\right)^2}{9\left\{\frac{4\zeta_{||}}{\left(1-\zeta_{||}\right)^2}-\left[\frac{1-\zeta_{||}}{\zeta_{||}}\left(\frac{\Omega}{1+\Omega\omega_\chi}\frac{\mu+q\omega_\chi}{q}\right)^{2/3}-\frac{1+\zeta_{||}}{1-\zeta_{||}}\right]^2\right\}}.\end{cases} \tag{64}$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Воронин, П. В.* Стационарные состояния бинарной системы электрически заряженных частиц во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(51) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2009. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 3). – С. 19–23.

2. *Воронин, П. В.* Точки либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 17–23.

3. *Воронин, П. В.* Теорема о геометрических местах локализации тригональных точек либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле, и ее применения / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 23–29.

УДК 530 + 531

П. В. Воронин

P. V. Voronin

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЛИНЕАРНЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ВО ВНЕШНЕМ ОРТОГОНАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

CRITERION OF STABILITY OF COLLINEARY EQUILIBRIUM POINTS IN SPACE OF BINARY SYSTEM, STABILIZED IN AN EXTERNAL ORTHOGONAL MAGNETIC FIELD

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: dvorecl@rambler.ru

В работе рассматриваются точки либрации малой частицы, располагающиеся на прямой, проходящей через центры масс частиц, образующих бинарную систему, стабилизированную во внешнем ортогональном магнитном поле, – коллинеарные точки либрации (КТЛ). Устанавливается критерий устойчивости КТЛ.

Ключевые слова: магнитное поле, бинарная система, точки либрации.

In work the equilibrium points of a small particle, which is settling down on a straight line, taking place through the centres of weights of particles forming binary system, stabilized in an external orthogonal magnetic field, – collineary equilibrium points (CEP), are considered. The criterion of stability CEP is established.

Keywords: magnetic field, binary system, equilibrium points.

Введение

Рассмотрим малую частицу массы M с зарядом Q, находящуюся в пространстве бинарной системы, *стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле* [1]. Свяжем с бинарной системой *синодическую* [1] систему координат, в которой вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля может быть представлен в виде $\mathbf{B}=\{0,0,B_z\}$. Будем считать, что бинарная система образована частицей массы M_1 с зарядом Q_1 и частицей, масса и заряд которой равны соответственно M_2 и Q_2. Для определенности положим $M_2 > M_1$. Угловую скорость вращения бинарной системы ω примем равной 1, а за единицу измерения координат и расстояний примем расстояние d между частицами, образующими бинарную систему. При этом *массовый параметр* бинарной системы $\mu=\dfrac{M_2}{M_1+M_2}$, а ее *зарядовый параметр* $q=\dfrac{Q_2}{Q_1+Q_2}$. Вектор *обобщенной циклотронной частоты бинарной системы* $\boldsymbol{\omega}_\chi=\dfrac{Q_1+Q_2}{M_1+M_2}\mathbf{B}$, и его проекция на ось Z *синодической* системы координат

$$\omega_\chi=\frac{Q_1+Q_2}{M_1+M_2}B_z. \qquad (1)$$

Рассмотрим *малую частицу*, масса M и заряд Q которой много меньше масс и зарядов частиц, образующих бинарную систему. Вектор *циклотронной частоты* малой частицы $\boldsymbol{\omega}_{*\chi}=\dfrac{Q}{M}\mathbf{B}$, а его проекция на ось Z

$$\omega_{*\chi}=\omega_\chi\Omega, \qquad (2)$$

где
$$\Omega=\frac{Q/M}{(Q_1+Q_2)/(M_1+M_2)} \qquad (3)$$

суть *приведенный удельный заряд* малой частицы.

Для малой частицы, находящейся в поле бинарной системы, *эффективные коэффициенты электромагнитной редукции масс* первой и второй частиц, образующих бинарную систему, соответственно равны [2]

$$\lambda_{*1}=-\frac{1-q}{1-\mu}\Omega\psi \quad \text{и} \quad \lambda_{*2}=-\frac{q}{\mu}\Omega\psi, \qquad (4)$$

где
$$\psi=-\frac{(\mu+q\omega_\chi)\left[(1-\mu)+\omega_\chi(1-q)\right]}{q(1-q)(1+\omega_\chi)}. \qquad (5)$$

Как показано в [2], система динамических уравнений, описывающих движение малой частицы в синодической системе координат, имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = f\left(x, y, z\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = g\left(x, y, z\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} = p\left(x, y, z\right), \end{cases} \quad (6)$$

где $f\left(x, y, z\right) = \left(1+\omega_{*\chi}\right)x -$

$$-\lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{x-x_2}{r_2^3}; \quad (7)$$

$$g\left(x, y, z\right) = \left(1+\omega_{*\chi}\right)y - \lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{y}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{y}{r_2^3}; \quad (8)$$

$$p\left(x, y, z\right) = -\lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{z}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{z}{r_2^3}, \quad (9)$$

где, в свою очередь,

$$x_1 = \frac{\mu+q\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \quad x_2 = -\frac{(1-\mu)+(1-q)\omega_\chi}{1+\omega_\chi}; \quad (10)$$

$$r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2+y^2+z^2}\,;$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x_2)^2+y^2+z^2}\,. \quad (11)$$

Допустим, что малая частица может стационарно базироваться в *коллинеарной точке либрации (КТЛ)* [2] с координатами $\left(x, 0, 0\right)$.

Выясним, в каком случае движение малой частицы в окрестности данной КТЛ будет устойчивым.

Критерий устойчивости движения малой частицы в окрестности коллинеарной точки либрации

В либрационной точке $\left(x, 0, 0\right)$ по определению имеем:

$$f\left(x, 0, 0\right) = p\left(x, 0, 0\right) = g\left(x, 0, 0\right) = 0\,. \quad (12)$$

Сообщим малой частице, находящейся в точке либрации, малые смещения вдоль координатных осей: x', y', z'. При этом координаты малой частицы станут равными

$$\begin{cases} x = x + x'; \\ y = y'; \\ z = z'. \end{cases} \quad (13)$$

В таком случае, согласно (6), имеем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = f\left(x+x', y', z'\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = g\left(x+x', y', z'\right); \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = p\left(x+x', y', z'\right) \quad . \end{cases} \quad (14)$$

Осуществляя разложение правых частей уравнений (14) в ряды Тейлора в точке либрации, ограничиваясь первыми четырьмя членами разложения, напишем:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \left[\left.\dfrac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]x' + \left[\left.\dfrac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]y' + \left[\left.\dfrac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \left[\left.\dfrac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]x' + \left[\left.\dfrac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]y' + \left[\left.\dfrac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]z'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2z'}{\mathrm{d}t^2} = \left[\left.\dfrac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]x' + \left[\left.\dfrac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]y' + \left[\left.\dfrac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,\,0,\,0)}\right]z' \quad . \end{cases} \quad (15)$$

Учитывая (7)–(9), нетрудно показать, что в КТЛ с координатами $(x_0, 0, 0)$ значения производных определяются равенствами

$$\left.\frac{\partial f}{\partial x}\right|_{(x,0,0)} = \left(1+\omega_{*\chi}\right) + 2\varepsilon;$$

$$\left.\frac{\partial g}{\partial y}\right|_{(x,0,0)} = \left(1+\omega_{*\chi}\right) - \varepsilon;$$

$$\left.\frac{\partial p}{\partial z}\right|_{(x,0,0)} = -\varepsilon \quad (16)$$

$$\left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial f}{\partial z}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial g}{\partial x}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial g}{\partial z}\right|_{(x,0,0)} =$$

$$= \left.\frac{\partial p}{\partial x}\right|_{(x,0,0)} = \left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{(x,0,0)} = 0\,, \quad (17)$$

где

$$\varepsilon = \lambda_{*1}\frac{1-\mu}{r_1^3} + \lambda_{*2}\frac{\mu}{r_2^3}\,, \quad (18)$$

причем

$$r_1 = \left|x-x_1\right| \quad \text{и} \quad r_2 = \left|x-x_2\right|. \quad (19)$$

Подставляя (16) и (17) в (15), приходим к системе уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 x'}{\mathrm{d}t^2} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}t} = \left[\left(1+\omega_{*\chi}\right)+2\varepsilon\right]x'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 y'}{\mathrm{d}t^2} + \left(2+\omega_{*\chi}\right)\dfrac{\mathrm{d}x'}{\mathrm{d}t} = \left[\left(1+\omega_{*\chi}\right)-\varepsilon\right]y'; \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 z'}{\mathrm{d}t^2} = -\varepsilon z' \quad . \end{cases} \qquad (20)$$

Как видно из последнего уравнения системы (20), движение малой частицы вдоль оси Z будет устойчивым, если выполняется условие

$$\varepsilon > 0\,. \qquad (21)$$

Решения подсистемы первых двух уравнений (20), являющихся зацепляющимися, будем искать в виде

$$x' = \tilde{K}\exp(\sigma t)\,; \quad y' = \tilde{H}\exp(\sigma t)\,, \qquad (22)$$

где $\tilde{K}$ и $\tilde{H}$ – некоторые постоянные.

Подставляя эти выражения в первое и второе уравнения системы (20), приходим к системе характеристических уравнений

$$\begin{cases} \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) - 2\varepsilon\right]\tilde{K} - \left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma\tilde{H} = 0; \\ \left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma\tilde{K} + \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) + \varepsilon\right]\tilde{H} = 0. \end{cases} \qquad (23)$$

Условие наличия нетривиального решения данной системы уравнений имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) - 2\varepsilon\right] & -\left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma \\ \left(2+\omega_{*\chi}\right)\sigma & \left[\sigma^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right) + \varepsilon\right] \end{vmatrix} = 0\,. \qquad (24)$$

Раскрывая определитель, приходим к биквадратному уравнению

$$\sigma^4 + \left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right]\sigma^2 - \left[2\varepsilon^2 - \varepsilon - 1 - \left(2+\varepsilon\right)\omega_{*\chi} - \omega_{*\chi}^2\right] = 0\,. \qquad (25)$$

Решая данное уравнение, находим, что его корни таковы:

$$\sigma_1 = -\sigma_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{-\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] + \sqrt{D}\right\}^{1/2}; \qquad (26)$$

$$\sigma_3 = -\sigma_4 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{-\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] - \sqrt{D}\right\}^{1/2}, \qquad (27)$$

где

$$D = 9\varepsilon^2 - 2\varepsilon\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 + \omega_{*\chi}^2\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 \qquad (28)$$

Для того чтобы движение малой частицы вдоль осей X и Y было устойчивым, необходимо и достаточно, чтобы корни (26) и (27) были величинами чисто мнимыми, попарно комплексно сопряженными. Это возможно в том случае, если выполняются условия

$$\begin{cases} D > 0; \\ -\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] + \sqrt{D} < 0; \\ -\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] - \sqrt{D} < 0. \end{cases} \qquad (29)$$

Складывая почленно второе и третье неравенства системы (29), приходим к следующему требованию:

$$\left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right] > 0\,,$$

которое можно записать в виде

$$\varepsilon < 1 + \left(1+\omega_{*\chi}\right)^2. \qquad (30)$$

Подсистему первого и второго неравенства системы (29) можно представить следующим образом:

$$\begin{cases} 9\varepsilon^2 - 2\varepsilon\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 + \omega_{*\chi}^2\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 > 0; \\ \left[1-\varepsilon+\left(1+\omega_{*\chi}\right)^2\right]^2 > 9\varepsilon^2 - 2\varepsilon\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 + \omega_{*\chi}^2\left(2+\omega_{*\chi}\right)^2 \quad . \end{cases} \qquad (31)$$

Первое неравенство, как нетрудно показать, при $\omega_{*\chi} < -\dfrac{1}{2}$ или $\omega_{*\chi} > 1$ является верным при любом $\varepsilon \in \mathbf{R}$. При $-\dfrac{1}{2} < \omega_{*\chi} < 1$ его решение имеет вид:

$$\begin{cases} \varepsilon < \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1-\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right] \\ \text{или} \\ \varepsilon > \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1+\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right]. \end{cases} \quad (32)$$

Второе неравенство системы (31) может быть записано в виде

$$2\varepsilon^2 - \left(1+\omega_{*\chi}\right)\varepsilon - \left(1+\omega_{*\chi}\right)^2 < 0. \quad (33)$$

Его решение таково:

$$\frac{1}{4}\left[\left(1+\omega_{*\chi}\right) - 3\left|1+\omega_{*\chi}\right|\right] < \varepsilon < \frac{1}{4}\left[\left(1+\omega_{*\chi}\right) + 3\left|1+\omega_{*\chi}\right|\right]. \quad (34)$$

При $-\dfrac{1}{2} < \omega_{*\chi} < 1$ неравенства (21), (32) и (34) приводят к следующему критерию устойчивости КТЛ:

$$\begin{cases} 0 < \varepsilon < \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1-\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right] \\ \text{или} \\ \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1+\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right] < \varepsilon < 1+\omega_{*\chi}. \end{cases} \quad (35)$$

Фигуру, ограниченную кривыми

$$\varepsilon\left(\omega_{*\chi}\right) = \left(\frac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1-\sqrt{1-\left(\frac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right]$$

и $\varepsilon\left(\omega_{*\chi}\right) = \left(\dfrac{2+\omega_{*\chi}}{3}\right)^2 \left[1+\sqrt{1-\left(\dfrac{3\omega_{*\chi}}{2+\omega_{*\chi}}\right)^2}\right]$,

можно назвать *овалом неустойчивости*.

При $\omega_{*\chi} < -\dfrac{1}{2}$ или $\omega_{*\chi} > 1$ критерий устойчивости КТЛ может быть записан в виде

$$0 < \varepsilon < \frac{1}{4}\left[\left(1+\omega_{*\chi}\right) + 3\left|1+\omega_{*\chi}\right|\right]. \quad (36)$$

Графическая интерпретация областей неустойчивости КТЛ представлена на приведенном ниже рисунке.

Как следует из условия (12), абсцисса КТЛ x должна удовлетворять уравнению

$$\left(1+\omega_{*\chi}\right)x - \lambda_{*1}\left(1-\mu\right)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \lambda_{*2}\mu\frac{x-x_2}{r_2^3} = 0, \quad (37)$$

которое с учетом (2) и (4) может быть записано в виде

$$x + \Omega\left[x\omega_\chi + \psi\left(1-q\right)\frac{x-x_1}{r_1^3} + \psi q\frac{x-x_2}{r_2^3}\right] = 0. \quad (38)$$

Отсюда следует, что приведенный удельный заряд малой частицы, стационарно базирующейся в КТЛ с абсциссой x, равен

$$\Omega = -\frac{x}{x\omega_\chi + \psi\left(1-q\right)\dfrac{x-x_1}{r_1^3} + \psi q\dfrac{x-x_2}{r_2^3}}. \quad (39)$$

Принимая во внимание (4), выражение (18) можно представить в виде

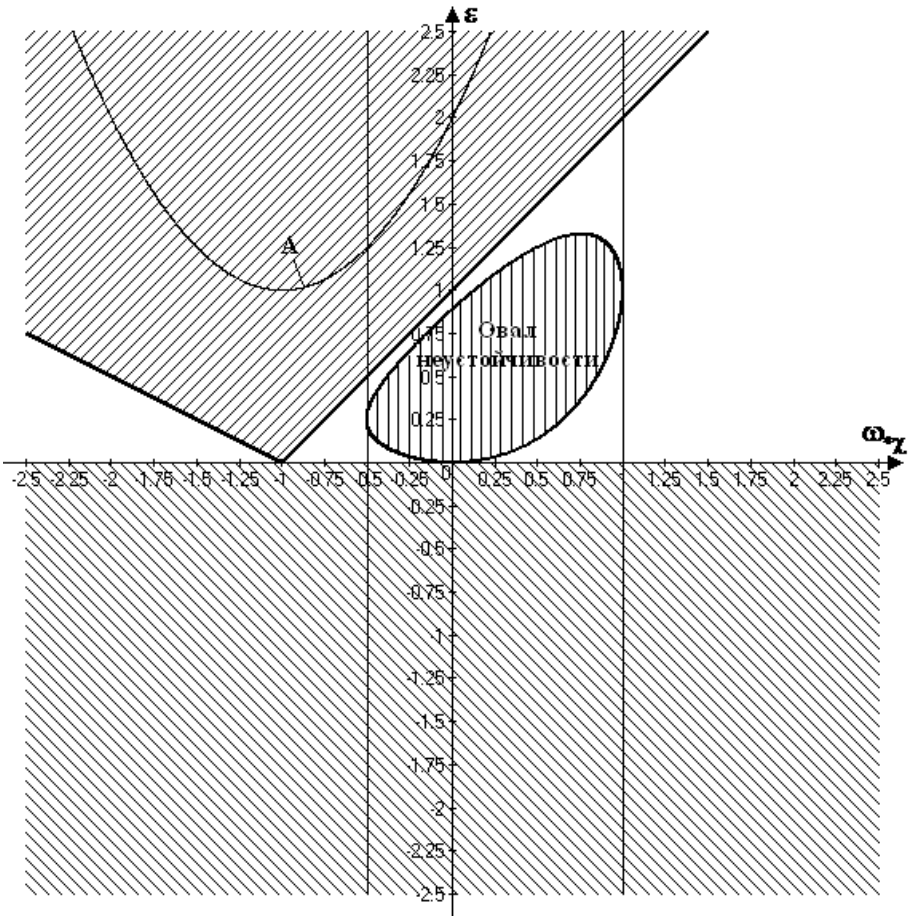
$$\varepsilon = -\psi\Omega\left(\frac{1-q}{r_1^3} + \frac{q}{r_2^3}\right). \quad (40)$$

Подставляя (39) в (40) с учетом (19), приходим к выражению

$$\varepsilon = \frac{x\left(\dfrac{1-q}{\left|x-x_1\right|^3} + \dfrac{q}{\left|x-x_2\right|^3}\right)}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + \left(1-q\right)\dfrac{x-x_1}{\left|x-x_1\right|^3} + q\dfrac{x-x_2}{\left|x-x_2\right|^3}}. \quad (41)$$

В свою очередь, выражение для проекции на ось Z вектора циклотронной частоты малой частицы (2), согласно (39), может быть записано в виде

$$\omega_{*\chi} = \frac{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi}}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + \left(1-q\right)\dfrac{x-x_1}{\left|x-x_1\right|^3} + q\dfrac{x-x_2}{\left|x-x_2\right|^3}}. \quad (42)$$



Области неустойчивости коллинеарных точек либрации (заштрихованы). Парабола А – график функции $\varepsilon = 1 + \left(1 + \omega_{*\chi}\right)^2$. Видно, что условие $\varepsilon < 1 + \left(1 + \omega_{*\chi}\right)^2$ выполняется в областях устойчивости КТЛ

Система параметрических уравнений (41) и (42), в которых в качестве параметра выступает абсцисса КТЛ x, т. е. система

$$\begin{cases} \varepsilon(x) = \dfrac{x\left(\dfrac{1-q}{|x-x_1|^3} + \dfrac{q}{|x-x_2|^3}\right)}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + (1-q)\dfrac{x-x_1}{|x-x_1|^3} + q\dfrac{x-x_2}{|x-x_2|^3}}; \\ \omega_{*\chi}(x) = \dfrac{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi}}{\dfrac{x\omega_\chi}{\psi} + (1-q)\dfrac{x-x_1}{|x-x_1|^3} + q\dfrac{x-x_2}{|x-x_2|^3}} \end{cases} \quad (43)$$

позволяет построить график зависимости $\varepsilon = \varepsilon\left(\omega_{*\chi}\right)$ при известных значениях массового μ, зарядового q параметров бинарной системы, а также проекции на ось Z вектора обобщенной циклотронной часты бинарной системы ω_χ.

Выводы

При «выключении» внешнего магнитного поля, когда $\omega_{*\chi} = 0$, критерий устойчивости КТЛ, как следует из (35), может быть записан в виде $\frac{8}{9} < \varepsilon < 1$. Этот факт был установлен автором ранее [3]. Очевидно, полученные результаты удовлетворяют принципу соответствия.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Воронин, П. В.* Стационарные состояния бинарной системы электрически заряженных частиц во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(51) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2009. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 3). – С. 19–23.

2. *Воронин, П. В.* Точки либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем ортогональном магнитном поле / П. В. Воронин // Известия ВолгГТУ: межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 17–23.

3. *Воронин, П. В.* Трехмерная ограниченная задача трех тел в условиях кулоновского и радиационного электромагнитного взаимодействия : автореф. дис. … канд. физ.-мат. наук / П. В. Воронин. – Волгоград, 2007. – 19 с.

УДК 537.533.74

В. А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу

V. A. Smolar, Nguyen Truong Thanh Hieu

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В ПРИБЛИЖЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ

BACKSCATTERING COEFFICIENT CALCULATIONS OF THE ELECTRON SCATTERING IN SOLIDS BY METHOD MONTE CARLO APPLYING CONTINUOUS SLOWING DOWN APPROXIMATION

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: smolar.v@mail.ru, thanhhieu_nt@yahoo.com

Вычислены коэффициенты обратного рассеяния электрона в твердых телах методом Монте-Карло в приближении непрерывного замедления. Сечения упругого рассеяния электрона в конденсированном веществе вычислены с учетом остовных потенциалов атомов. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными и результатами симуляции методом Монте-Карло.

Ключевые слова: обратное рассеяние, тормозная способность, дифференциальное сечение, фазовый сдвиг, амплитуда рассеяния.

The backscattering coefficients of the electrons scattering in solids is calculated by method Monte Carlo applying continuous slowing down approximation. The crystal potential is used for calculation of the cross section of the electron elastic scattering in condensed matter. The results are compared with experimental data and result of Monte-Carlo simulation.

Keywords: backscattering, stopping power, differential cross section, phase shift, scattering amplitude.

I. ВВЕДЕНИЕ

Метод Монте-Карло (МК) широко используется для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество и играет важную роль в современных электронно-эмиссионных методах диагностики поверхности, таких как Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, микротомография обратно рассеянных электронов и т. д. Предварительная оценка надежности предлагаемой модели МК может быть осуществлена путем расчета коэффициента обратного рассеяния и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными и другими реализациями МК.

При построении траектории электронов в веществе дискретный подход с учетом каждого акта упругого и неупругого рассеяния требует не только мощного компьютера, но и огромного времени расчета. Применение приближения непрерывного замедления (ПНЗ) в МК существенно уменьшает время вычисления. В последнее время алгоритм ПНЗ, в котором потери энергии электронов рассматриваются как непрерывный процесс, широко используется в МК вместо дискретного подхода и применяется как метод тестирования алгоритмов МК (PENELOPE [1], GEANT4 [2]).

Надежность МК симуляции сильно зависит от точности сечения упругого рассеяния. При движении в твердых телах электрон рассеивается на остовном атомном потенциале, отличающемся от потенциала свободного атома вследствие образования валентной зоны и зоны проводимости при конденсации отдельных атомов в кристаллическое твердое тело. В предыдущей работе [3] мы предложили простую модель к вычислению сечения при упругом рассеянии электронов в кристаллической решетке с энергией в области от 50 эВ до 30 кэВ. Вычисленные по нашей модели [3] сечения упругого рассеяния электронов используются в настоящей работе для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество методом МК в ПНЗ. Предлагаемая модель работает в области энергий электронов от 50 эВ до 30 кэВ.

Метод МК в ПНЗ требует знания только двух характеристик рассеяния: сечения упругого рассеяния и тормозной способности, т. е. средней потери энергии электрона на единице пути. Теоретическая основа вычислительного алгоритма представлена в разделе II, в котором подраздел II.А описывает упругое рассеяние электронов в кристаллической решетке; подраздел II.Б представляет диэлектрический подход к вычислению тормозной способности; модель рассеяния и потерь энергии в МК в приближении ПНЗ подробно изложена в подразделе II.В. В разделе III результаты наших вычисле-

ний зависимости коэффициента обратного рассеяния от атомного номера вещества и энергии электронов сравниваются с результатами вычислений методом МК, представленными в работе [4], и с экспериментальными данными [5].

II. ТЕОРИЯ

II.А. Упругое рассеяние

В этом подразделе кратко изложена теория упругого рассеяния электронов на атомах в кристаллической решетке по алгоритму, предложенному нами ранее в работе [3].

Дифференциальное и тотальное сечения при упругом рассеянии, вычисленном на основе решения вольного уравнения Дирака, даются Моттом [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2, \qquad (1)$$

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \qquad (2)$$

где амплитуды рассеяния f и g определяются формулами

$$f = \frac{i}{2k}\sum_{l=0}^{\infty}\left[\ell_l^+\left(e^{2i\delta_l^+}-1\right)-\ell_l^-\left(e^{2i\delta_l^-}-1\right)\right]P_l(\cos\theta), \qquad (3)$$

$$g = \frac{i}{2k}\sum_{l=1}^{\infty}\left(e^{2i\delta_l^-}-e^{2i\delta_l^+}\right)P_l^1(\cos\theta). \qquad (4)$$

Фазовый сдвиг рассеянных сферических волн η_ℓ определяется выражением [7]:

$$\tan\delta_l^{\pm} = \frac{kj_{l+1}(kr)-j_l(kr)\left[(W+1)\tan\phi_l^{\pm}+\dfrac{1+l+\ell_l^{\pm}}{r}\right]}{kn_{l+1}(kr)-n_l(kr)\left[(W+1)\tan\phi_l^{\pm}+\dfrac{1+l+\ell_l^{\pm}}{r}\right]}, \qquad (5)$$

где $W = 1+K$ – полная энергия падающего электрона, K – его кинетическая энергия. Здесь используется система единица, в которой постоянная Планка $\hbar$, масса покоя электрона m_e и скорость света в вакууме c равняется единице. Значения ϕ_ℓ получаются численным интегрированием уравнения

$$\frac{d\phi_l^{\pm}}{dr} = W - V + \frac{\ell_l^{\pm}}{r}\sin 2\phi_l^{\pm} - \cos 2\phi_l^{\pm}, \qquad (6)$$

с начальными условиями, предложенными в [7]. Здесь $V = -e\varphi$ – сферически-симметричная потенциальная энергия электрона в кристаллической решетке; φ – сферически симметричный остовный потенциал. В работе [3] остовный потенциал φ получается усреднением по углам суперпозиции потенциалов отдельных атомов, помещенных в узлы кристаллической решетки. При этом используются потенциалы отдельного атома, вычисленные в приближении Дирака – Хартри – Фока – Слейтера и аппроксимированные суммой экспоненциальных потенциалов по способу, предложенному в работе [8].

II.Б. Тормозная способность

При движении в твердых телах электрон теряет свою энергию при неупругих столкновениях с атомами в веществе. Средние потери энергии электрона на единице пути называются тормозной способностью, которая для электронов больших энергий (вблизи энергии К-оболочки и выше) может быть вычислена по известной формуле Бете. Для энергий электронов меньших среднего потенциала ионизации вещества $I \simeq 13.5Z$ (эВ) вычисление тормозной способности сталкивается со значительными трудностями, связанными со сложностью коллективных взаимодействий падающего электрона с электронами оболочек атомов и электронами валентной зоны. При энергии электронов меньшей $5I$ формула Бете неприменима. По этой причине формула Бете не используется для вычисления тормозной способности в данной работе. Для вычисления тормозной способности в области малых энергий применяется диэлектрический подход, основанный на экспериментальных оптических данных по коэффициентам преломления и поглощения фотонов в этой области энергий 9].

В работе [9] тормозная способность $S(E)$ определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости вещества $\varepsilon(\omega,k)$, и в атомной системе единиц ($m_e = e = \hbar = 1$) имеет вид:

$$S(E) = \frac{1}{\pi E}\int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \omega d\omega \int_{k^-(\omega)}^{k^+(\omega)} \frac{1}{k}\,\mathrm{Im}\left[-\frac{1}{\varepsilon(\omega,k)}\right]dk, \qquad (7)$$

где E – кинетическая энергия электрона; $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ – минимальное и максимальное значения потерянной энергии электрона;

$$k^{\pm}(\omega)=\sqrt{2}\left(\sqrt{E}\pm\sqrt{E-\omega}\right),$$

причем $k^{-}(\omega)$ и $k^{+}(\omega)$ – минимальное и максимальное значения переданного к среде импульса электрона в соответствии с потерянной энергией ω.

II.B. Реализация метода МК в ПНЗ

В ПНЗ предполагается, что электрон непрерывно теряет энергию вдоль траектории. Траектория электрона в веществе строится в виде ломаной линии, соединяющей точки, в которых происходят акты упругого рассеяния. Длины отрезков прямолинейного движения между актами упругого рассеяния λ_{12} определяются по формуле

$$\lambda_{12}=-\frac{1}{n\sigma(E_1)}\ln r_{\lambda}, \qquad (8)$$

где $\sigma(E_1)$ – полное сечение упругого рассеяния; энергия E_1 – это энергия электрона в момент упругого рассеяния в начале отрезка λ_{12}; n – концентрация атомов; r_2 – выдаваемое генератором случайных чисел число в интервале (0, 1).

Тормозная способность требуется для определения количества потерянной энергии электрона на отрезке пути λ_{12} и его энергии E_2 в момент следующего упругого рассеяния. Эти величины связаны между собой интегральным соотношением

$$\lambda_{12}=\int_{E_1}^{E_2}\frac{dE}{S(E)}, \qquad (9)$$

где $S(E)\equiv-\frac{dE}{ds}$ – тормозная способность вещества; s – путь электрона по его траектории.

В результате упругого рассеяния направление движения электрона изменяется, при этом углы рассеяния θ и φ определяются следующими выражениями:

$$2\pi\int_0^{\theta}\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\Omega}\sin\theta d\theta=r_{\theta}, \qquad (10)$$

$$\varphi=2\pi r_{\varphi}, \qquad (11)$$

где r_{θ} и r_{φ} – случайные числа в интервале (0, 1), выдаваемые генератором случайных чисел. Затем эти углы пересчитываются к лабораторной системе координат, связанной с мишенью, и цикл вычислений длины свободного пробега и углов упругого рассеяния повторяется либо до выхода электрона из мишени, либо до остановки в ней при достижении энергии меньшей 50 эВ после очередного упругого рассеяния.

Таким образом, элементарная процедура метода МК в ПНЗ представляет собой цикл четырех действий (8)–(9)–(10)–(11). Этот цикл повторяется до тех пор, пока энергия электрона не станет меньше 50 эВ или электрон не выйдет в свободное пространство через поверхность мишени. На рис. 1 показаны траектории 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали к поверхности германиевой мишени. Необходимо увеличивать число рассчитанных траекторий до тех пор, пока не будет достигнута необходимая погрешность измеряемой в этом машинном эксперименте величины – в данном случае коэффициента обратного рассеяния. Чтобы обеспечить точность коэффициента обратного рассеяния около 5 %, в реальном расчете требуется не меньше 10 000 траекторий электронов.

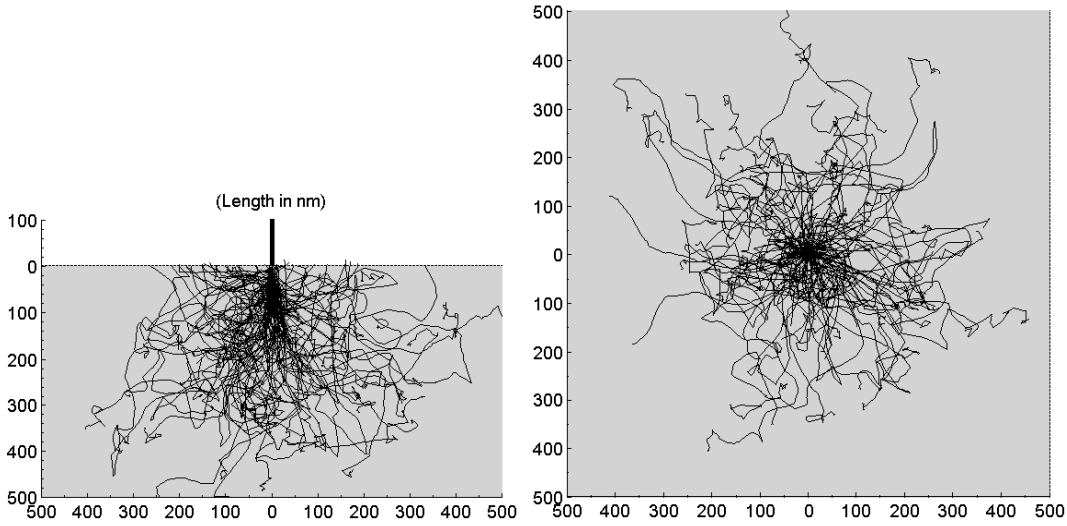


Рис. 1. Траектории пучка 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали вдоль оси *OZ* на германиевую мишень: слева – вид на плоскость *XOZ*; справа – вид на плоскость *XOY*; расстояния по осям измеряются в нанометрах

Из рис. 1 хорошо видно, что электроны быстро «забывают» первоначальное направление движения, и имеет место характерный для диффузии сильный разброс траекторий электронов в пространстве и по направлениям движения.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Падающий поток электронов частично отражается мишенью. Доля обратно рассеянных электронов называется *коэффициентом обратного рассеяния* и в методе МК определяется выражением

$$\beta = \frac{N_{out}\left(E > 50\ \text{eV}\right)}{N}, \qquad (12)$$

где N – полное число траекторий; N_{out} – число траекторий, пересекающих поверхность мишени, на которую падает пучок электронов.

Величина коэффициента обратного рассеяния – наиболее точно измеренная в эксперименте характеристика переноса падающего пучка электронов. По этой причине вычисление коэффициентов обратного рассеяния часто используется для тестирования и оценки погрешности предлагаемых моделей МК [1].

На рис. 2 вычисленные нами коэффициенты обратного рассеяния сравниваются с результатами вычислений методом МК, выполненными с использованием ПНЗ в работе [4] и с экспериментальными данными, приведенными в [10] для меди, германия, серебра и золота при падении пучка по нормали к поверхности мишени. В работе [4] упругое рассеяние вычисляется на отдельном атоме без учета кристаллической структуры вещества, а тормозная способность получена по более ранней базе данных [11] тех же авторов, в которой используется менее точный вычислительный алгоритм, чем в работе [9].

Из рис. 2 видно, что полученные нами коэффициенты обратного рассеяния близки к экспериментальным данным [10] и к результатам вычислений в ПНЗ [4] в области малых энергий (меньше нескольких сотен эВ), однако не совпадают с вычислениями [4]. Причина этого может быть связана с тем, что в настоящей работе применялся остовный потенциал атома в кристаллической решетке для вычисления упругого сечения, а не потенциал отдельного атома, как это сделано в [4], и использовались более точные данные по тормозной способности.

Полученные авторами результаты подтверждают вывод работы [12] о заниженных величинах коэффициентов обратного рассеяния, вычисленных в работе [13] с использованием программы PENELOPE [1] при малых энергиях (см. рис. 1 в работе [13]). В методе МК в программе PENELOPE для ускорения вычислений сечение

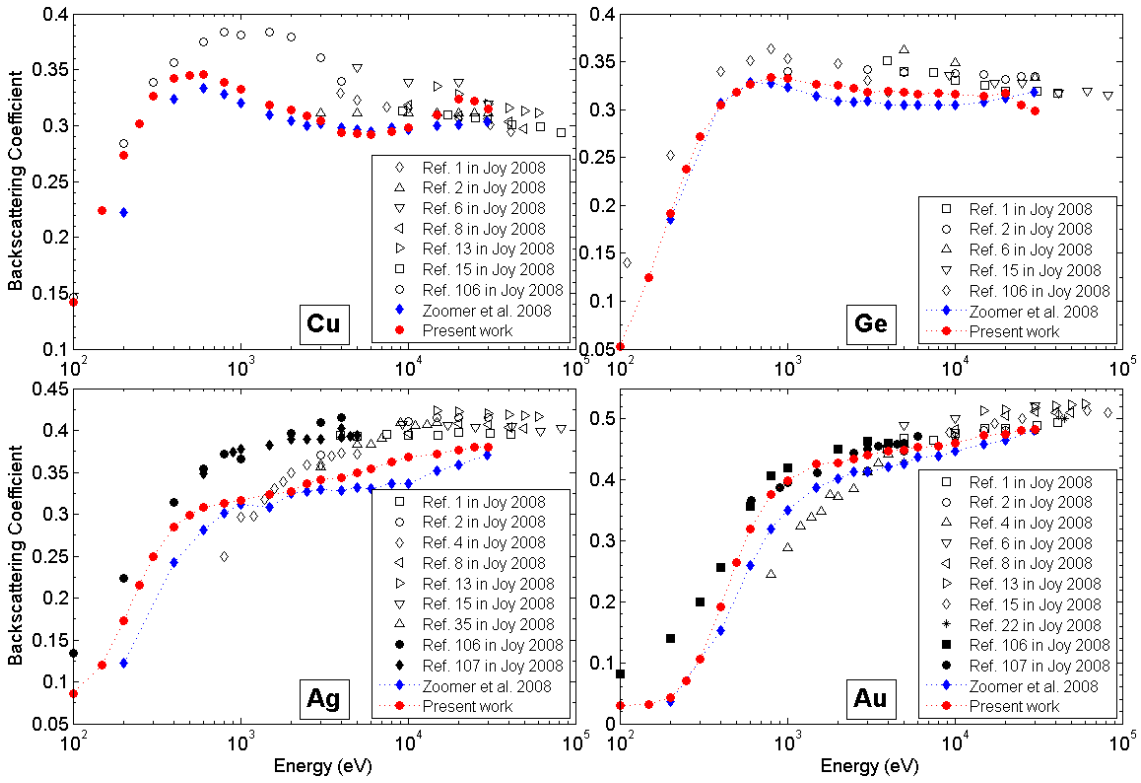


Рис. 2. Коэффициенты обратного рассеяния в зависимости от кинетической энергии подающего электрона при перпендикулярном падении на поверхность Cu, Ge, Ag и Au. Сравнение результатов настоящей работы с результатами вычислений методом МК [4] и с экспериментальными данными [10]

упругого рассеяния аппроксимируется экранированной формулой Резерфорда. Вычисление неупругого рассеяния в этой программе основано на модели обобщенных сил осцилляторов. В предлагаемой нами модели МК таблицы сечений упругого рассеяния используются при вычислении углов рассеяния напрямую, их аналитическая аппроксимация для ускорения вычислений не применяется. Такое моделирование ближе к реальности, хотя и требует больших затрат времени. В результате, полученные авторами коэффициенты обратного рассеяния хорошо совпадают с данными предыдущих работ в области больших энергий, а в области малых энергий находятся в лучшем согласии с экспериментальными данными [5], чем результаты [4].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Salvat F.* PENELOPE-2011 A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport / F. Salvat, J. M. Fernández-Varea, J. Sempau. – 2011.

2. *Kieft, E.* Refinement of Monte Carlo simulations of electron-specimen interaction in low-voltage SEM / E. Kieft, E. J. Bosch // Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 215310.

3. *Смоляр, В. А.* Упругое рассеяние электронов в твердых телах / В. А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(79) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2011. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 5). – С. 11–16.

4. *Zommer, L.* Monte Carlo backscattering yield (BY) calculations applying continuous slowing down approximation (CSDA) and experimental data / L. Zommer, A. Jablonski, G. Gergely, S. Gurban // Vacuum. – 2008. – V. 82. – P. 201–204.

5. *Reimer, L.* Measuring the Backscattering Coefficient and Secondary Electron Yield Inside a Scanning Electron Microscope / L. Reimer, C. Tolkamp // Scanning. – 1980. – V. 3. – P. 35–39.

6. *Momm, H.* Теория атомных столкновений / Н. Мотт, Г. Месси ; ред. Я. И. Френкеля ; пер. со 2-го англ. изд. Т. А. Конторовой – М.: Иностранная литература, 1965. – 752 с.

7. *Bunyan, P. J.* Polarization by mercury of 100 to 2000 eV electrons / P. J. Bunyan, J. L. Schonfelder // Proc. Phys. Soc. – 1965. – V. 85. – P. 455–462.

8. *Salvat, F.* Analytical Dirac-Hartree-Fock-Slater screening function for atoms (Z=1-92) / F. Salvat, J. D. Martinez, R. Mayol, J. Parellada. // Phys. Rev. A. – 1987. – V. 36, N 2. – P. 467–474.

9. *Shinotsuka H.* Calculations of electron stopping powers for 41 elemental solids over the 50 eV to 30 keV range with the full Penn algorithm / H. Shinotsuka, S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn // Nuc. Ins. Meth. in Phys. Res. B. – 2012. – V. 270. – P. 75–92.

10. *Joy, D. C.* A database of electron-solid interactions / D. C. Joy. – 2008. – URL: http://web.utk.edu/~srcutk/databa-se.doc.

11. *Tanuma S.* Calculations of stopping powers of 100 eV to 30 keV electrons in 10 elemental solids / S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn // Surf. Interface Anal. – 2005. – V. 37. – P. 978–988.

12. EL-Gomati, M. M. Theory Experiment Comparison of the Electron Backscattering Factor from Solids at Low Electron Energy (250–5000 eV) / M. M. EL-Gomati, C. G. H. Walker, A. M. D. Assad, M. Zadrazil // Scanning. – 2008. – P. 2–15.

13. Sempau, J. Experimental benchmarks of the Monte Carlo code penelope / J. Sempau, J. M. Fernandez-Varea, E. Acosta and F. Salvat // Nucl. Instrm. Meth. Phys. Res. B. – 2003. – V. 207. – P. 107–123.

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 539.2:530.145

А. О. Литинский, А. М. Стебеньков, Н. А. Стебенькова
A. O. Litinski, A. M. Stebenkov, N. A. Stebenkova

СПЕКТР ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ КРИСТАЛЛА ГЕРМАНИЯ С ДЕФЕКТАМИ ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМАМИ 3d-ЭЛЕМЕНТОВ

ONE-ELECTRONIC STATES SPECTRUM OF GERMANIUM CRYSTAL WITH THE DEFECTS OF SUBSTITUTION FOR THE 3d-ELEMENT ATOMS

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: stebenkov@inbox.ru

Модель высокосимметричного кластера с замыканием разорванных валентностей атомами водорода и вычислительная схема на основе теории функционала плотности с обменно-корреляционым потенциалом Пердью – Бурке – Эрзерхофа в валентном базисе двухэкспонентных орбиталей с использованием эффективного остовного псевдопотенциала лос-аламосского типа применены к расчету энергетического спектра электронов в германии, как идеального строения, так и с локальными дефектами замещения атомов германия на атомы 3d-элементов. Проанализированы особенности энергетической схемы (одноэлектронных состояний), обусловленные введением в структуру германия атомов переходных элементов.

Ключевые слова: энергетический спектр электронов, теория функционала плотности, 3d-элементы в германии.

Model of a high-symmetric cluster with the closure of broken valencies by hydrogen atoms and computing scheme on the base of the density functional theory with an exchange-correlation potential of Perdew-Burke-Erzerhof in valent basis of two-exponential orbitals with usage of an effective spanning pseudopotential of a los-alamos type were applied to calculate energy spectrum of electrons in germanium, its ideal structure and its structure with local defects of substitution of germanium atoms for the 3d-element atoms. The peculiarities of the energy scheme (one-electronic states), caused by introduction the transition elements into the germanium structure were analysed.

Keywords: energy spectrum of electrons, the density functional theory, 3d-elements in germanium.

Электрофизические характеристики полупроводников обусловлены, в основном, особенностями их энергетического спектра. Введение в структуру, например, германия атомов переходных элементов приводит к существенной модификации спектра одноэлектронных состояний (СОС) и связанных с ним электронно-энергетических характеристик [1]. В данной работе изучен СОС кристаллического германия (КГ) как бездефектного, так и с дефектами замещения атомов Ge на атомы 3d-элементов (рис. 1). Элемент объема КГ моделировался кластером, точечная симметрия которого близка к точечной симметрии КГ [2]. Кластер строился путем «наращивания» числа координационных сфер вокруг выделенного «центрального» атома Ge (включены три сферы соседей) [3]. Валентно-ненасыщенные атомы германия внешней (третьей) сферы замыкались атомами водорода [4-6]. Межатомные расстояния выбирались такими же, как в структуре КГ (R(Ge-Ge)=2,44 Å); R(Ge-H)=1,54 Å (как в молекулах германийводородов) [7].

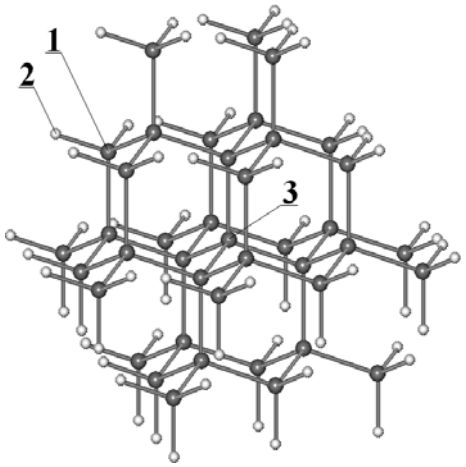


Рис. 1. Высокосимметричный кластер, моделирующий структуру кристаллического германия, содержащий три сферы соседей:
1 – атомы германия; *2* – атомы водорода; *3* – центральный атом германия

Расчет проводился в рамках схемы теории функционала плотности (ТФП) [8–10], согласно которой одноэлектронные орбитали $\varphi_j(\vec{r})$ и их энергии ε_j находятся в результате решения одноэлектронного уравнения Шредингера:

$$(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + eV_{эфф}(\vec{r}) - \varepsilon_j)\varphi_j(\vec{r}) = 0\,, \qquad (1)$$

в котором эффективный потенциал $V_{эфф}(\vec{r})$ представлен в виде:

$$V_{эфф}(\vec{r}) = V(\vec{r}) + e\int \frac{n(\vec{r}')d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + V_{xc}(\vec{r})\,, \qquad (2)$$

где $V(\vec{r})$ – потенциал, обусловленный притяжением электрона к ядрам (или к остовам атомов); второй член в (2) – кулоновское взаимодействие электрона в состоянии $\varphi(\vec{r})$ с другими электронами; $V_{xc}(\vec{r})$ – обменно-корреляционный потенциал, зависящий от полного распределения электронной плотности $\tilde{n}(\vec{r})$ в соответствии с выражениями:

$$V_{xc}(\vec{r}) = \frac{\delta}{\delta(\tilde{n}(\vec{r}))}(E_{xc}\left[\tilde{n}(\vec{r})\right])\Big|_{\tilde{n}(\vec{r})=n(\vec{r})}\,;$$

$$n(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{N}\left|\varphi_j(\vec{r})\right|^2 \qquad (3)$$

(N – число электронов; $E\left[\tilde{n}(\vec{r})\right]$ – функционал обменно-корреляционной энергии). Одноэлектронные состояния (волновые функции) задаются в виде линейной комбинации атомных орбиталей (АО), поэтому требуется решить систему самосогласованных уравнений (1)–(3) относительно коэффициентов разложения молекулярных орбиталей по АО. Использован обменно-корреляционный потенциал, предложенный Пердью, Бурке и Эрзерхофом [11], включающий как локальные (по электронной плотности), так и градиентные члены, и базис двухэкспонентных валентно-расщепленных орбиталей [12] плюс эффективный остовный потенциал лос-аламосского типа для атомов Э переходных элементов (Э≡Sc; Ti; V; Cr; Mn; Fe; Co; Ni; Cu; Zn) [13]. Для систем с четным числом электронов расчеты проводились для мультиплетностей M=2S+1 (S – полный спин) 1, 3 и 5; для систем с нечетным числом электронов для M=2, 4 и 6.

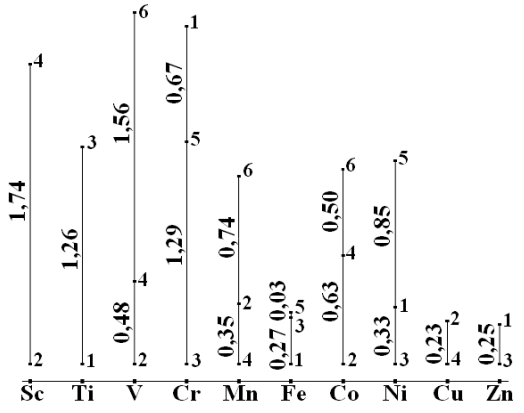


Рис. 2. Схема интервалов ΔE=E(M'')–E(M') (цифра слева, эВ) между полными энергиями структур германия с дефектами замещения центрального атома германия на атомы переходных элементов с различной мультиплетностью (целая цифра справа)

По величинам полных энергий структур (включающих энергию отталкивания ядер (или атомных остовов)) можно судить об их стабильности. Данные о том, каким величинам M соответствуют более стабильные (то есть с меньшей полной энергией) структуры, а также разницы полных энергий структур с различными M ($\Delta E = E(M'') - E(M')$) представлены на рис. 2. Из этого рисунка следует, что одни Э-замещенные структуры более стабильны при наименьших M (для Э≡Sc; Ti; V; Fe; Co), другие – при наибольших значениях M (для Э≡Cu; Zn) или в случае промежуточных M (для Э≡Cr; Mn; Ni).

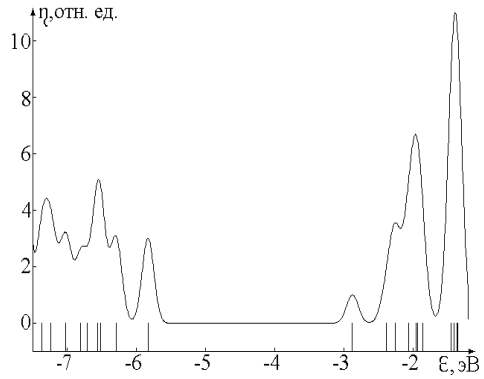


Рис. 3. График плотности одноэлектронных состояний η для бездефектной структуры кристаллического германия

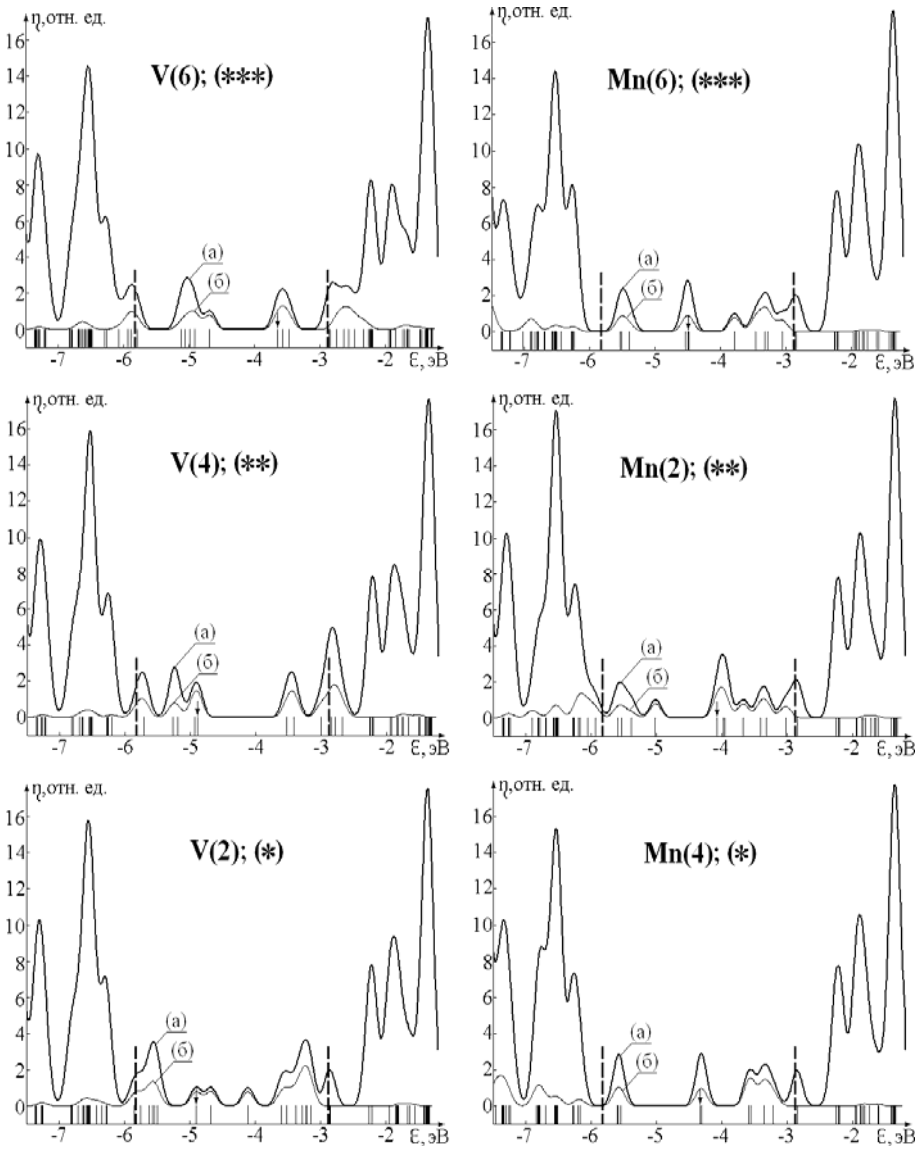


Рис. 4. Полные (*а*) и парциальные (*б*) (вклады орбиталей атомов (Э) переходных элементов) плотности электронных состояний кристаллического германия, допированного атомами Э[*)] (цифра в скобках – мультиплетность (M) состояния; энергия структуры (*) – наименьшая; (**) – промежуточная; (***) – наибольшая; для Э≡V; Mn;Cr; Ni приведены графики для всех возможных M; для остальных элементов – для M, отвечающей основному состоянию (см. рис. 2); стрелкой помечено верхнее занятое состояние (см. также сс. 31–32)

[*)] Пунктирная линия указывает границы занятых и вакантных состояний, соответствующих объемной структуре германия (см. рис. 3).

Рассчитанные плотности одноэлектронных состояний (число состояний, приходящихся на единичный интервал энергии как функция от энергии) для КГ бездефектного и КГ с дефектами замещения атомами переходных элементов представлены на рис. 3 и 4. Как следует из рис. 3, в бездефектном германии одноэлектронные состояния группируются в группы занятых (ГЗС) и вакантных состояний (ГВС). Энергетическая щель (ЭЩ) между ними получилась порядка $\Delta E_{Щ}$=3 эВ. Отметим, что расчетную величину $\Delta E_{Щ}$, вообще говоря, нельзя сравнивать с экспериментальной величиной запрещенной зоны полупроводника ($\Delta E_{Щ}$(Ge)= =0,67 эВ), поскольку метод ТФП адекватно (то есть вполне надежно) передает, как правило, величины энергий верхних заполненных состояний, но не нижних вакантных. Тем не менее, качественный характер и тех и других состояний воспроизводится верно: ГЗС соответствует связывающим, а ГВС – разрыхляющим орбиталям Ge-Ge связей.

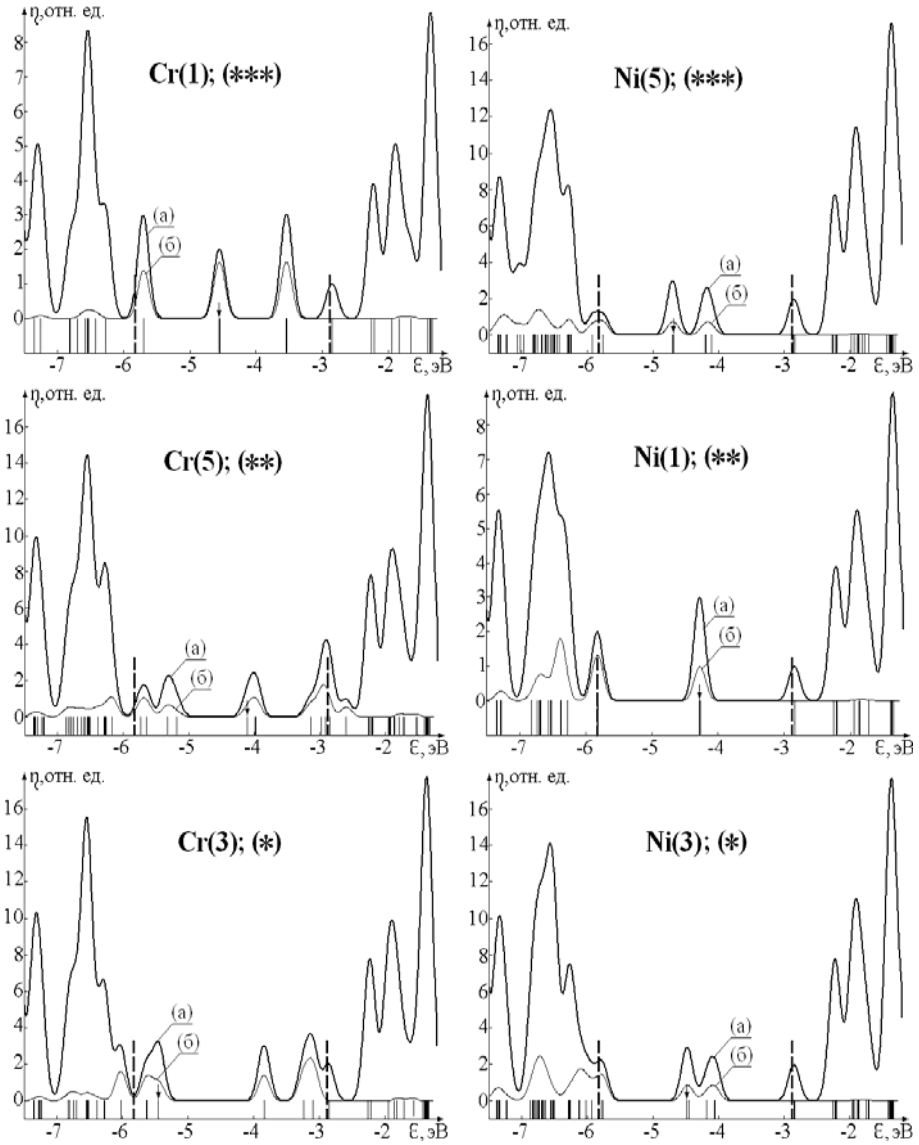


Рис. 4. Продолжение

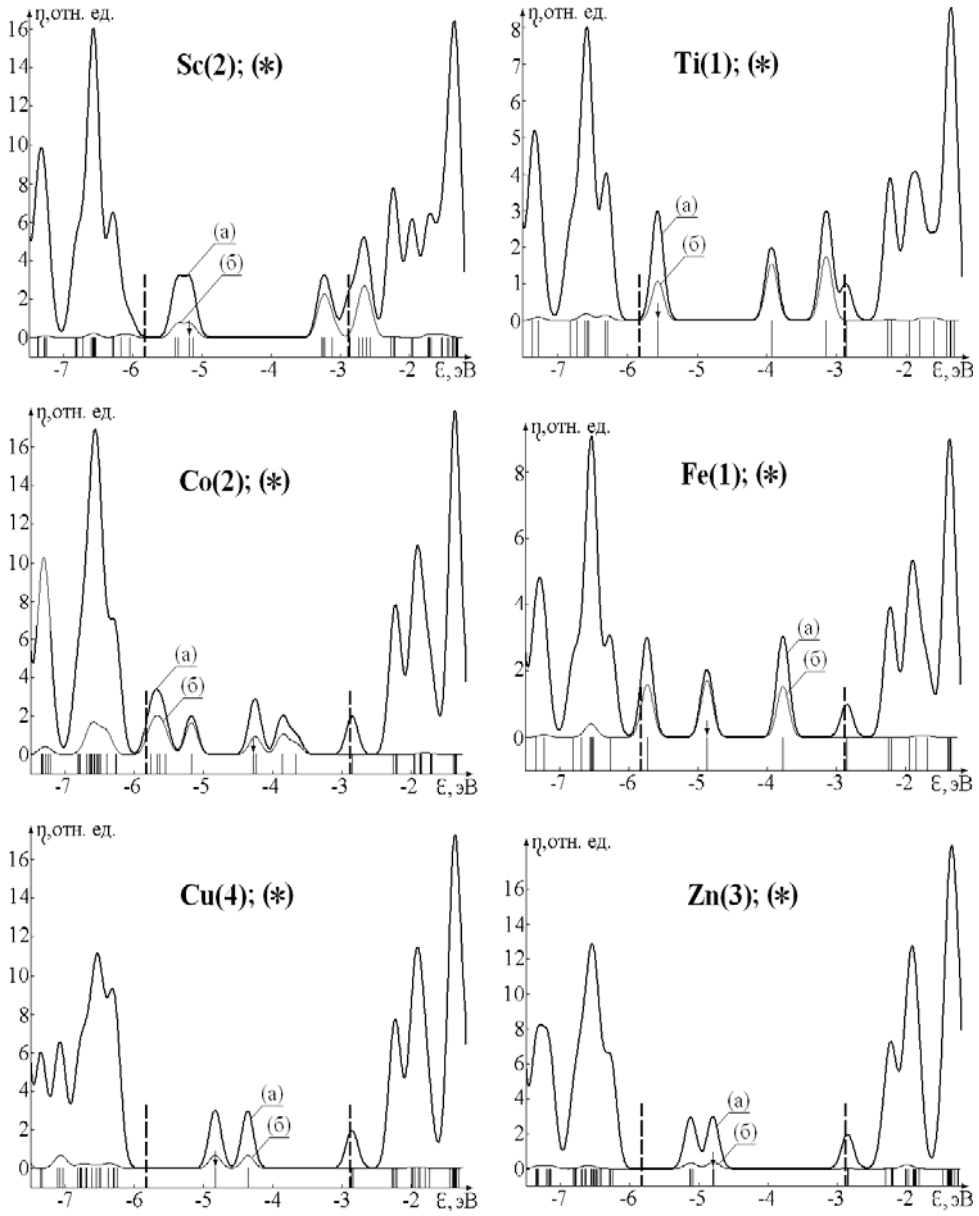


Рис. 4. Окончание

Как следует из рис. 4, при замещении атома Ge на атомы 3d-элементов, состояния, обусловленные орбиталями внедренных атомов («атомов дефекта») возникают, в основном, в области энергетической щели, соответствующей бездефектной структуре германия. Среди этих состояний имеются как заполненные (их число связано с мультиплетностью M=2S+1 системы; S – полный спин), так и вакантные. Заполненные состояния отвечают либо несвязывающим d-электронным орбиталям (если таковые имеются), либо связывающим орбиталям Э-Ge и Ge-Ge связей, либо и тем и другим. Эти состояния примыкают к верхней границе ГЗС, степень их внедрения в ЭЩ тем больше, чем выше мультиплетность системы. Вакантные же состояния отвечают либо свободным d-орбиталям Э-атомов (если таковые имеются), либо разрыхляющим орбиталям Э-Ge и Ge-Ge связей, либо и тем и другим. Эти вакантные состояния проникают в ЭЩ со стороны нижней границы ГВС, соответствующей структуре бездефектного германия. Число этих состояний и степень их проникновения в ЭЩ зависят от мультиплетности системы (см. рис. 4). Отметим также, что более стабильными (с наименьшей полной энергией) (см. рис. 2 и 4) являются структуры с такой мультиплетностью, при которой энергия верхнего занятого состояния является более глубокой (имеет большие по величине отрицательные энергии).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Литинский, А. О.* Электронное строение и энергетический спектр двумерных ковалентных структур с локальными дефектами / А. О. Литинский, Н. А. Растова // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(32) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2007. – С. 33–39.

2. *Бирман, Дж.* Пространственная симметрия и оптические свойства твердых тел : пер. с англ. / Дж. Бирман. – М.: Мир, 1978. – Т. 1. – 387 с.

3. *Литинский, А. О.* Энергетические состояния электронов в ковалентных и ионно-ковалентных кристаллах с локальными дефектами замещения. Неэмпирический расчет в рамках высокосимметричных кластерных моделей / А. О. Литинский, А. М. Стебеньков // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6(32) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2007. – С. 27–33.

4. *Эварестов, Р. А.* Квантовохимические методы в теории твердого тела / Р. А. Эварестов. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1982. – 280 с.

5. *Левин, А. А.* Введение в квантовую химию твердого тела / А. А. Левин. – М.: Химия, 1974. – 237 с.

6. *Жидомиров, Г. М.* Современные модели теории хемосорбции / Г. М. Жидомиров, А. Л. Шлюгер, Л. Н. Канторович // Современные проблемы квантовой химии в теории межмолекулярных взаимодействий и твердых тел. – Л., 1987. – С. 225–282.

7. *Пенкаль, Т.* Очерки кристаллохимии / Т. Пенкаль. – Л., Химия. – 1974. – 496 с.

8. *Кон, В.* Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности / В. Кон // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172 ; № 3. – С. 336–348.

9. *Kohn, W.* Inhomogeneous Electron Gas / W. Kohn, P. Hohenberg // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 136 B. – P. 864–871.

10. *Kohn, W.* Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects / W. Kohn, L. J. Sham // Phys. Rev. – 1965. – Vol. 140 A. – P. 1133–1138.

11. *Perdew, J. P.* Generalized Gradient Approximation Made Simple / J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – P. 3865.

12. *Hehre, W. J.* Self-Consistent Molecular-Orbital Methods. I. Use of Gaussian Expansions of Slater-Type Atomic Orbitals / W. J. Hehre, R. F. Stewart, J. A. Pople // J. Chem. Phys. – 1969. – V. 51. – P. 2657.

13. Wadt, W. R. Ab initio effective core potentials for molecular calculations. Potentials for main group elements Na to Bi/ W. R. Wadt, P. J. Hay // J. Chem. Phys. – 1985. – V. 82. – P. 284.

УДК 546.26:538.915

А. О. Литинский, Та Динь Хиен
A. O. Litinski, Ta Dinh Hien

ЭЛЕКТРОННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И АБСОРБЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАФЕНОПОДОБНОГО ГЕКСАГОНАЛЬНОГО НИТРИДА БОРА С ДЕФЕКТАМИ ТИПА ЗАМЕЩЕНИЯ И ВАКАНСИИ*

ELECTRON ENERGY, MAGNETIC AND ABSORPTION CHARACTERISTICS OF GRAPHENE-LIKE HEXAGONAL BORON NITRIDE WITH SUBSTITUTIONAL AND VACANCY DEFECTS.

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: litinski@inbox.ru; hien18385@yahoo.com

Расчетная схема, базирующаяся на теории функционала плотности с обменно-корреляционным потенциалом градиентного типа в валентном базисе двухэкспонентных орбиталей, применена для расчета спектра одноэлектронных состояний, оптических и магнитных характеристик графеноподобного нитрида бора как бездефектного, так и с дефектами типа замещения (атомов B атомами C, Be, Si и атомов N атомами C, O) и вакансии атомов бора (V_B) и атомов азота (V_N). Показано, что активным полупроводникам n- и p- типа отвечают h-BN-структуры с дефектами типа (O→N; Si→B) и (Be→B) соответственно. Всем модифицированным материалам отвечают низкоспиновые состояния ($1\mu_Б$ на (4×4)-ячейку), кроме случая вакансии атома бора ($3\mu_Б$ на (4×4)-ячейку). Анализ положения уровня химического потенциала привел к выводу о значительном увеличении эмиссионной способности электронов при введении дефектов типа (O→N), (Si→B) и (Be→B). Для h-BN-структур с дефектами в оптических спектрах поглощения появляются низкоэнергетические полосы, обусловленные переходами электронов с участием как донорных, так и акцепторных состояний, возникающих в запрещенной зоне бездефектного материала при его модифицировании дефектами.

Ключевые слова: графеноподобный гексагональный нитрид бора, методы теории функционала плотности, дефекты типа замещения и вакансии, оптический спектр поглощения, магнитно-разбавленные полупроводники.

The computational procedure, based on density functional theory with the exchange-correlation potentials by gradient type in the valence Double-Zeta Polarized basis set of orbitals is used to calculate the spectrum of electron states, optical and magnetic properties of graphene-like boron nitride as the defect-free, and such as the with defective type of substitution (of atom B by atoms C, Be , Si and of atom N by atoms C, O) and boron (V_B), nitrogen (V_N) vacancies. It is shown that the active semiconductor n- and p- type correspond to h-BN-structures with defects (O→N; Si→B) and (Be→B) type, respectively. All the modified materials meet low spin state ($1\mu_Б$ on (4×4)-cell), except in the case of the boron atom vacancy ($3\mu_Б$ on (4×4)-cell). A analysis of situation of the chemical potential has led to the conclusion that a significant increase in the emissivity of the electrons with the introduction of defects of type (O→N), (Si→B) and (Be→B). For the h-BN-structures with defects in the optical absorption spectra there are low-energy bands, due to transitions of electrons with both the donor and acceptor states, arising in the band gap of defect-free material when modifying defects.

Keywords: graphene-like hexagonal boron nitride, density functional theory, substitutional defects and vacancies, optical absorption spectra, diluted magnetic semiconductors.

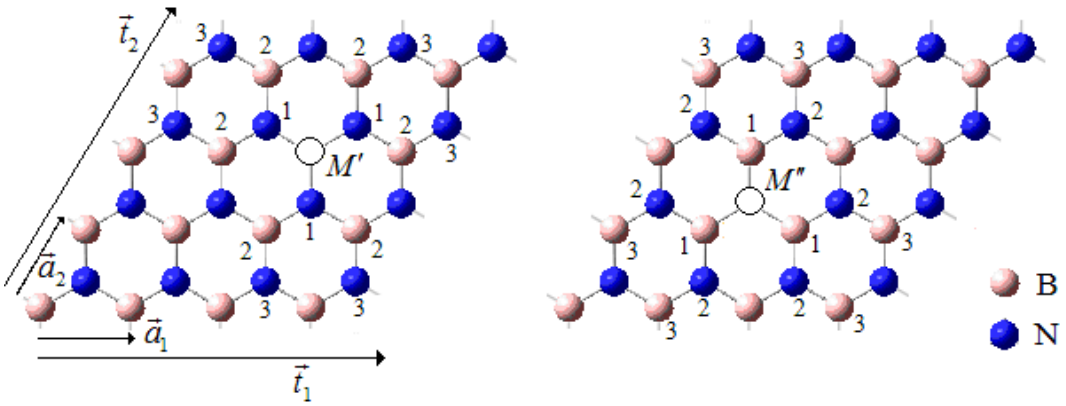
* Авторы выражают благодарность сотрудникам кафедры ЭВМ ВолгГТУ за предоставленный доступ к вычислительному кластеру.

Введение

Графеноподобный (однослойный) гексагональный нитрид бора, получаемый методом газофазного осаждения [1, 2], привлекает внимание исследователей в связи с радиационной стойкостью, механической прочностью и высокой температуропроводностью материалов на его основе [3, 4]. В реальных h-BN-материалах возможны дефекты типа замещения или вакансии атомов B и N. Радиационное и термическое воздействие может также приводить к образованию дефект-модифицированных h-BN-структур. Поэтому изучение энергетического спектра электронов, магнитных характеристик (дефектные h-BN-структуры могут быть магнитно-активными) и особенностей их оптического поглощения представляет собой актуальную задачу.

Методика расчета

В данной работе изучены BN-структуры с наиболее распространенными типами дефектов[*)]: а) замещения атомов бора атомами Be, C, Si; б) замещения атомов азота атомами C, O; в) вакансии атомов B и N. Применена расчетная схема на основе теории функционала плотности (DFT) [5–9], адаптированная для систем с трансляционной симметрией (программный пакет Siesta [10,11]), с обменно-корреляционным потенциалом градиентного типа в параметризации Пердью, Бурке и Эрнзерхофа [12], в валентном базисе двухэкспонентных орбиталей с включением поляризационных функций (DZP-базис). Влияние остовных электронов учитывалось введением нелокальных, сохраняющих норму псевдопотенциалов Труллье – Мартинсона [13] в форме Клейнмана – Баландера [14]. Интегрирование по пространственным координатам проводилось путем суммирования по узлам сетки, количество которых соответствует отсечению в разложении волновой функции электрона по плоским волнам таких волн, энергия которых превышает 300 Ry. В качестве элементарной ячейки однослойной структуры бездефектного гексагонального нитрида бора выбран фрагмент состава $(BN)_{16}$, который содержит 4×4 расширенных вдоль основных векторов трансляции ($\vec{a}_1$ и $\vec{a}_2$ на рис. 1, *а*) примитивных двухатомных ячеек BN. Требуемое для расчета электронной плотности суммирование по точкам $\vec{k}$ зоны Бриллюэна проводилось по 15×15×1 «специальным» точкам, которые определялись методом Монкхорста – Пака [15]. Точность самосогласования энергетических величин составляла 10^{-5} эВ, элементов матрицы плотности 10^{-4}. Процесс оптимизации геометрии считался достигнутым, если величины сил, возвращающих атомы в положение равновесия, становились меньшими 0.04 эВ/Å.



а *б*

Рис. 1. Структура однослойного нитрида бора с дефектом:
а – замещения атома бора атомами M′ ≡ Be, C, Si и вакансии атома бора; *б* – замещения атома азота атомами M″ ≡ C, O и вакансии атома азота; $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ – векторы трансляции примитивной ячейки; $\vec{t}_1$, $\vec{t}_2$ – векторы трансляции (4×4) элементарной ячейки

Результаты и их обсуждение

Полученный в результате расчета энергетический спектр электронов изучаемых структур схематически изображен на рис. 2. Соответствующие дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$ и плотности одноэлектронных состояний $\eta(\varepsilon)$ (включающие высокоэнергетическую часть валенной зоны и низкоэнергетическую часть зоны проводимости) представлены на рис. 2. Для безде-

[*)] В дальнейшем дефекты замещения атома A атомом B будем обозначать (D→A), а дефекты типа вакансии атома A – символом V_A.

фектного однослойного нитрида бора валентная зона состоит из двух подзон, преимущественный вклад в состояния которых вносят 2s- и 2p-орбитали атомов азота соответственно. Зона вакантных состояний отделена от верхней ($2p_N$-типа) валентной подзоны областью запрещенных энергий (запрещенная зона), ширина которой составляет $\Delta\varepsilon_g = 4.45$ эВ, что хорошо согласуется как с экспериментальными данными (4.5 эВ), так и с данными расчета других авторов [16, 17]. Рассчитанное межатомное расстояние R(B-N) = = 1.45Å, что также близко к экспериментальному значению 1.446Å [18]. Все рассмотренные нами BN-структуры с дефектами имеют нечетное число электронов (в пересчете на одну (4×4) элементарную ячейку), поэтому для их расчета применена спин-поляризационная DFT вычислительная схема (система электронов разбивается на две спиновые α- и β-подсистемы). Введение дефекта приводит к тому, что h-BN-структуры становятся магнитно-активными (магнитно разбавленными полупроводниками).

Расчеты показали, что энергетически более выгодными являются структуры с одним неспаренным электроном на 32-атомную ячейку ($1\mu_Б$ на ячейку) во всех случаях, кроме случая вакансии атома бора (в этом случае более выгодна структура с тремя неспаренными электронами на ($B_{15}N_{16}$)-ячейку ($3\mu_Б$ на ячейку)) ($\mu_Б$-магнитон Бора). Величины энергетических выигрышей в пересчете на одну (4×4)-ячейку составляют 0.17; 4.95; 4.9; 4.85; 4.8; 5.0; и 3.72 эВ для дефектов типа V_B, Be→B, C→B, Si→B, O→N, C→N, и V_N соответственно. Вывод о выгодности высокоспинового состояния в случае h-BN-структуры с V_B-дефектом подтверждается также результатами работы [17]. Магнитный момент, приходящийся на 32-атомную ячейку, локализован преимущественно на атомах, ближайших к дефекту (≈ 74, 78, 36 и 39 % для дефектов типа V_B, V_N, Be→B и O→N соответственно), либо на замещенных атомах (≈ 52, 67 и 57 % для дефектов типа C→B, Si→B и C→N соответственно). На более удаленные от дефекта атомы 32-атомной ячейки приходится значительно меньшая доля магнитного момента.

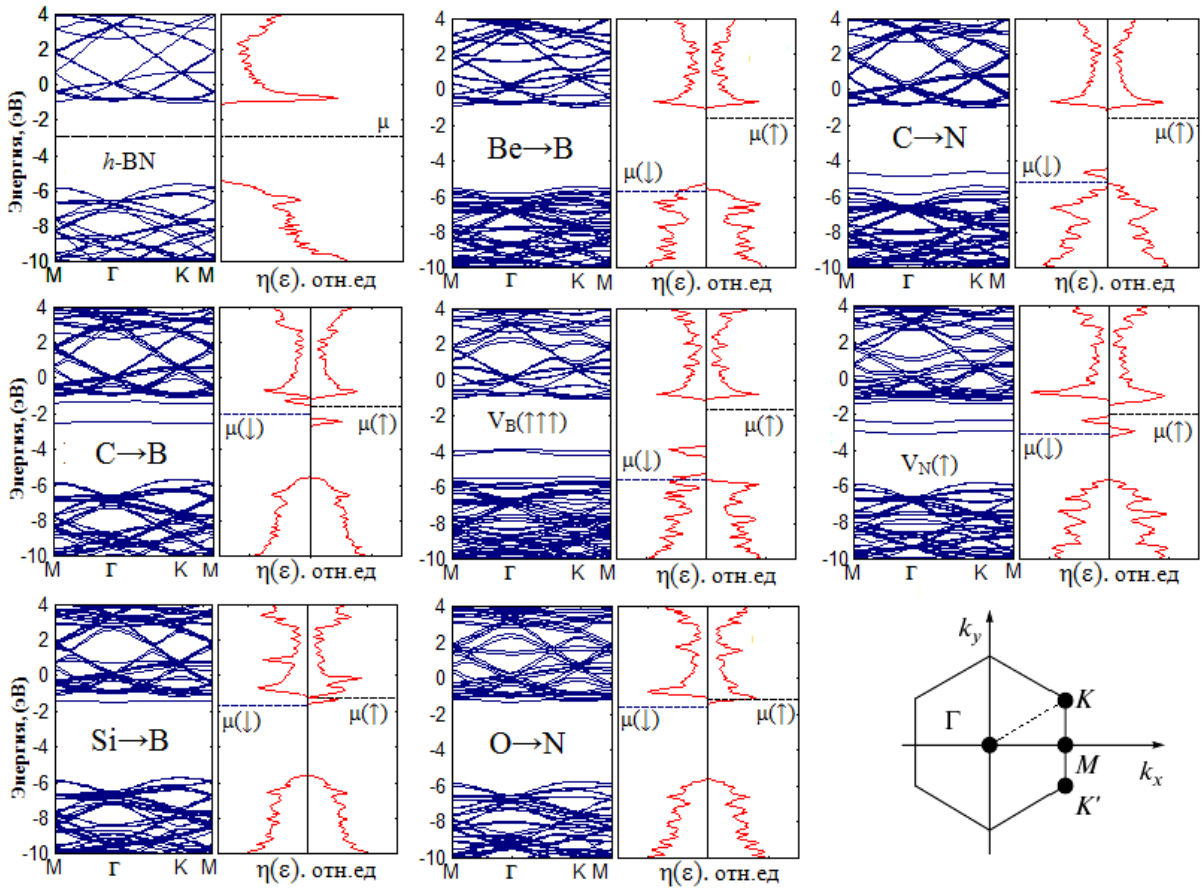


Рис. 2. Дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$ и плотности состоянии $\eta(\varepsilon)$ однослойного нитрида бора бездефектного (h-BN) и с дефектами типа замещения (C→B; Si→B; Be→B; O→N; C→N) и вакансии атомов бора (V_B) и азота (V_N); в правом нижнем углу – зона Бриллюэна гексагональной структуры

Таблица 1

Геометрические характеристики однослойного нитрида бора бездефектного и с дефектами типа замещения и вакансии (обозначения приведены на рис. 1)

Структура	h-BN	C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
d_{M-1} (Å)	1.45	1.40	1.64	1.58	–	1.50	1.50	–
d_{1-2} (Å)		1.46	1.42	1.40	1.41	1.41	1.44	1.46
d_{2-3} (Å)		1.45	1.41	1.43	1.46	1.46	1.43	1.47
M-1-2,град	120	121.2	115.2	116.5	–	118.0	119.0	–
2-1-2,град		117.5	130.0	127.0	125.5	124.0	122.0	115.0

Замещение атомов бора атомом углерода приводит (см. табл. 1) к незначительному уменьшению длины связи $C-N$ за счет небольшого увеличения длин связей атомов N с соседними атомами бора. Во всех остальных случаях замещения атомов бора и атома азота длины связей между замещенным атомом и его ближайшими соседями возрастают (наиболее существенно при замещении атомами Si и Be) за счет уменьшения расстояний между атомами из первой координационной сферы вокруг замещаемого атома и их соседями из следующей координационной сферы. При образовании дефекта типа вакансии ближайшие к вакансии атомы либо приближаются к центру дефекта (в случае вакансии атома азота), либо удаляются от него (случай вакансии атома бора) (табл. 1). Отметим, что во всех рассмотренных случаях h-BN-структуры остаются плоскими.

Таблица 2

Характеристики зонной энергетической структуры монослойного нитрида бора бездефектного и с дефектами типа замещения и вакансии (обозначения приведены на рис. 3, *а*)

Структура	h-BN	C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
ε'_s, эВ	-23.4	-23.2	-23.6	-23.5	-23.5	-23.3	-23.4	-23.4
ε^m_s, эВ	-20.2	-20.2	-20.4	–	–	–	-20.3	-20.4
ε''_s, эВ	-19.5	-19.7	-19.7	-19.2	-19.4	-19.7	-19.6	-19.6
$\Delta\varepsilon_s$, эВ	3.9	4.7	3.9	4.3	4.1	3.6	3.8	3.8
$\Delta\varepsilon_{sp}$, эВ	4.8	4.9	4.8	4.5	4.6	4.5	5.0	4.9
ε'_p, эВ	-14.7	-14.8	-14.9	-14.7	-14.8	-14.6	-14.6	-14.7
ε^{m1}_p, эВ	-13.7	-14.0	-13.8	–	–	–	-9.9	–
ε^{m2}_p, эВ	-9.9	-10.0	-9.9	–	–	–	-6.7	–
ε''_p, эВ	-5.5	-5.6	-5.6	-5.4	-5.2	-5.6	-5.7	-5.7
ε_c, эВ	-0.95	-1.0	-1.3	-1.0	-1.2	-1.2	-1.0	-1.2
$\Delta\varepsilon_p$, эВ	9.2	9.2	9.3	9.3	9.6	9.0	8.9	9.0

Энергии ε'_s и ε''_s, отвечающие границам $2s_{(N)}$-подзоны, при введении дефекта сдвигаются как в область больших, так и в область меньших энергий; при этом ширина этой подзоны может как возрасти (≈ на 0.8 эВ (C→B), на 0.4 эВ (Be→B); на 0.2 эВ (V_B)), так и уменьшиться (≈ на 0.3 эВ (O→N); ≈ на 0.1 эВ (C→N; V_N)). В этой подзоне имеется пик плотности состояний, энергия которого при введении дефекта либо не изменяется (C→B), либо уменьшается (≈ на 0.2 эВ (Si→B, V_N); ≈ на 0.1 эВ (C→N)). В случае (Be→B), (V_B) и (O→N) дефектов этот пик в энергетическом спектре отчетливо не проявляется.

При введении дефекта: а) нижняя граница ε'_p $2p_{(N)}$-подзоны почти не изменяется (Be→B, V_N) либо перемещается в сторону меньших энергий (C→B, Si→B, V_B), или больших энергий (O→N, C→N); б) верхняя граница этой подзоны ε''_p также смещается в область меньших (C→B, Si→B, O→N, N→C, V_N) либо больших энергий (Be→B, V_B), в результате чего ширина этой подзоны в случае дефекта (C→B) почти не изменяется либо уменьшается (≈ на 0.3 эВ (C→N), ≈ на 0.2 эВ (O→N и V_N)) или увеличивается (≈ на 0.1 эВ (Si→B; Be→B); ≈ на 0.4 эВ (V_B)). В этой подзоне в случае бездефектной h-BN-структуры в области энергий, близких к границам ($\varepsilon'_p, \varepsilon''_p$), имеются два пика, отвечающих максимумам плотности состояний (ε_p^{m1}, ε_p^{m2}), которые в случае дефектов (Be→B), V_B, (O→N) и V_N отчетливо не проявляются, а для остальных дефектов сдвигаются в область меньших энергий (≈ на 0.3 и 0.1 эВ (C→B); ≈ на 0.1 эВ (Si→B); ≈ на 3.8 и 3.2 эВ (C→N) для ε_p^{m1} и ε_p^{m2} соответственно).

Сдвиги энергий ε''_s и ε'_p, отвечающих верхней границе $2s_{(N)}$- и нижней границе $2p_{(N)}$-подзоны, приводят к изменению ширины энергетического интервала $\Delta\varepsilon_{sp}$ между этими подзонами ($\Delta\varepsilon_{sp}$ уменьшается ≈ на 0.2 ÷ 0.3 эВ в случае Be→B, O→N и V_B-дефектов и увеличивается ≈ на 0.1 ÷ 0.2 эВ в случае C→B, C→N и V_N-дефектов). В этом интервале запрещенных для бездефектной h-BN-структуры энергий возникают локальные состояния с энергиями ниже ε'_p на величину ≈ 0.6; 1.0 и 1.6 эВ для дефектов типа (O→N), (C→B) и (C→N) соответственно. Для других дефектов состояния такого типа не образуются.

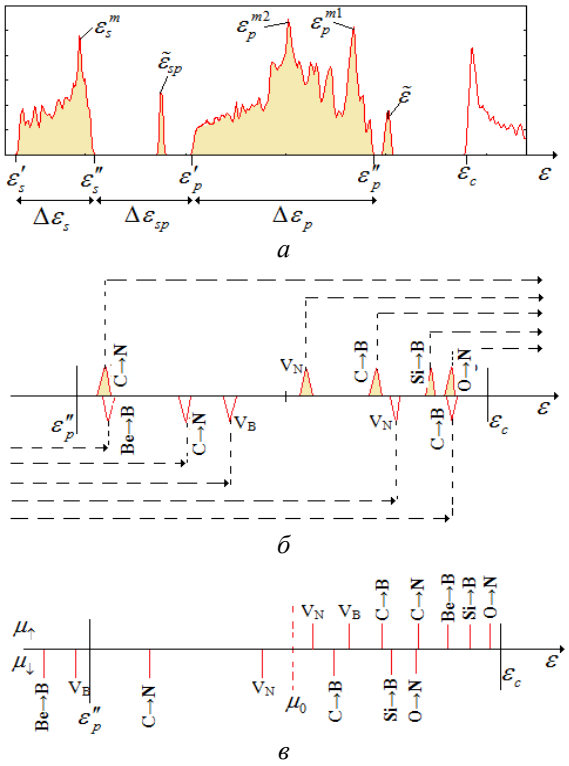


Рис. 3. Схема энергетического спектра электронов монослойных *h*-BN-структур:
а – общая схема спектра; *б* – положение обусловленных дефектами донорных (заштриховано) и акцепторных (не заштриховано) энергетических уровней электронов в области запрещенных энергий бездефектного нитрида бора; *в* – положение уровня химического потенциала для $\alpha-(\mu_{(\uparrow)})$ и $\beta-(\mu_{(\downarrow)})$ электронных подсистем (μ_0 – уровень химического потенциала бездефектной структуры); пунктирные стрелки указывают возможные электронные переходы, обусловливающие оптическое поглощение

Таблица 3

Обусловленные дефектами энергии $\tilde{\varepsilon}$ донорных и акцепторных состояний в запрещенной зоне полупроводника и их положение относительно верхней границы валентной зоны (ε''_p) и нижней границы зоны проводимости (ε_c) для α- и β-электронов ($\Delta\varepsilon_g = 4.45$ эВ – ширина запрещенной области энергий бездефектной h-BN-структуры) (используемые обозначения приведены на рис. 3)

Структура		C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
Донорные состояние	$\tilde{\varepsilon}_{(\uparrow)}$, эВ	-2.45	-1.4	–	–	-1.3	-5.4	-2.9
	$\frac{\tilde{\varepsilon}_{(\uparrow)} - \varepsilon''_p}{\Delta\varepsilon_g}$	0.67	0.9	–	–	0.92	0.02	0.57
	$\frac{\varepsilon_c - \tilde{\varepsilon}_{(\uparrow)}}{\Delta\varepsilon_g}$	0.33	0.1	–	–	0.08	0.98	0.43

Окончание табл. 3

Структура		C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
Акцепторные состояние	$\tilde{\varepsilon}_{(\downarrow)}$, эВ	-1.3	–	-5.3	-3.9	–	-4.65	-2.3
	$\frac{\tilde{\varepsilon}_{(\downarrow)} - \varepsilon''_p}{\Delta\varepsilon_g}$	0.92	–	0.04	0.35	–	0.18	0.7
	$\frac{\varepsilon_c - \tilde{\varepsilon}_{(\downarrow)}}{\Delta\varepsilon_g}$	0.08	–	0.96	0.65	–	0.82	0.3

При введении дефекта энергия ε_c, отвечающая нижней границе зоны проводимости, смещается в область более низких энергий на величину от ≈ 0.05 эВ (C→B; Be→B) до ≈ 0.3 эВ (Si→B). В запрещенной зоне, соответствующей бездефектной h-BN-структуре, при введении дефекта возникают состояния $\tilde{\varepsilon}$ (рис. 3, *б*; табл. 3) как донорного (C→N; V_N; C→B; Si→B; O→N), так и акцепторного типа (Be→B; C→N; V_B; V_N; C→B), энергия которых соответствует как нижней ($\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (Be→B), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_B)), так и верхней части ($\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (V_N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→B), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (Si→B), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (O→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→B)) запрещенной области энергий. Степень внедрения этих состояний (со стороны верхней границы валентной либо нижней границы зоны проводимости) невелика в случае состояний $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (Be→B), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (O→N), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→B) и $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (Si→B) и достаточно велика (т. е. их энергия соответствует примерно середине области запрещенных состояний) в случае состояний $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_B), $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (C→N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (V_N), $\tilde{\varepsilon}_{дон}$ (C→B) и $\tilde{\varepsilon}_{акц}$ (V_N). Данные табл. 3 (см. также схему на рис. 3, *б*) позволяют судить о том, что активными полупроводниками *n*-типа должны быть h-BN-структуры с дефектами типа (O→N) и (Si→B), а активным полупроводником *p*-типа должна быть h-BN-структура с дефектом типа (Be→B).

Положения уровней химического потенциала μ_α и μ_β для α- и β- спиновых подсистем (схематически представлены на рис. 3, *в*) и их отклонения от значения $\mu_0 = -2.89$ эВ, соответствующего бездефектной структуре, представлены в табл. 5. Для *α*-подсистемы все $\mu_\alpha > \mu_0$ и их значения возрастают в ряду (V_N), (V_B), (C→B), (C→N), (Be→B), (Si→B), (O→N). Для *β*-подсистемы для структур (C→B), (Si→B), (O→N) (перечислены в порядке возрастания μ_β) $\mu_\beta > \mu_0$. Для структур (C→N), (V_B) и (Be→B) (перечислены в порядке уменьшения μ_β) $\mu_\beta < \mu_0$. Поскольку величина μ характеризует эмиссионную способность электронов (ЭСЭ), то можно утверждать, что величина ЭСЭ значительно увеличивается при введении дефектов типа (O→N), (Si→B) и (Be→B) и незначительно изменяется при введении дефекта типа (V_N) и (V_B).

Таблица 4

Положение уровня химического потенциала $\alpha - (\mu_{(\uparrow)})$ и $\beta - (\mu_{(\downarrow)})$ электронов в h-BN-структурах с дефектами и их отклонение от значения $\mu_0 = 2.89$ эВ, отвечающего бездефектному h-BN (используемые обозначения приведены на рис. 3)

Структура		C→B	Si→B	Be→B	V_B	O→N	C→N	V_N
α-подсистема	$\mu_{(\uparrow)}$, эВ	-1.61	-1.25	-1.56	-1.63	-1.17	-1.59	-1.98
	$\mu_0 - \mu_\uparrow$	-1.28	-1.64	-1.33	-1.26	-1.72	-1.3	-0.91
	$\frac{\mu_0 - \mu_\uparrow}{\mu_0}$	0.44	0.57	0.46	0.44	0.60	0.45	0.31
β-подсистема	$\mu_{(\downarrow)}$, эВ	-2.02	-1.64	-5.72	-5.56	-1.57	-5.15	-3.09
	$\mu_0 - \mu_\downarrow$	-0.87	-1.25	2.83	2.67	-1.32	2.26	0.2
	$\frac{\mu_0 - \mu_\downarrow}{\mu_0}$	0.30	0.43	-0.99	-0.92	0.46	-0.78	0.07

На рис. 4 представлены спектры оптического поглощения (зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости ε_2 (для наиболее активной компоненты электромагнитной волны, вектор напряженности электрического поля которой параллелен поверхности h-BN-структуры) от энергии $\hbar\omega$ поглощаемых фотонов). Для бездефектной структуры в этом спектре отчетливо проявляются две полосы поглощения, отвечающие энергиям $\hbar\omega$ поглощаемых фотонов в окрестности $E_1 = 6.7$ и $E_2 = 15.2$ эВ, обусловленные электронными переходами из верхней и нижней части $2p_{(N)}$-валенной зоны соответственно. Введение дефектов обусловливает сдвиг этих полос в область больших энергий фотонов для всех типов дефектов (наибольший сдвиг ≈ 0.6 эВ (E_1,V_B), наименьший ≈ 0.1 эВ (E_1(Be→B), E_2(Si→B))), кроме случаев E_1 (C→B, Si→B, C→N), для которых имеет место небольшой сдвиг ≈ на 0.05÷0.1 эВ в область меньших энергий поглощаемых фотонов. При этом интенсивность всех как E_1-, так E_2-полос уменьшается ≈ на 50÷60 %.

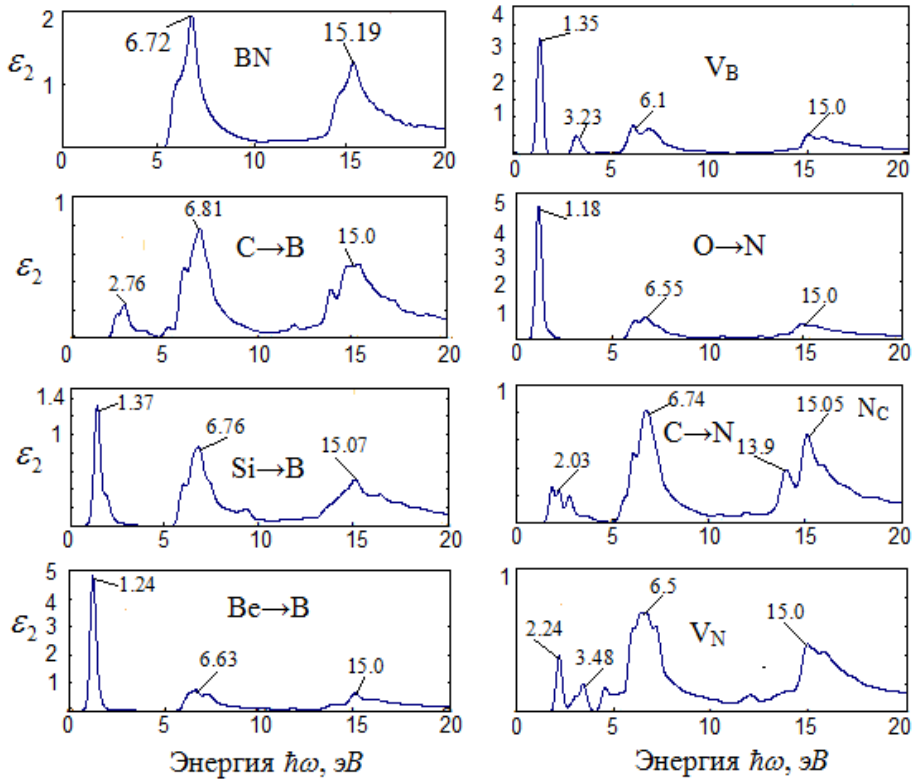


Рис. 4. Спектры оптического поглощения монослойного гексагонального нитрида бора с дефектами типа замещения и вакансии (вектор $\vec{E}$ электромагнитной волны параллелен плоскости h-BN-структуры)

В связи с тем что в запрещенной зоне, соответствующей бездефектной структуре, при введении дефекта возникают как донорные ($\varphi_{дон}$), так и акцепторные ($\varphi_{акц}$) состояния, в низкоэнергетической части спектра поглощения появляются полосы E', обусловленные переходами электронов из $2p_{(N)}$-валентной зоны на акцепторные уровни и (или) с донорных уровней в зону проводимости (см. схему на рис. 4). Максимумы интенсивности E'-полос соответствуют энергиям поглощаемых фотонов в интервале от ≈ 1.4 эВ (Si→B) до 3.5 эВ (V_N). Интенсивность этих полос может как превышать интенсивности E_1- и E_2-полос (Si→B; Be→B; V_B; O→N), так и быть меньше их (C→B; C→N; V_N).

Заключение

Графеноподобная однослойная структура гексагонального нитрида бора при замещении атомов бора или азота атомами, валентность которых отличается на единицу, или при образовании вакансии атомов бора или азота становится магнитно-активной (магнитно-разбавлен-

ным полупроводником), причем магнитный момент таких структур, приходящийся на (4×4)-элементарную ячейку, составляет для всех материалов $1\mu_Б$, кроме случая структуры с вакансий атома бора, когда он равен $3\mu_Б$.

При введении дефекта (O→N) и (Si→B) h-BN-структура становится полупроводником *n*-типа, а при введении дефекта (Be→B) полупроводником *p*-типа.

В спектре оптического поглощения всех структур имеются две полосы поглощения при $\hbar\omega \approx 6.1 \div 6.8$ эВ и $15.0 \div 15.2$ эВ, обусловленные переходами электронов из верхней ($2p_{(N)}$-) валентной зоны в зону проводимости.

Введение дефекта приводит к появлению дополнительной полосы поглощения в области энергий поглощаемых фотонов $\hbar\omega \approx 1.2 \div 3.2$ эВ. Эти полосы соответствуют электронным возбуждениям из состояний $2p_{(N)}$-подзоны в акцепторные состояния $\varphi_{акц}$ либо из донорных состояний $\varphi_{дон}$ в состояния зоны проводимости (состояния $\varphi_{акц}$ и $\varphi_{дон}$ локализированы в запрещенной зоне бездефектного h-BN и обусловлены введением дефектов).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Ордин, С. В*. Нормальные решеточные колебания и кристаллическая структура анизотропных модификаций нитрида бора / С. В. Ордин, Б. Н. Шарупин, М. И. Федоров // Физика твердого тела, 1998. – Т. 9. – № 32.– С. 1033.

2. *Lopatin, V. V*. Structure-diffraction analysis of nanometer-sized polycrystals / V. V. Lopatin [et al.] // J. Nanostructured Materials, 1994. – № 4. – Т. 6. – P. 669–676.

3. *Степанов, В. А*. Радиационно-индуцированная люминесценция пиролитического нитрида бора / В. А. Степанов, П. А. Степанов // Оптика и спектроскопия, 1998. – Т. 85. – № 6. – С. 974–978.

4. *Plaksin, O. A.* Luminescence studies on electron and structural states in dielectrics under irradiation / O. A. Plaksin, V. A. Stepanov [et al.] // J. Nucl. Materials, 1996. – Т. 233–237. – P. 1355–1360.

5. Koch W., Holthausen M. C. / A Chemist's Guide to Density Functional Theory. Weinheim: Wiley-VCH. 2001. 293 pp.

6. *Кон, В.* Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности / В. Кон // Успехи Физических Наук, 2002. – Т. 172. – № 3. – С. 336–348.

7. *Hohenberg, P*. Inhomogeneous Electron Gas / Hohenberg P., Kohn W // Physical Review, 1964. – V. 136. – № 3. – P. 864–871.

8. *Kohn, W*. Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects / Kohn W., Sham L.J. // Physical Review Letters, 1965. – V. 140. – № 4. – P. 1133–1138.

9. *Ceperley, D. M*. Ground State of the Electron Gas by a Stochastic Method / Ceperley D.M., Alder B.J. // Physical Review Letters, 1980. – V. 45. – P. 566–569.

10. *Soler, J. M*. The SIESTA method for ab initio order-N materials simulation. / Soler J. M., Artacho E., Gale J. D. [et al.] // Journal of Physics Condensed Matter, 2002. – V. 14. – P. 2745–2779.

11. *Artacho, E*. The SIESTA method; developments and applicability / Artacho E., Anglada E., Dieguez O., Gale J. D., [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter, 2008. – V. 20. – P. 1–6.

12. *Perdew, J. P*. Generalized Gradient Approximation Made Simple / Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. // Physical Review Letters, 1996. – V. 77. – № 18. – P. 3865–3868.

13. *Troullier, N*. Efficient pseudopotentials for plane-wave calculations / Troullier N., Martins J. L. // Physical Review B., 1991. – V. 43. – № 3. – P. 1993–2006.

14. *Kleinman, L*. Efficacious Form for Model Pseudopotentials / Kleinman L., Bylander D. M. // Physical Review Letters, 1982. – V. 48. – № 20. – P. 1425–1428.

15. *Monkhorst, H. J*. Special points for Brillouin-zone integrations / Monkhorst H. J., Pack J. D. // Physical Review B. 1976. – V.13. – P. 5188–5192.

16. Aihua Zhang. Band gap engineering in graphene and hexagonal BN antidot lattices: A first principles study / Aihua Zhang, Hao Fatt Teoh, Zhenxiang Dai, [et al.] // Applied Physics Letters, 2011. – Т. 98. – P. 023105.

17. *Azevedo, S.* Electronic structure of defects in a boron nitride monolayer / S. Azevedo, J. R. Kaschny, [et al.] // The European Physical Journal B, 2009. – Т. 67. – P. 507–512.

18. Li Song. Large Scale Growth and Characterization of Atomic Hexagonal Boron Nitride Layers / Li Song , Lijie Ci , Hao Lu, [et al.] // Nano Letters (ACS Publications), 2010. – V. 10. – P. 3209–3215.

УДК 539:537.226.4

Л. В. Жога, В. Н. Нестеров, В. В. Терех, А. В. Габриэлян
L. V. Zhoga, V. N. Nesterov, V. V. Terekh, A. V. Gabrielayn

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ТОКОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ СТЕНОК*

ANALYSIS OF THE BEHAVIOR OF POLARIZATION CURRENTS BY COMPUTER SIMULATION OF MOTION OF DOMAIN WALLS

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 поведение переходных токов в сегнетокерамике, возникающих при последовательном наложении постоянного электрического поля и механической нагрузки. Обнаружено, что при наложении механической нагрузки пик и экспоненциальный спад переходного тока 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 переходный ток.

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

The behavior of transient currents in the ferroelectric arising from the sequential application of a dc electric field and mechanical stress was studied. It is found that upon application of mechanical stress peak and exponential decline by transient current is accompanied by jumps of the random nature. Analysis of experimental data conducted by the simulation of the movement of 180°- and not 180°- domain walls with the internal mechanical stresses in the sample. The estimation of contributions of 180°- and not 180°-domain walls into the transient current have been performed based on analysis.

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

Введение

Широкое применение сегнетокерамических материалов в радиоэлектронике стало в настоящее время столь же привычным, как и использование полупроводников и диэлектриков. Сегнетоэлектрические кристаллы и пленки широко используются в качестве ячеек памяти в интегральных устройствах и другой технике. Использование сегнетоэлектрических материалов позволяет реализовать устройства радиоэлектроники с электрически управляемыми характеристиками. Исследование и прогнозирование процессов переключения поляризации в сегнетокерамике является важной задачей при конструировании и создании новой техники. Сегнетоэлектрические материалы в процессе их эксплуатации подвергаются воздействию электрических и механических нагрузок. При решении проблемы прочности сегнетокерамики важным является вопрос о том, как действуют внешние электрические поля и механические нагрузки на динамику доменной структуры, которая влияет на неупругие деформации и развитие разрушения [1].

В настоящее время известно большое количество направлений по теоретическим и экспериментальным исследованиям процессов переключения поляризации и динамики доменов сегнетоэлектрических кристаллов. Экспериментальные данные включают как результаты прямых микроскопических наблюдений доменов при переключении, так и электрические измерения объемных зарядов [2], при этом динамические характеристики определяют либо в синусоидальных полях, либо в импульсных полях различной формы. Теоретические исследования опираются на математическое или имитационное моделирование [3–5].

Временные характеристики переполяризации обычно связывают с диэлектрической релаксацией неравновесного экранирующего объемного заряда, с $\tau_g = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma} \sim 10^{-1} - 10^5$ с [6].

Вид тока поляризации сегнетокерамики может быть обусловлен особенностью динамики доменной структуры [7]. В силу значительного симметрического отличия воздействия механических и электрических нагрузок на сегнетоэлектрические образцы их совместное воздействие существенно изменяет поведение доменной структуры сегнетокерамики в отличие

* Авторы выражают благодарность сотрудникам Института физики твердого тела Латвийского университета К. Борманису и И. Смелтере за предоставление образцов.

от случая действия одного (электрического или механического) нагружающего фактора [8, 9].

В настоящей работе механическую нагрузку создавали методом осесимметричного изгиба, для чего образец (поляризованные диски сегнетокерамики на основе титаната и цирконата свинца) помещали на опору диаметром 20 мм, толщиной 0,7 мм и сверху нагружали пуансоном диаметром 6 мм (верхнюю и нижнюю стороны диска покрывали электродами) [7]. Последовательно образцу включали омическое сопротивление, напряжение с которого, пропорциональное току через образец, через интерфейс *RS*-232 регистрировалось с помощью компьютера (методика Мерца [10]).

Модель движения доменных стенок

Актуальна задача моделирования сегнетоэлектриков, позволяющая прогнозировать их параметры и таким образом избежать постановки сложных и дорогостоящих экспериментов. В практике математического моделирования динамики доменной структуры и при теоретическом анализе кинетики токов переполяризации наибольшее распространение получили: модели, развивающие кинетическую теорию фазовых переходов второго рода; модели, основанные на статистической теории кристаллизации Колмогорова – Аврами, модели, использующие апостериорные оценки, а также модели, базирующиеся на фрактальном подходе и теории клеточных автоматов [11].

В настоящей работе проведено компьютерное моделирование изменения поляризации в рамках модели движения 180° и не 180°-доменных стенок с учетом механических напряжений [12–14]. Время релаксации заряда 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 могут вызывать как электрическое поле $\boldsymbol{E}$, так и внешнее σ и внутреннее $\sigma_в$ механические напряжения, а движение 180°-доменов – только электрическое поле $\boldsymbol{E}$. Величина $\sigma_в$ складывалась из суммы локальных, вызванных внешней нагрузкой, и внутренних механических напряжений и задавалась случайным набором значений, подчиняющихся нормальному распределению. Воздействие механической нагрузки и электрического поля может привести к микроразрушениям в образце или к необратимым 90°-доменным переориентациям, которые можно рассматривать как пластическое деформирование путем двойникования [15].

Рассмотрим случай, когда движение одних доменных границ не влияет на движение других, т. е. вдали от насыщения поляризации плотность тока поляризации сегнетокерамики можно описать системой уравнений:

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

$$\tau_2 \dot{p}_2 + p_2 = \alpha_2 E + \beta\left(\sigma + \sigma_в\right); \qquad (2)$$

$$j = \dot{p}_1 + \dot{p}_2\,, \qquad (3)$$

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 $\boldsymbol{E}$, компонентов тензора механических напряжений σ и направлений векторов спонтанной поляризации $\vec{P}_S$ в 180°-доменах и не 180°-доменах; j – плотность тока поляризации, обусловленной движением 180°- и не 180°-доменных границ. В модели используются усредненные по всем кристаллитам величины. Компоненты вектора $\boldsymbol{E}$ и тензора напряжений определяются прикладываемым воздействием к образцу.

Импульс механической или электрической нагрузки задается функцией ступенькой, с учетом времени приложения и значения приложенного электрического напряжения и механического нагружения образца. Причем максимальные растягивающие напряжения рассчитывали по формуле для изгиба круглых пластин с недеформируемой нейтральной плоскостью:

$$\sigma = \frac{3}{2}\cdot\frac{1+\nu}{\pi h^2}\left(\ln\frac{b}{a} + \frac{1-\nu}{1+\nu}\cdot\frac{b^2-a^2}{2c^2}\right)P,$$

где a – радиус нагружающего пуансона; b – радиус нижней опоры; с – радиус образца; ν – коэффициент Пуассона; h – толщина образца, P – приложенная сила [8].

Полученная в результате компьютерных расчетов зависимость плотности тока поляризации от времени, согласно модели по уравнениям (1–3), совпадает с основными особенностями экспериментальных данных поляризационных токов, наблюдаемых при последовательном приложении электрического поля и механической нагрузки к образцу (рис. 1, 2).

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

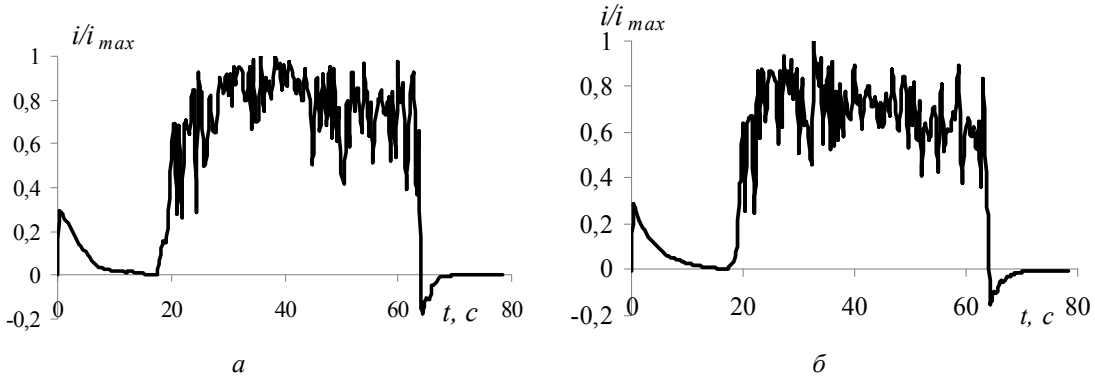


Рис. 1. Диаграмма нормированных значений переходного тока при ступенчатом повышении электрического поля (первая ступень) и механической нагрузки (вторая ступень). Эксперимент (*а*) и смоделированный вид нормированных значений тока поляризации (*б*)

Возрастание тока поляризации после воздействия электрического поля происходит с большей скоростью, чем при воздействии механической нагрузки (рис. 1). Это возможно из-за дальнейшего замедления скорости движения доменной стенки, вызванного уменьшением локального поля на стенке под действием остаточного деполяризующего поля, создаваемого связанными зарядами в области за движущейся стенкой [11].

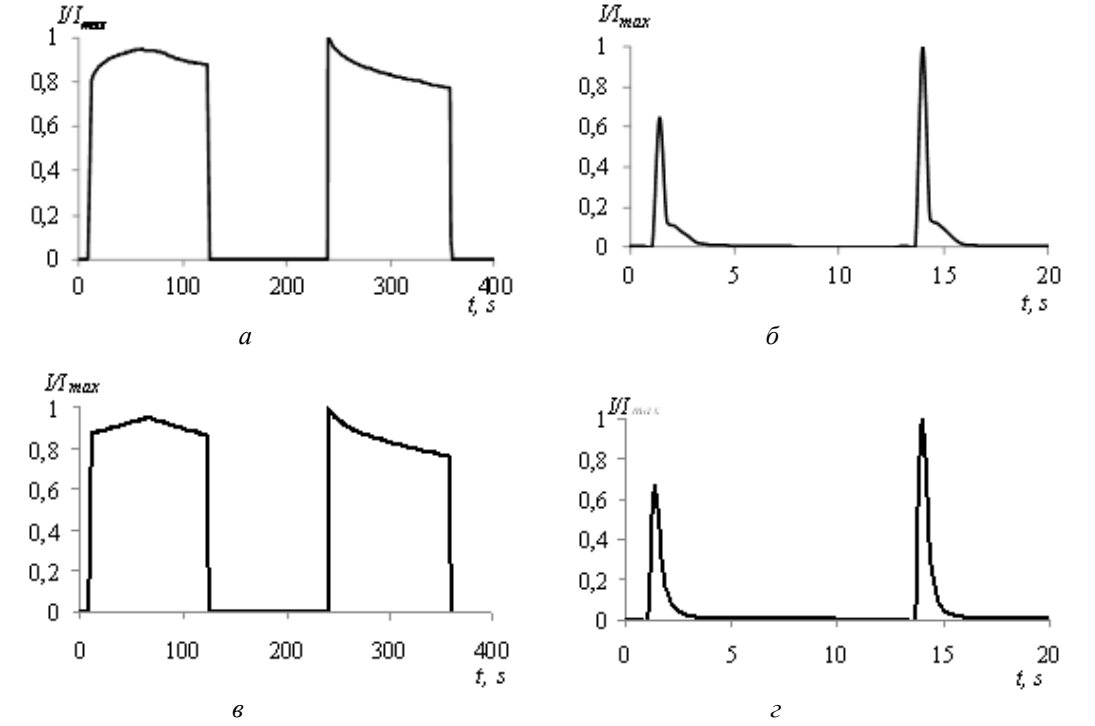
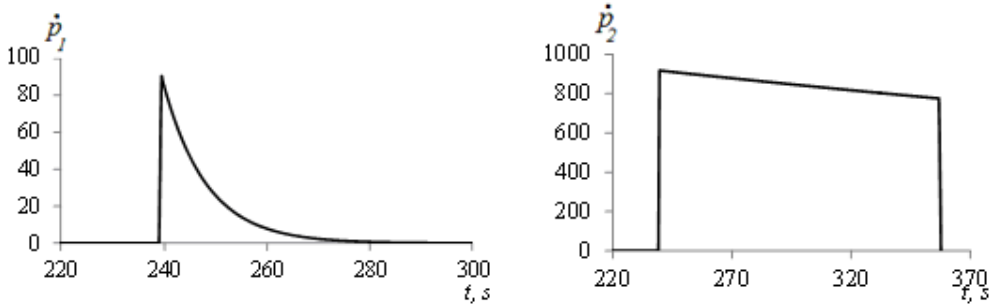


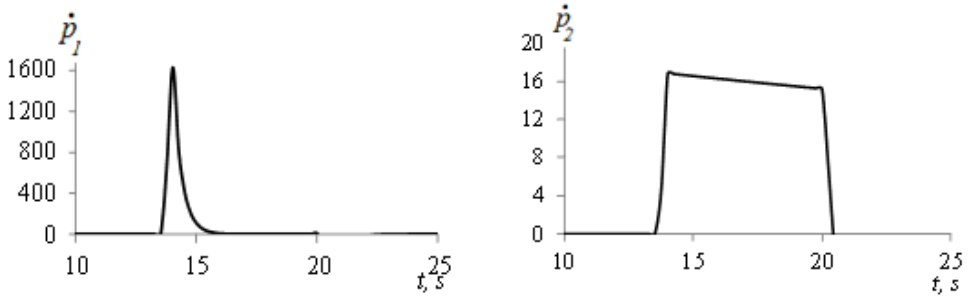
Рис. 2. Диаграмма нормированных значений переходного тока при E = 0,6МВ/м в образце бессвинцовой керамики (*а*), керамики ЦТС-19 (второй импульс сдвинут по оси времени) (*б*) и смоделированный вид нормированных значений тока поляризации (*в*, *г*)

Модель позволяет произвести разделение вкладов 180°-доменных стенок $\dot{p}_1$ и вкладов не 180°-доменных стенок $\dot{p}_2$ в плотность тока поляризации (3). Это позволило оценить вклад различных доменов в опытах с бессвинцовой керамикой и ЦТС-19 (рис. 3, 4). Из рисунков видно, что при одинаковых условиях время релаксации заряда для бессвинцовой керамики больше (рис. 3, *а*; 4, *а*), чем для керамики ЦТС-19 в случае 180°-доменных стенок.



а *б*

Рис. 3. Временная зависимость вкладов в токи поляризации: 180°– доменных стенок $\dot{p}_1$ (*а*) и не 180°-доменных стенок $\dot{p}_2$ (б) для бессвинцовой керамики

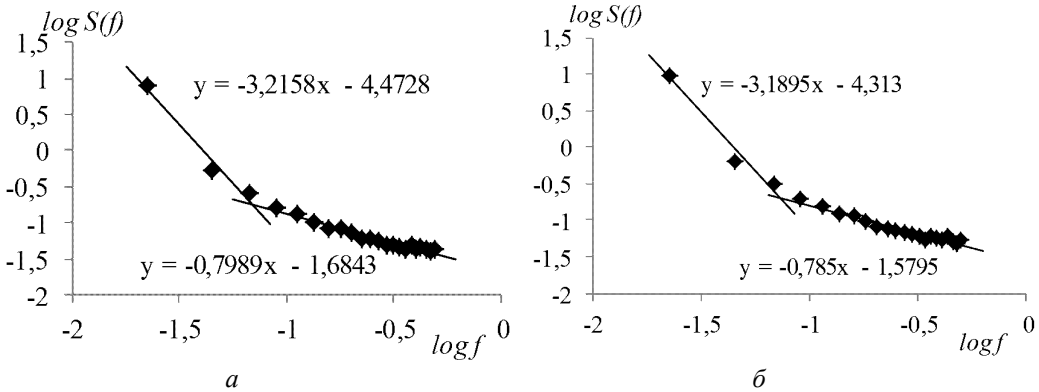


а *б*

Рис. 4. Временная зависимость вкладов в токи поляризации: 180°-доменных стенок $\dot{p}_1$ (*а*) и не 180°-доменных стенок $\dot{p}_2$ (*б*) для керамики ЦТС-19

Скачкообразная перестройка доменной структуры под действием электрического поля и механических напряжений приводит к значительной немонотонности тока поляризации – возрастанию шумовой компоненты (шумам Баркгаузена) [11]. Шумы анализировались методом фликкер-шумовой спектроскопии (рис. 5).

Предлагается анализировать спектр мощности (фурье-преобразование) *S*(*f*) (*f* – частота) (рис. 5). Информация, извлекаемая из анализа зависимости *S*(*f*), построенная на основе временных рядов скачков тока, имеет смысл времени корреляций или параметра, характеризующего потерю «памяти» (корреляционных связей) для рассматриваемых скачков тока.



а *б*

Рис. 5. Сравнение спектров частот тока поляризации эксперимента (*а*) и модели (*б*)

Частотная зависимость спектральной плотности мощности шума имеет вид $1/f^n$, где n – некоторая постоянная, близкая к единице (в опытах n = 0,8, при моделировании n = 0,79) (рис. 5). Появление скачков Баркгаузена вызвано кинетическими процессами перестройки доменной структуры.

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 поляризационные токи в сегнетокерамике. Наблюдаемый замедленный рост переходного тока при одновременном воздействии постоянного электрического поля и механической нагрузки по сравнению с быстрым ростом значения тока при воздействии только одного постоянного электрического поля может быть объяснен конкурирующим влиянием механического напряжения и электрического поля на динамику доменных стенок.

БИБИЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Жога, Л. В.* Влияние электрического поля на разрушение сегнетокерамики / Л. В. Жога, А. В. Шильников, В. В. Шпейзман // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – № 4. – С. 628–631.

2. *Лайнс, М.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы / М. Лайнс. – М.: Мир, 1981. – С. 725.

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. *Берман, Л. С.* Моделирование вольт-фарадных характеристик сегнетоэлектрика / Л. С. Берман // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39. – № 12. – С. 1436–1439.

6. *Gundel H.* Time-dependent electron emission from ferroelectrics by external pulsed electric fields [Текст] / Gundel H., Hańderek J., Riege H. // J. Appl. Phys., 1991. – V. 69, № 2. – С. 957–982.

7. Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики / под ред. А. В. Гориша. – М. : Радиотехника, 1999. – 367 с.

8. *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.

9. *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.

10. *Merz W.J.* Domain Properties in $BaTiO_3$ [Текст] // Phys. Rev., 1952. – № 88. – С. 421–425.

11. 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.

12. *Nesterov V. N.* The computer analysis of dynamics of domain boundaries in ferroelectrics-Ferroelastics / Nesterov V. N., Shil'nikov A. V. // Ferroelectrics. – 2002. – № 265. – С. 153–159.

13. *Shil'nikov A. V.* Mechanisms of motion of domain and interphase boundaries and their computer simulation / Shil'nikov A. V., Nesterov V. N., Burkhanov A. I. // Ferroelectrics. – 1996. – № 175. – С. 145–151.

14. *Arlt G.* 90°-domain wall relaxation in tetragonally distorted ferroelectric ceramics / Arlt G., Dederichs H., Herbiet R. // Ferroelectrics. – 1987. – V. 47. – № 1. – С. 37–53.

15. *Жога, Л. В.* Кинетика хрупкого разрушения материалов в электрических и механических полях : монография / Л. В. Жога, В. В. Шпейзман. – Волгоград : ВолгГАСУ, 2008. – 198 с.

УДК 621.385.64

А. В. Ермолаев, О. А. Оленникова, И. В. Поляков
A. V. Ermolaev, O. A. Olennikova, I. V. Polyakov

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОМБИНАЦИОННЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В СПЕКТРЕ МАГНЕТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА ПРИ КОНКУРЕНЦИИ СОСЕДНИХ ВИДОВ КОЛЕБАНИЙ

THE EXCITEMENT OF COMBINATIONAL COMPONENTS IN SPECTRUM OF A MAGNETRON GENERATOR BY COMPETITION NEIGHBORING MODE OF OSCILLATIONS

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: magnetton@rambler.ru, kovolum@yandex.ru, liichkap@mail.ru

Рассмотрены режимы работы магнетронного генератора, в которых происходит взаимодействие электронного потока с сигналом основного π-вида и побочного сигнала (N/2)+1-вида малой мощности. Показано, что при частоте побочного сигнала большей частоты сигнала основного вида колебаний в спектре выходного сигнала возможно появление комбинационных составляющих. Рассмотрено влияние величины анодного напряжения на частоты основных и комбинационных гармоник спектра.

Ключевые слова: магнетрон, фундаментальная частота, спектр генерации, комбинационные составляющие, двухчастотное взаимодействие, математическая модель, π-вид.

Modes of operation the magnetron generator, in which there is an interaction of electron stream with the main signal π-mode and side signal (N/2)+1-mode of the low power are considered. It is shown that at the frequency of side signal higher frequency signal of main fluctuations mode, in spectrum of output signal can appear combinational components. The influence of the value of anode voltage upon the frequencies of the main and combinational harmonics in the spectrum is considered.

Keywords: magnetron, fundamental frequency, spectrum of a generated signal, combinational components, two-frequency interaction, π-mode.

В настоящее время классические магнетроны применяются в основном как одночастотные генераторы. За шесть десятилетий использования этого прибора научно-исследовательские и конструкторские разработки были направлены, с одной стороны, на расширение полосы пропускания магнетрона, с другой – на подавление уровня шума и вынесение частот паразитных видов колебаний за интервал полосы пропускания. На сегодняшний день все больше внимания уделяется возможности генерации сигналов сложного спектрального состава. В этом случае физические процессы при взаимодействии электронного потока с электромагнитной волной, имеющей сложный спектральный состав, отличаются от процессов при генерации одночастотного сигнала. Поэтому подход к выбору электродинамических характеристик замедляющих систем со связками, которые используются в магнетронах, должен быть иным.

Как было показано в [1], при подаче достаточно слабого внешнего сигнала при достаточно высоких уровнях шума в магнетроне возникает квазишумовой спектр, насыщенный комбинационными составляющими, но для использования такого подхода в дополнение к магнетрону необходим клистрон, что приводит к усложнению конструкции приборов.

В работе [2] намечен другой подход к решению задачи, состоящий в том, что получение комбинационных составляющих в спектре возможно при низкочастотной модуляции электронного сигнала малой мощности.

Однако в некоторых магнетронах при определенных условиях вероятно возбуждение маломощного высокочастотного побочного сигнала, что также может приводить к возбуждению комбинационных составляющих.

Для исследования таких процессов использовалась самосогласованная многочастотная модель магнетронного генератора [3], реализованная методом «крупных частиц». Основными уравнениями модели являются уравнения движения заряженных частиц в скрещенных полях [4]:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = |\eta| E_r + \frac{v_\varphi^2}{r} - \omega v_\varphi;$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} = |\eta| E_\varphi - 2\frac{v_r v_\varphi}{r} + \omega v_r;$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = |\eta| E_z.$$

Здесь r, φ, z – координаты частицы в цилиндрической системе; v_r, v_φ, v_z – координатные составляющие скорости; E_r, E_φ, E_z – компоненты вектора суммарной напряженности высокочастотного, кулоновского и статического полей; ω – частота циклотронных колебаний.

Входящая в правую часть уравнений движения напряженность электрического поля представляется в виде суперпозиции напряженностей высокочастотного поля, постоянного поля, приложенного между анодом и катодом, и поля пространственного заряда [5]:

$$\mathbf{E} = \widetilde{\mathbf{E}} + \mathbf{E_0} + \mathbf{E'}.$$

Для нахождения распределения поля пространственного заряда решается уравнение Пуассона, записанное в цилиндрической системе координат:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \rho(r,\varphi,z),$$

а затем, из соотношения

$$\mathrm{E}' = -grad\boldsymbol{U}\left(\mathrm{r},\boldsymbol{t}\right)$$

вычисляется напряженность поля $\mathbf{E'}$ в точке нахождения частицы

Высокочастотное поле $\widetilde{\mathbf{E}}$ резонансной системы представляют в виде разложения по структурным функциям электродинамической структуры магнетрона с коэффициентами, зависящими от времени.

$$\widetilde{\mathbf{E}} = \Sigma A_{\mathrm{n}}(t)\boldsymbol{e}_{\mathrm{n}}(x,y,z).$$

Амплитудную часть находят, решая систему уравнений возбуждения [6]:

$$\left(\frac{dA_n}{dt} - \delta_n A_n\right)\mathbf{e}^{-\delta_n t} = -\frac{1}{\pi N_n \omega_n \varepsilon_0}\int_{t-T_n}^{t}\int_V \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}\mathbf{e}_{\mathrm{n}}\,dV\cos\left(\omega_n\tau + \psi_n\right)d\tau;$$

$$\frac{d\psi_n}{dt} = -\frac{1}{\pi N_n \omega_n \varepsilon_0 A_n}\int_{t-T_n}^{t}\int_V \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}\mathbf{e}_{\mathbf{n}}\,dV\sin\left(\omega_{\boldsymbol{n}}\tau + \psi_{\boldsymbol{n}}\right)d\tau,$$

где N_n – эквивалентная емкость замедляющей системы или норма; T_n – период колебаний с номером n; j – возбуждающий ток; e_n – структурная функция поля данного вида колебаний.

$$e_r = -\frac{N\theta}{\pi kr}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\gamma\left(\frac{\sin\gamma\theta}{\gamma\theta}\right)\frac{Z_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)}\sin(\gamma\varphi)\sin\left(\frac{\pi}{w}z\right),$$

$$e_\varphi = \frac{N\theta}{\pi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\left(\frac{\sin\gamma\theta}{\gamma\theta}\right)\frac{Z_\gamma(kr)}{Z'_\gamma(kr_a)}\cos(\gamma\varphi)\sin\left(\frac{\pi}{w}z\right),$$

где Z_γ и Z'_γ – комбинация функций Бесселя и Неймана:

$$Z_\gamma(kr) = \mathbf{J}_\gamma(kr) - \frac{\mathbf{J}_\gamma(kr_k)}{N_\gamma(kr_k)}N_\gamma(kr),$$

$$Z'_\gamma(kr) = \mathbf{J}'_\gamma(kr) - \frac{\mathbf{J}'_\gamma(kr_k)}{N'_\gamma(kr_k)}N'_\gamma(kr),$$

N – количество резонаторов в замедляющей системе; $\gamma = n+mN$ – постоянная распространения; k – волновое число; θ – половинный размер щели резонатора.

Система дополняется уравнениями, описывающими термоэлектронную эмиссию, и уравнениями, описывающими вторичную эмиссию.

Формула Ричардсона – Дешмана [7]:

$$j_{m.э.} = A_R\overline{D}T_k^2\exp\left(-\frac{\overline{\varphi}}{kT_k}\right)\exp\left(\frac{|q|^{3/2}}{kT_k}\sqrt{\frac{E_k}{4\pi\varepsilon_0}}\right),$$

где A_R – постоянная Ричардсона; $\overline{D}$ – прозрачность потенциального барьера; T_k – абсолютная температура катода; q – заряд частицы; k – постоянная Больцмана; $\overline{\varphi}$ – работа выхода; E_k – напряженность электрического поля вблизи катода.

Формула Паньшина [8]:

$$\sigma = 1.57\sigma_{\max}\left(\frac{E_{\text{кин}}}{E_{\max}}\right)^{0.45}\exp\left(-0.55\frac{E_{\text{кин}}}{E_{\max}}\right),$$

где $\sigma_{\max}$ – максимальный коэффициент вторичной эмиссии; $E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия первичной частицы; $E_{\max}$ – максимальная кинетическая энергия.

В качестве входных параметров модели взяты геометрия пространства взаимодействия и электродинамический режим широко распространенного классического магнетрона М-155, в котором возможно возбуждение побочного колебания $\frac{N}{2}+1$-вида с частотой, лежащей в интервале 2,8–3,1 ГГц.

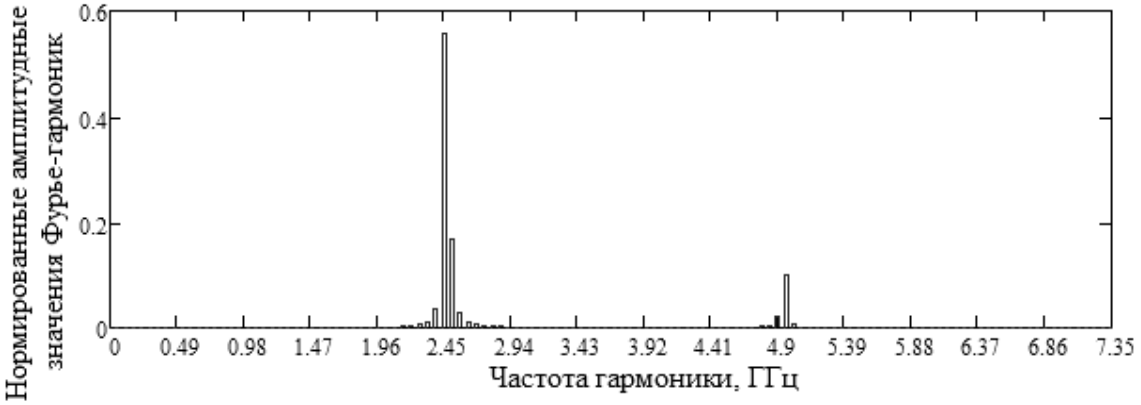
Спектр ВЧ-сигнала рассматривается в виде амплитудно-частотной характеристики, полученной разложением в ряд Фурье зависимости мгновенной электронной мощности от времени.

Для сравнения на рис. 1 приведен спектр сигнала в так называемом одночастотном режиме, то есть сигнала π-вида колебаний в отсутствии побочных сигналов. Полученный при напряжении 3,80 В и добротности 90.

По оси абсцисс на графике отложена частота гармоники, выраженная в ГГц, по оси ординат – амплитудные значения фурье-гармоник, нормированные на мощность спектра.

Для более точного определения частот комбинационных составляющих фундаментальный период разложения Фурье выбирается таким образом, чтобы резонансная частота магнетрона, 2,45 ГГц, соответствовала 41 гармонике фундаментальной частоты.

Уровни гармоник рассчитываются относительно мощности спектра

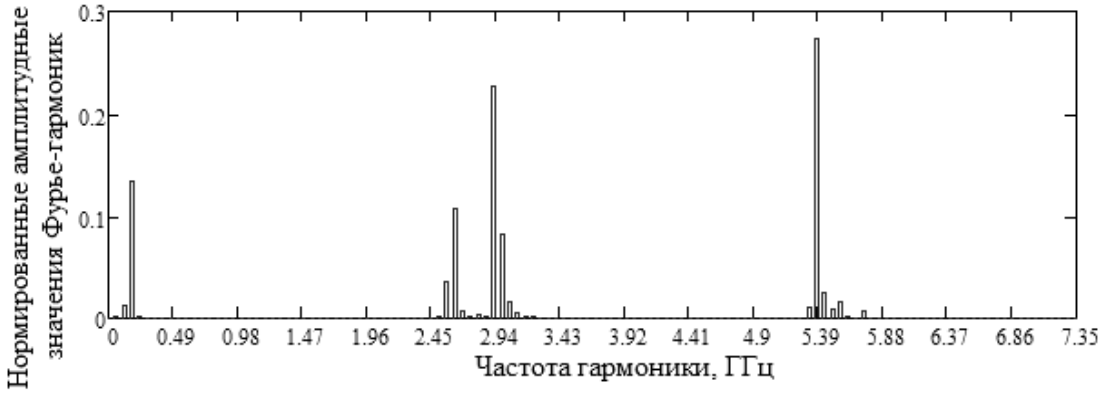


Колебания основного π-вида: норма $N_\pi = 7{,}0\cdot10^{-16}$ Ф; добротность $Q_\pi = 90$.
Анодное напряжение $U_a = 3{,}80$ кВ

Рис. 1. Спектр сигнала в одночастотном режиме работы магнетронного генератора

Для моделирования многочастотного взаимодействия, приводящего к появлению в спектре комбинационных составляющих, предполагается, что в используемом магнетроне возможно возбуждение побочного $\frac{N}{2}+1$-вида колебаний с частотой 3,00 ГГц, нормой [3], равной $1{,}0\cdot10^{-18}$ Ф и добротностью $Q = 1$.

На рис. 2 показан спектр получившегося сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора.



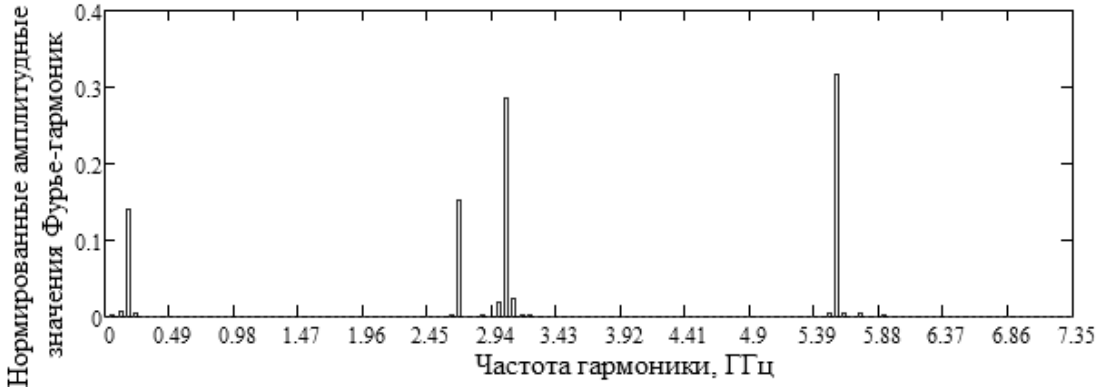
Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 3{,}90$ кВ

Рис. 2. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

Влияние побочного вида приводит к тому, что частота генерации основного вида колебания смещается на частоту 2,63 ГГц, что соответствует 44 гармонике фундаментальной частоты. Кроме того, в спектре появляется гармоника с частотой 2,93 ГГц (49 гармоника фундаментальной частоты), возбуждаемая колебаниями $N/2+1$-вида. Уровень этой гармоники – 12,9 дБ, выше уровня гармоники (–19,4 дБ). Несмотря на это, перескока с π-вида на $N/2+1$-вида не происходит и структура электронного облака в магнетроне соответствует колебаниям основного вида.

Комбинационными составляющими являются две гармоники: низкочастотная –0,18 ГГц (3 фундаментальной частоты) и высокочастотная – 5,38 ГГц (90 фундаментальной частоты). Уровень низкочастотной гармоники (приблизительно –17,5 дБ при данном анодном напряжении) близок к уровню гармоники основного вида, а уровень высокочастотной (приблизительно –11,3 дБ) – уровню гармоники, соответствующей частоте побочного вида колебаний.

В интервале анодных напряжений от 3800 до 3900 В спектральный состав сигнала остается наиболее стабильным. Он начинает заметно изменяться только при приближении значения напряжения к 3950 В (рис. 3). При этом напря-

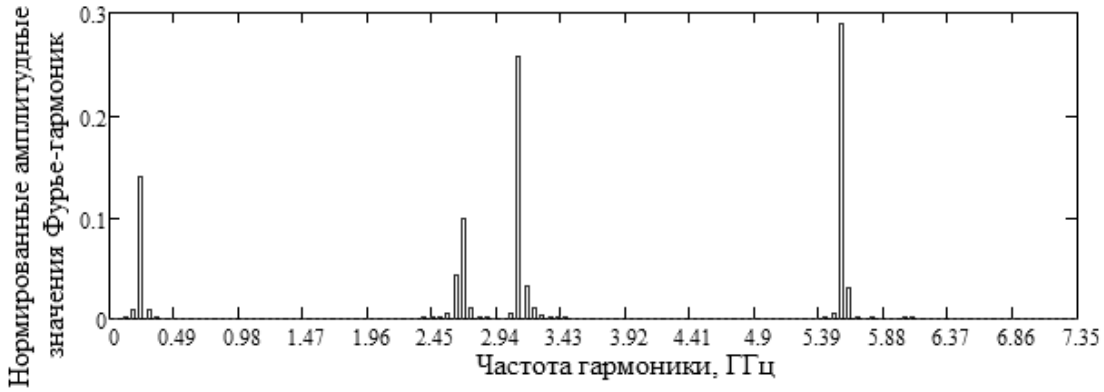


Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 3{,}95$ кВ

Рис. 3. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

жении частота гармоники основного вида увеличивается до 2,69 ГГц (45 гармоника фундаментальной частоты). Частота гармоники побочного вида увеличивается до 3,00 ГГц (51 фундаментальной частоты). Частоты обеих комбинационных составляющих при этом напряжении остаются теми же самыми и изменяются лишь при больших напряжениях.

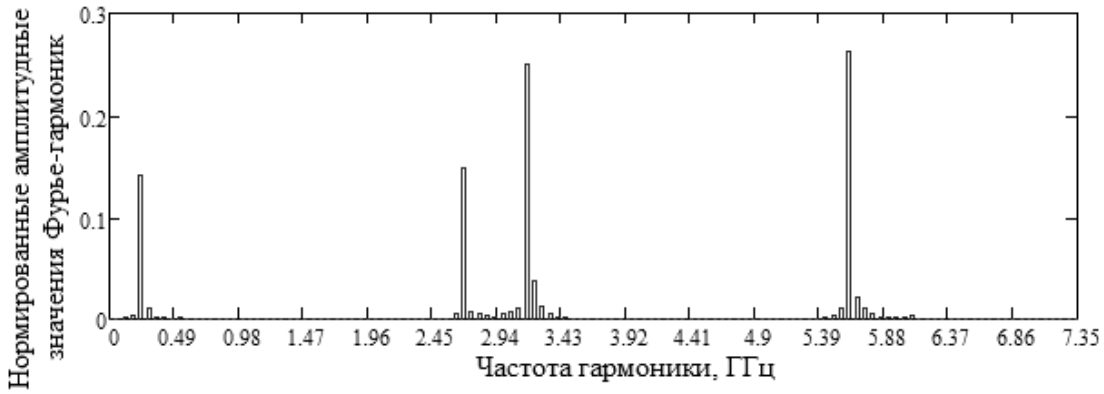
В спектре при напряжении 4000 В (рис. 4) комбинационные составляющие имеют частоты 0,24 и 5,55 ГГц, что соответствует 4 и 93 гармоникам фундаментальной частоты. Гармоники основного и побочного видов при этом напряжении имеют частоты соответственно 2,69 и 3,05 ГГц (52 и 93 гармоники фундаментальной частоты).



Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 4{,}00$ кВ

Рис. 4. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

Следует отметить, что в интервале больших напряжений (4,0–4,2 кВ) заметно меняется частота гармоник побочного вида и высокочастотной комбинационной составляющей сигнала. В спектре, соответствующем анодному напряжению 4,1 кВ (рис. 5), частоты этих гармоник составляют соответственно 3,10 и 5,55 ГГц (55 и 94 фундаментальной частоты). Частоты гармоники основного вида низкочастотной комбинационной составляющей остаются такими же, как и при напряжении 3,95 кВ.



Колебания основного π-вида: добротность $Q_\pi = 90$. Колебания побочного $N/2+1$-вида: добротность $Q_{\frac{N}{2}+1} = 1$. Анодное напряжение $U_a = 4{,}10$ кВ

Рис. 5. Спектр сигнала в двухчастотном режиме работы магнетронного генератора

Таким образом, выбирая соответствующим образом параметры электродинамической системы магнетрона (в частности, регулируя емкость связок) можно добиться такого режима генерации, при котором возбуждение высокочастотного маломощного колебания $N/2+1$-вида и его воздействие на электронный поток может приводить к возбуждению комбинационных составляющих в спектре выходного сигнала. При этом частоты этих комбинационных

составляющих далеко за пределами полосы пропускания классического магнетрона, а уровень мощности гармоник сравним с уровнем мощности гармонических составляющих сигнала в полосе пропускания.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Снигур, А. А*. Экспериментальное исследование комбинационных составляющих в спектре излучения магнетронного генератора / А. А. Снигур, А. В. Ермолаев // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 3(63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 53–56.

2. *Поляков, И. В.* Исследование процесса возбуждения комбинационных составляющих при низкочастотной модуляции электронного потока в скрещенных полях / И. В. Поляков, А. Г. Шеин // Вопросы физической метрологии : Вестник Поволжского отделения Метрологической академии России. – 1999. – № 1. – С. 113–128.

3. *Ермолаев, А. В*. Численная модель многочастотного взаимодействия в магнетронном генераторе / А. В. Ермолаев // Вопросы физической метрологии : Вестник Поволжского отделения Метрологической академии России. – 1999. – Вып. 1. – С. 94–102.

4. Трехмерные цилиндрические уравнения движения электронов в неоднородных скрещенных полях / В. Б. Байбурин [и др.] // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45. – № 4. – С. 492–498.

5. *Моносов, Г. Г*. К решению уравнения Пуассона для пространства взаимодействия цилиндрического магнетрона на ЭЦВМ методом Фурье / Г. Г. Моносов // Электронная техника. Серия «Электроника СВЧ». – 1970. – Вып. 3. – С. 47–54.

6. Магнетроны сантиметрового диапазона / пер. с англ. под ред. С. А. Зусмановского. – М. : Советское радио, 1950. – Ч. 1. – 420 с.

7. *Гайдук, В. И*. Физические основы электроники СВЧ / В. И. Гайдук, К. И. Палатов, Д. М. Петров. – М. : Советское радио, 1971. – 476 с.

8. Паньшин, В. В. Приближенный расчет энергии удара электронов об анод в магнетронных приборах / В. В. Паньшин // Электронная техника. Серия «Электроника СВЧ». – 1970. – Вып. 9. – С. 23–35.

УДК 537.53

Д. Г. Ковтун, А. М. Башкирев
D. G. Kovtun, A. M. Bashkirev

ВЛИЯНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ НА ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В ПЛОСКОМ ВАКУУМНОМ ДИОДЕ

THE INFLUENCE OFTHE INSTABILITYIN THE ELECTRON BEAMON THECURRENT FLOWIN A PLANARVACUUM DIODE

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: alexsandr.bashkirev@gmail.com kd62@rambler.ru

В статье на основе численного эксперимента проанализировано токопрохождение ленточных релятивистских потоков, движущихся в продольном магнитном поле в плоском вакуумном диоде. Определены положение виртуального катода и величина прошедшего тока в пучках, движущихся в продольном магнитном поле в плоском вакуумном диоде. Рассмотрен процесс образования виртуального катода и определено время его возникновения в плоском вакуумном диоде.

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

In the article on the basis of numerical experimentation analyzed current flow band relativistic flows moving in a magnetic field in the plane vacuum diode. Determine the position of the virtual cathode and them agnitude of the current in the last beam moving in a magnetic field in the plane vacuum diode. Consideration of the formation of a virtual cathode and determined the formation the virtual cathode in a planar vacuum diode.

Keywords: relativistic flow, ribbon stream virtual cathode longitudinal field current flow.

Введение

Одним из важных и активно развиваемых направлений исследований в современной вакуумной и плазменной электронике больших мощностей является изучение генераторов на виртуальном катоде (виркаторов) – приборов, принцип действия которых основан на колебаниях виртуального катода в пучке со сверхкритическим током. Генерация излучения сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона в виркаторах наблюдается при токах пучка заряженных частиц больше некоторого критического значения (при так называемых сверхкритических или предельных вакуумных токах). Поэтому проблема определения величины критического тока электронного потока, при котором формируется колеблющийся виртуальный катод, является весьма важной и актуальной для понимания физики процессов в пучках в режимах с образованием виртуального катода [1, 4].

Впервые проблема ограничения тока пучка, инжектируемого в диодный промежуток, была затронута в классических работах Чайлда и Лэнгмюра. Позднее к этой задаче обратился Дж. Пирс, который, рассмотрев одномерную динамику электронного потока в плоском диодном промежутке с неподвижным ионным заполнением (так называемом диоде Пирса), показал, что с ростом тока пучка в такой системе возможно развитие неустойчивости (позже получившей название неустойчивости Пирса), приводящей к формированию виртуального катода. Дальнейшие исследования показали, что при развитии неустойчивости Пирса в диодном промежутке наблюдаются различные нелинейные колебательные явления, включая хаотические пространственно-временные колебания и образование когерентных структур. Отметим, что работы Чайлда и Лэнгмюра позднее в рамках численного моделирования были обобщены на случай более сложной геометрии пучка и пространства дрейфа.

Целью данной работы является исследование токопрохождения релятивистского ленточного электронного потока в пространстве взаимодействия в продольном магнитном поле, нахождение величины тока пучка, проходящего через виртуальный катод, а также – условий и изучение процесса образования виртуального катода.

Математическая модель

В обычном потоке находится порядка 10^{20} электронов. Для каждого электрона необходимо вычислить поле пространственного заряда и решить уравнение движения. Задача такой сложности неразрешима на сегодняшний день. Для снижения вычислительной сложности используется метод крупных частиц, когда рассматривается движение отдельной группы электронов – крупные частицы или макрочастицы, имеющие суммарный заряд и массу. Удельный заряд такой частицы равен удельному заряду электрона, что позволяет использовать уравнение движения без изменения. Заряд и масса крупной частицы:

$$e_k = ek;$$
$$m_k = m_e k,$$

где e, m_e – заряд и масса покоя электрона; k – коэффициент укрупнения.

Траекторию каждой такой макрочастицы можно найти, решая дифференциальные уравнения движения релятивистских электронов:

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\frac{e}{m}\sqrt{1-\frac{v_i^2}{c^2}}\left(\mathbf{E}_i + \left[\mathbf{v}_i, \mathbf{B}_i\right] - \frac{1}{c^2}\mathbf{v}_i\left(\mathbf{v}_i, \mathbf{E}_i\right)\right). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{ics}$ и $\mathbf{B}_i = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{ics}$ – электрическое и магнитное поля в точке нахождения i-й макрочастицы и представляющие собой сумму внешних постоянных полей ($\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{B}_0$) и полей пространственного заряда ($\mathbf{E}_{ics}$ и $\mathbf{B}_{ics}$). Уравнение (1) решается методом Рунге-Кутта 2-го порядка точности.

Пространственный заряд располагался непосредственно в точке нахождения частицы. Поле пространственного заряда, создаваемое движущимся зарядом с ускорением релятивистской частицей (поле Лиенара – Вихерта), определяется следующими выражениями:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{csj} = \dfrac{ke}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\dfrac{\left(1-\dfrac{v_j^2}{c^2}\right)\left(\mathbf{n}_j - \dfrac{\mathbf{v}_j}{c}\right)}{R_j^2\left(1-\dfrac{\left(\mathbf{n}_j\cdot\mathbf{v}_j\right)}{c}\right)^3} + \dfrac{\left[\mathbf{n}_j, \left[\left(\mathbf{n}_j - \dfrac{\mathbf{v}_j}{c}\right), \dot{\mathbf{v}}_j\right]\right]}{c^2 R_j^2\left(1-\dfrac{\left(\mathbf{n}_j\cdot\mathbf{v}_j\right)}{c}\right)^3}\right\}, \\ \mathbf{B}_{csj} = \dfrac{1}{c}\left[\mathbf{n}_j, \mathbf{E}_{cs_j}\right] \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $R_j = \left|\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_j(\tau_j)\right|$; $\mathbf{n}_j = \dfrac{\mathbf{R}_j}{R_j}$, где $\mathbf{r}_i(t)$ – координата точки нахождения поля; а величины определяющие координату $\mathbf{r}_j(\tau)$, скорость $\mathbf{v}_j$ и ускорение $\dot{\mathbf{v}}_j$ макрочастицы, взяты в предшествующий момент времени $\tau_j(\mathbf{r}_i, t)$, который определяется численно из условия запаздывания поля:

$$\tau_j - t + \frac{R_j(\tau_j)}{c} = 0. \quad (3)$$

Для определения положения виртуального катода используются зависимости прямого и обратного тока через воображаемую попереч-

ную 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 направлении. *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. Так же были рассчитаны потенциалы электрического поля на оси потока. Для нахождения потенциала на оси использовался подход с разбиением пространства сеткой с фиксированным шагом и нахождением поля, создаваемого узлами этой сетки. Заряд в узле рассчитывался методом CIC (cloudincell) [2; 5–6].

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 доля частиц [8]. Выясним, как будет различаться токопрохождение ленточных потоков в неограниченном пространстве и в плоском диоде. Анод и катод будем считать идеальными сетками, то есть не будем учитывать частицы, находящиеся вне диодного промежутка. Как известно виртуальный катод не образуется в скрещенных полях, в связи с этим будем исследовать потоки в продольном магнитном поле. В приведенной ниже таблице показаны параметры электронных потоков.

Параметры электронных потоков

Скорость потока v, v/c	0,8
Индукция внешнего магнитного поля, Тл	1
Ширина потока Δx, мм	10
Высота потока Δy, мм	2
Диодный зазор *l*, мм	20

Виртуальный катод в потоках, движущихся в неограниченном пространстве в продольном магнитном поле. Геометрия такого потока приведена на рис. 1 и 2 с плотностью пространственного заряда на влете 0.63Кл/м3. 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 x0y уменьшаются, а на плоскость y0z – увеличиваются. Также визуально наблюдается образование виртуального катода, вызванное большим скоплением заряда справа от плоскости инжекции пучка.

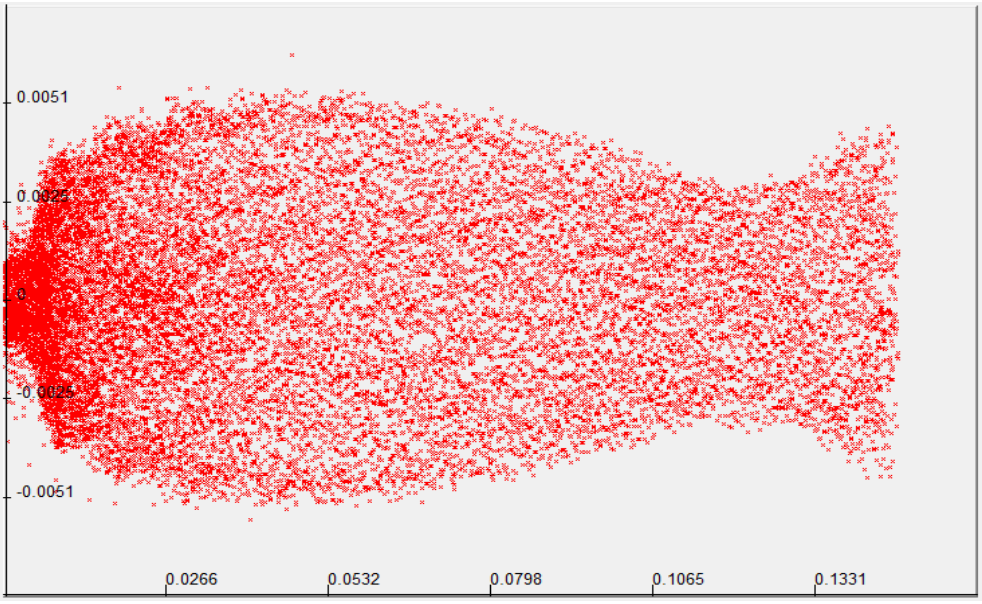


Рис. 1. Геометрия потока в неограниченном пространстве ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zoy

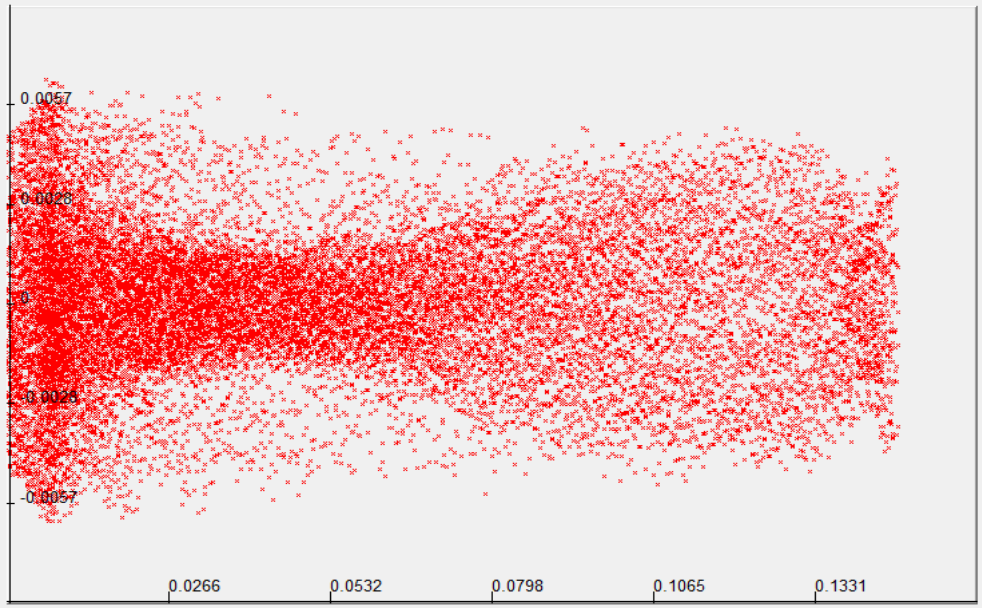


Рис. 2. Геометрия потока в неограниченном пространстве ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zox

На рис. 3 показаны графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси потока. Из графиков видно образование виртуального катода на влете в пространство взаимодействия.

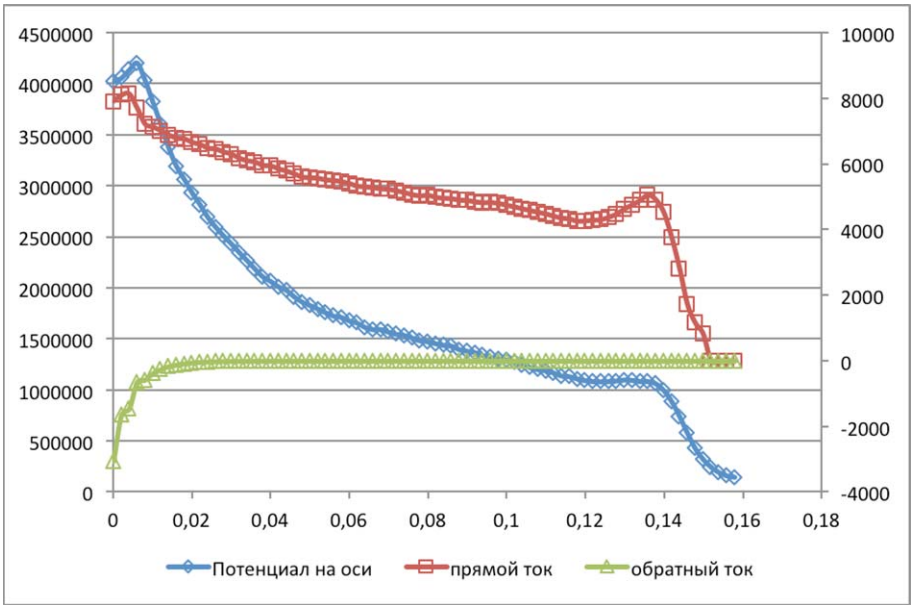


Рис. 3. Графики прямого и обратного токов, а так же потенциала электрического поля пространственного заряда на оси

Виртуальный катод в потоках, движущихся в диодном промежутке в продольном магнитном поле. Рассмотрим поток аналогичный предыдущему, но при движении в диодном промежутке. На рис. 4 и 5 изображена геометрия данного потока. Аналогично предыдущему случаю визуально наблюдается образование виртуального катода в пространстве взаимодействия.

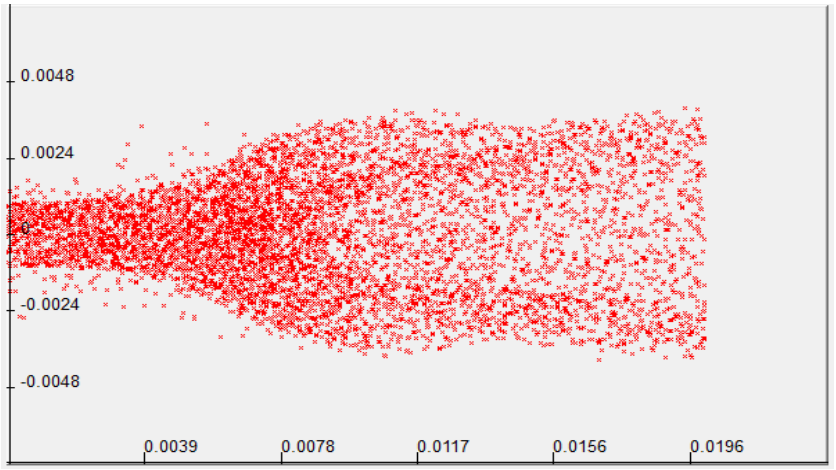


Рис. 4. Геометрия потока в плоском диоде ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zoy

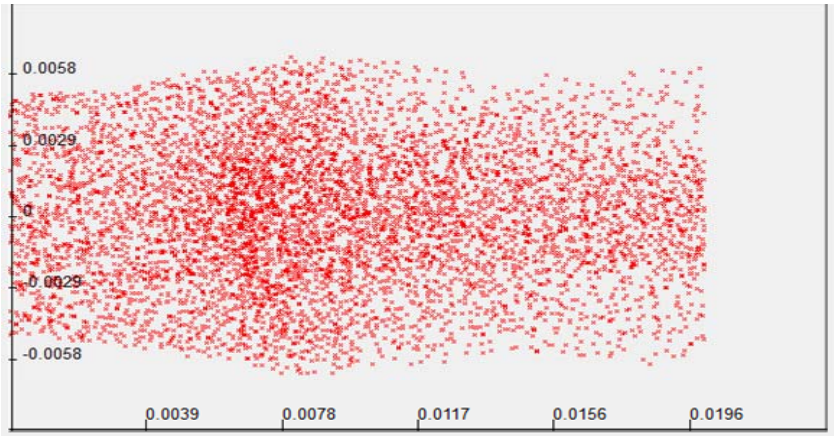


Рис. 5. Геометрия потока в плоском диоде ρ = 0.63 Кл/м^3, проекция zox

Рассмотрим процесс образования виртуального катода в данном потоке. Введем нормированное время $\tau = \frac{t}{t_N}$, где t_N – время пролета электрона от катода к аноду без учета пространственного заряда; t – текущее время.

На рис. 6–8 показана эволюция прямого и обратного токов, а так же потенциала электрического поля пространственного заряда на оси потока в различные моменты времени τ.

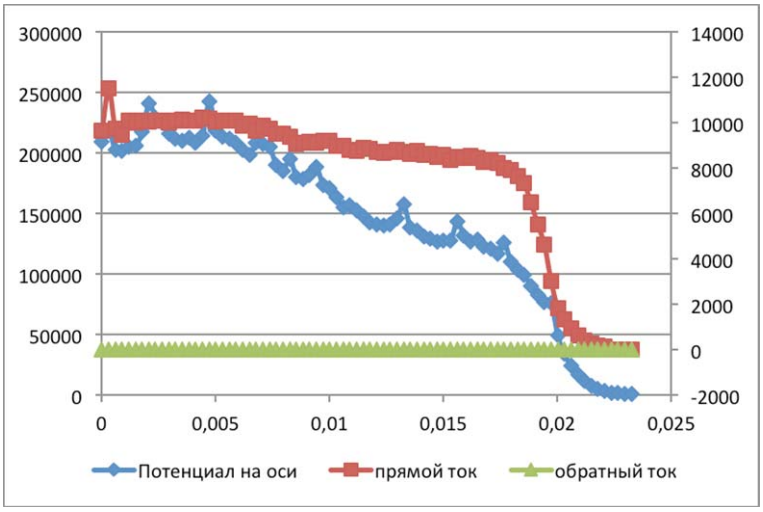


Рис. 6. Графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, ρ = 0.63 Кл/м^3; τ = 1

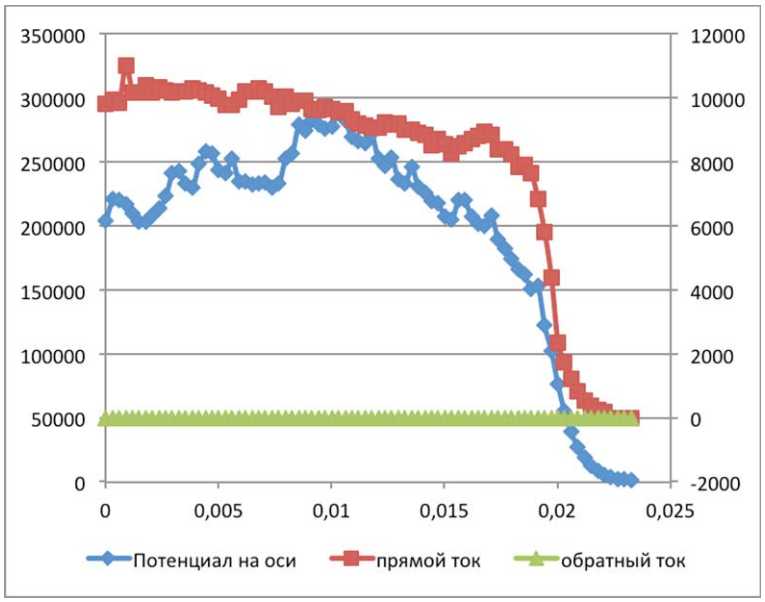


Рис. 7. Графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, $\rho = 0.63$ Кл/м^3; $\tau = 3$

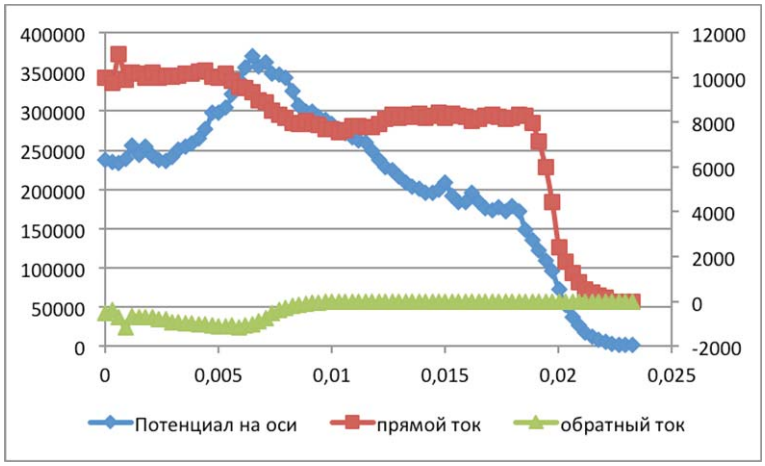


Рис. 8. Графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, $\rho = 0.63$ Кл/м^3; $\tau = 5$

Видно, что образование виртуального катода начинается спустя некоторое время. Для рассмотренного потока данное время равно $\tau = 4$. Такой эффект объясняется отсутствием в начальный момент времени пространственного заряда в пространстве взаимодействия, т. е. электроны, попавшие в пространство взаимодействия в начальный момент времени, будут беспрепятственно проходить диодный зазор. В свою очередь, электроны, попавшие в пространство взаимодействия позже, будут тормозиться полем первых электронов и терять скорость, оставаясь в диодном промежутке большее время. Так в пространстве взаимодействия будет накапливаться пространственный заряд, что со временем может привести к образованию виртуального катода.

Рассмотрим теперь поток с меньшей плотностью пространственного заряда на влете, движущийся в диодном промежутке. На рис. 9 показаны графики прямого и обратного токов, а также потенциала электрического поля пространственного заряда на оси потока. Следует заметить, что на рис. 3 и 8 виртуальный катод находится на одинаковом расстоянии от плоскости влета $l = 0{,}006$ м, а на рис. 9 смещен к аноду $l = 0{,}011$ м. Таким образом, положение виртуального катода не зависит от наличия анодной сетки но зависит от плотности пространственного заряда на влете. Также следует обратить внимание что в данном случае виртуальный катод только начал образовываться несмотря на большое время $\tau = 6{,}5$.

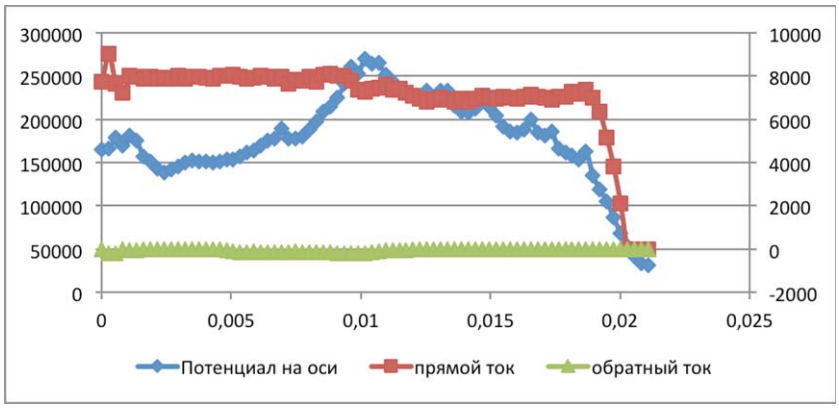


Рис. 9. Графики прямого и обратного токов, а так же потенциала электрического поля пространственного заряда на оси в диодном промежутке, $\rho = 0.5$ Кл/м^3; $\tau = 6{,}5$

В итоге можно сделать предварительные выводы о том, что при движении потока в продольном магнитном поле в неограниченном пространстве токопрохождение ниже, чем в диодном промежутке. В диодном промежутке виртуальный катод возникает спустя время равное нескольким пролетам частиц от катода к аноду. Данное время сильно зависит от плотности пространственного заряда на влете.

Положение виртуального катода не зависит от наличия анодной сетки, но зависит от плотности пространственного заряда на влете.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Куркин, С. А.* Формирование виртуального катода в трубчатом электронном потоке во внешнем магнитном поле / С. А. Куркин, А. Е. Храмов // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – С. 48–54.

2. *Хокни, Р.* Численное моделирование методом частиц : пер. с англ. Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир, 1987. – 640 с.

3. *Пирс, Дж.* Теория и расчет электронных пучков / Дж. Пирс ; пер. с англ. Дж. Пирс ; под ред. М. В. Цехановича. – М.: Сов. радио, 1956. – 356 с.

4. *Морозов, М. Ю.* Исследование зависимости критического тока электронного пучка, при котором формируется виртуальный катод, от величины тормозящей разности потенциалов / М. Ю. Морозов // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – С. 15–22.

5. *Харлоу, Ф. Х.* Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики / Ф. Х. Харлоу // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Изд-во иностран. лит., 1967. – 342 с.

6. *Ким, В. В.* Метод конечно-размерных частиц в ячейке для численного моделирования высокоэнергичных импульсных воздействий на вещество / В. В. Ким, И. В. Ломоносов // Математическое моделирование. – 2006. – Т. 8. – № 8. – С. 5–11.

7. *Калинин, Ю. А.* Сложная динамика и явление динамического хаоса в потоке заряженных частиц, формируемом магнетронно-инжекторной пушкой (численный и физический эксперимент) / Ю. А. Калинин, В. Н. Кожевников, А. Г. Лазерсон // ЖТФ. – 2000. – Т. 70. – Вып. 7. – С. 83–91.

8. *Ковтун, Д. Г.* Влияние металлических стенок пространства взаимодействия на форму релятивистских электронных потоков, движущихся в скрещенных полях / Д. Г. Ковтун, П. Д. Кравченя, А. Г. Шеин // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2011. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 5). – С. 30–36.

УДК 537.226.33

Фам Май Ан[1], А. И. Бурханов[2], С. В. Медников, А. Г. Шеин[1]
Pham Mai An[1], A. I. Burkhanov[2], S. V. Mednikov[1], A. G. Shein[1]

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО НИОБАТА ЛИТИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ +130 °С

THE FEATURES OF SINGLE-CRYSTAL LITHIUM NIOBATE ACOUSTIC CHARACTERISTICS IN THE VICINITY OF THE TEMPERATURE +130 °C

[1] Волгоградский государственный технический университет
[2] Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
[1] Volgograd State Technical University
[2] Volgograd State Architectural and Engineering University
Email: vl28_pa@yahoo.com

Резонансным методом исследована температурная зависимость скорости продольных акустических волн и их затухания в монокристаллическом ниобате лития в интервале температур от комнатной до +200 °С. Скорость звука квазилинейно уменьшается с ростом температуры, обнаруживая гистерезис в процессе цикла нагрева и последующего охлаждения образца. Коэффициент затухания возрастает с повышением температуры, также демонстрируя гистерезисное поведение. Обнаружено явление термического отжига образца, проявляющееся в прогрессирующем уменьшении затухания звука в области температур выше +130 °С после каждого цикла нагрева-охлаждения образца.

Ключевые слова: ниобат лития, акустическая волна, скорость звука, коэффициент затухания, температура.

The temperature dependence of longitudinal acoustic waves the speed and absorption in the single-crystal lithium niobate had been investigated by the resonant method in the temperature range from RT up to +200 °C. The sound speed decreases almost linearly with temperature growth, exhibiting the hysteresis in the cycle of heating and subsequent cooling of the sample. The coefficient of absorption increases with temperature growth, also showing hysteresis behavior. The phenomenon of thermal annealing of the sample, being shown in progressive reduction of coefficient of absorption at the temperatures above +130 °C after each cycle of sample's heating-cooling is revealed.

Keywords: Lithium Niobate, Acoustic Wave, Sound Velocity, Coefficient of Absorption, Temperature.

Введение

Ниобат лития $LiNbO_3$ широко применяется в современной опто- и акустоэлектронике, нелинейной оптике и акустике [1–4]. Физические свойства этого кристалла во многом определяются структурными несовершенствами и примесями, как специально вводимыми при выращивании, так и неконтролируемыми ростовыми, а также радиационными дефектами [2, 3].

Известно, что в окрестности температуры +130 °С многие физические характеристики как чистых, так и легированных монокристаллов $LiNbO_3$ демонстрируют аномальное поведение [5–8], природа которого в настоящее время остается неясной. Целью настоящей работы является исследование температурных зависимостей скорости и затухания продольных звуковых волн в монокристаллическом $LiNbO_3$ в температурном интервале вблизи T = +130 °С.

Образцы и методика эксперимента

Исследовался образец ниобата лития прямоугольной формы с размерами 2.34 x 0.3 x 0.39 см^3, вырезанный из большой були монокристалла. В качестве электродов, наносимых на грани образца, нормальные к полярной оси кристалла, использовался проводящий клей на серебряной основе. Для измерения скорости продольных звуковых волн использовался резонансный метод [9] на первой и второй гармониках продольных колебаний. Скорость звука υ определялась по формуле:

$$\upsilon = 2 \cdot f_r \cdot l / n, \qquad (1)$$

где f_r – частота первого резонанса образца; l – длина образца; n – номер гармоники. Коэффициент затухания ультразвука α рассчитывался через логарифмический декремент затухания δ по формуле:

$$\alpha = \frac{\delta}{\lambda} = \left(\lambda f R C\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где логарифмический декремент δ определялся методом сопоставления кривых разряда эталонного конденсатора C на сопротивление R и огибающей затухающего сигнала [10]. Измерения проводились в режиме нагрева образца от комнатной температуры до + 200 °С и его последующего охлаждения. Всего было проведено четыре цикла измерений, с интервалом между измерениями в одни сутки.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости скорости звука в исследованном образце. С повышением температуры $\upsilon(T)$ монотонно уменьшается. Для первого (*а*) и второго (*б*) циклов измерений кривая $\upsilon(T)$ имеет слабо выраженный излом (рис. 2, *а* и *б*) в районе +130 °С, а для последующих двух циклов зависимость $\upsilon(T)$ имеет линейный характер (рис. 2, *в* и *г*) во всем исследованном интервале температур. Это изменение может быть обусловлено термическим «омоложением» образца в первых двух циклах его нагрева-охлаждения.

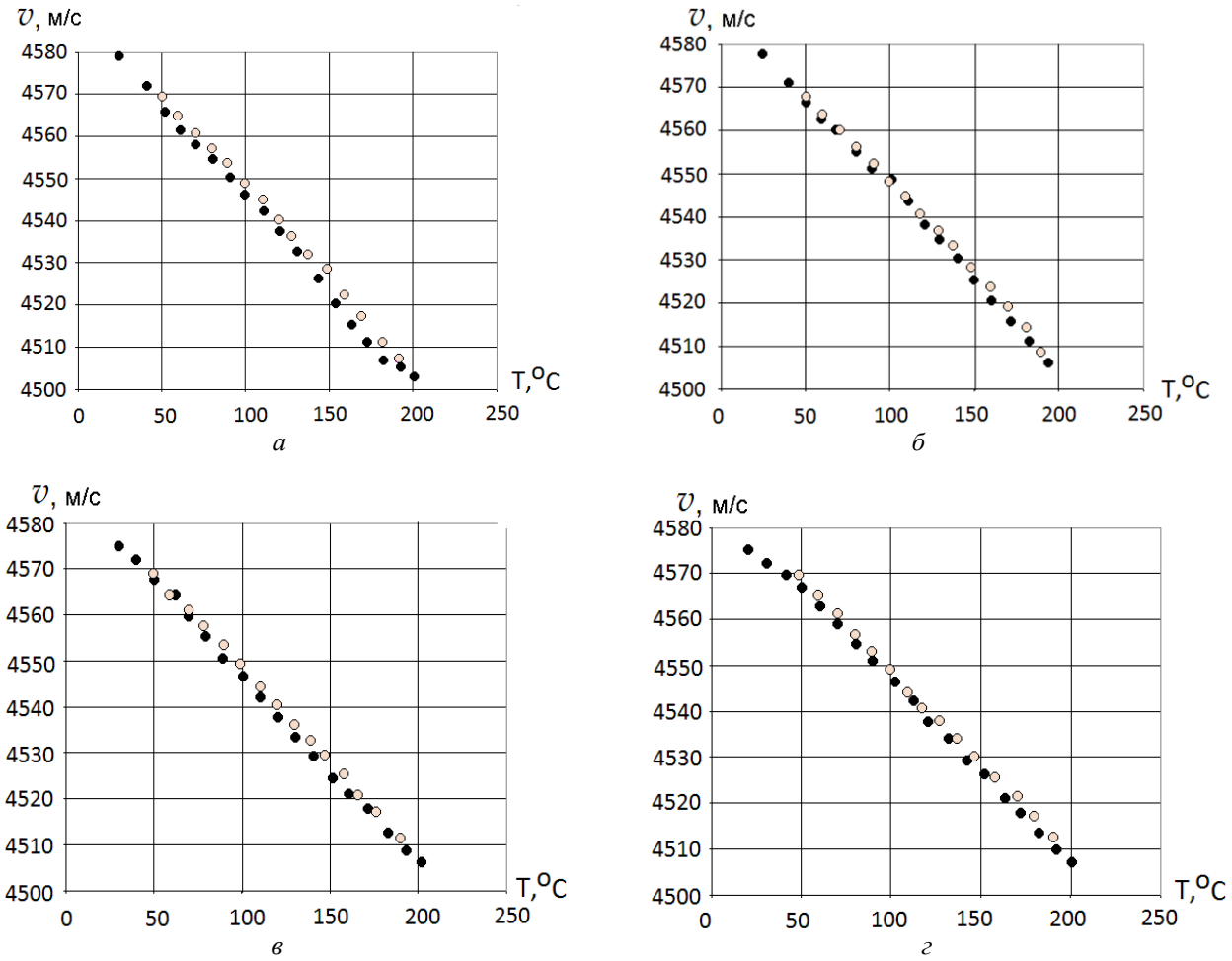


Рис. 1. Температурные зависимости скорости продольных звуковых волн в образце $LiNbO_3$. Зачерненные точки на графиках соответствуют режиму нагревания образца

Нагляднее влияние изменения температуры прослеживается при анализе коэффициента затухания акустических волн. Зависимости $\alpha(T)$ приведены на рис. 2. Отметим следующие характерные особенности поведения этого параметра:

1) с повышением температуры затухание увеличивается немонотонно, при температурах выше +130 °С имеет место более существенный рост коэффициента затухания α. Аналогичное поведение в данной температурной области наблюдается и при измерениях низкочастотной диэлектрической проницаемости $LiNbO_3$ [11, 12];

2) на всех графиках наблюдается гистерезисный характер температурных зависимостей $\alpha(T)$. Коэффициент затухания при охлаждении образца огказывается меньшим при той же температуре, чем в случае нагревания;

3) при каждом последующем цикле измерений величина коэффициента затухания уменьшается в температурной области выше точки +130 °С, в то время как в области ниже этой температуры зависимость $\alpha(T)$ практически не изменяется;

4) при каждом последующем цикле измерений температурная ветвь кривой в режиме на-

гревания практически совпадает с ветвью кривой, полученной при охлаждении образца в предыдущем цикле нагрева-охлаждения. Это хорошо заметно на рис. 3, где кривые, приведенные на рис. 2, *а*, 2, *б* и 2, *в*, представлены на общем графике.

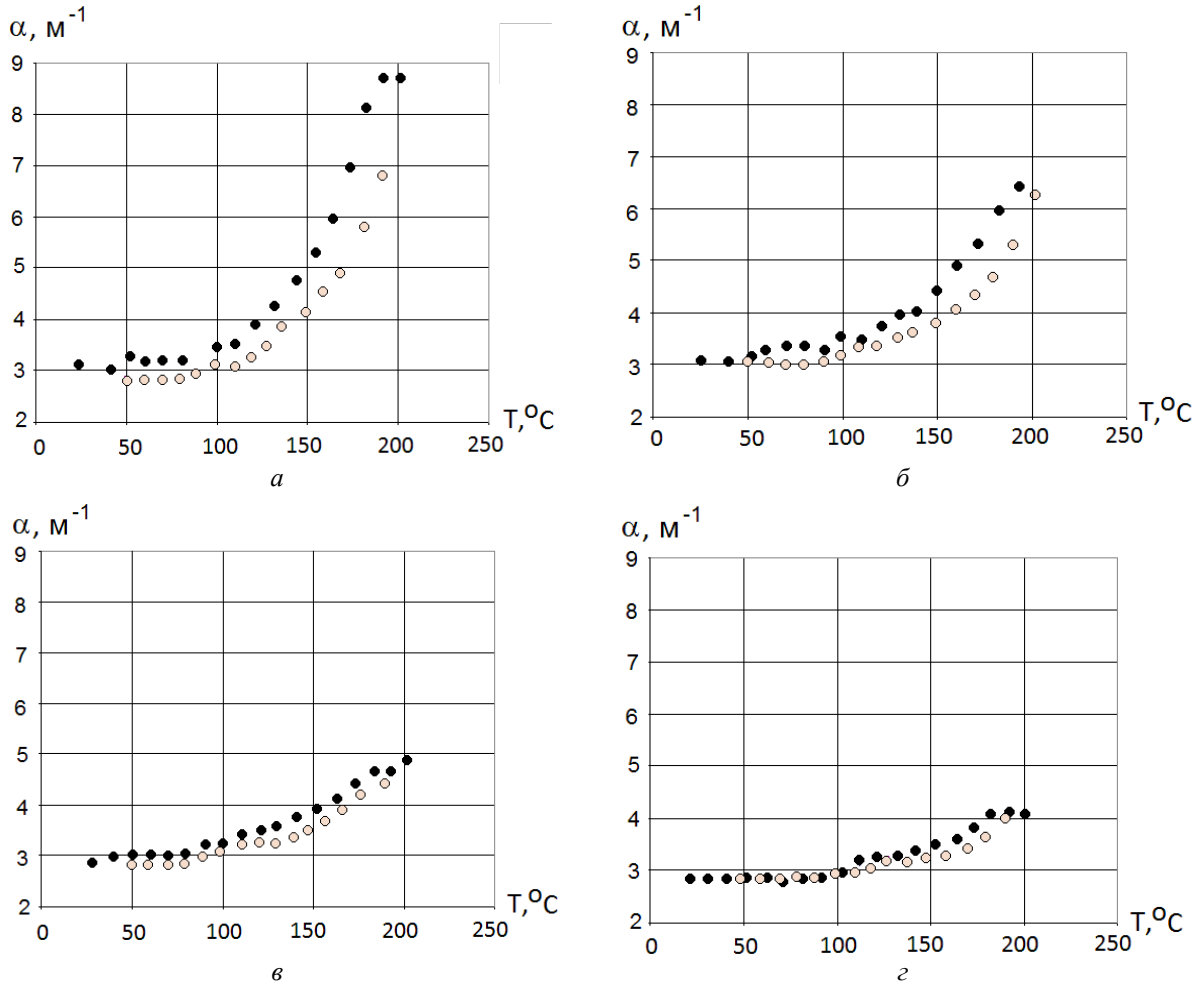


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента затухания продольных звуковых волн в образце $LiNbO_3$. Зачерненные точки на графиках соответствуют режиму нагревания образца

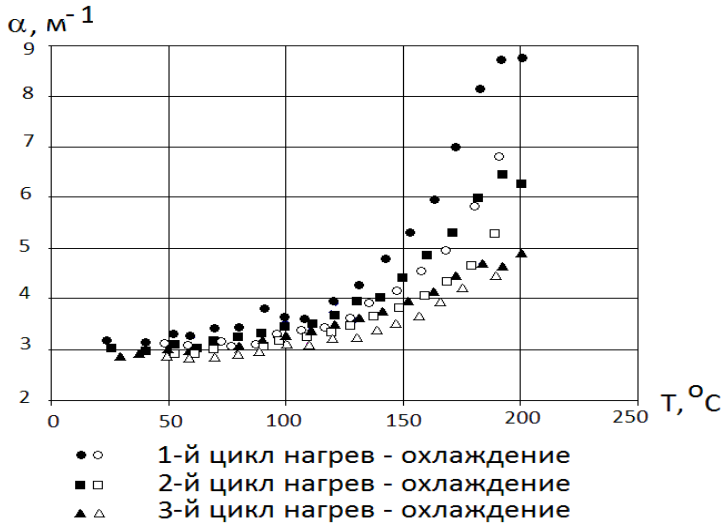


Рис. 3. Эволюция температурных зависимостей коэффициента затухания продольных звуковых волн при последовательных циклах нагрева-охлаждения. Зачерненные точки соответствуют режиму нагревания образца

Таким образом, последовательно проводимое термическое воздействие на образец циклов нагрева-охлаждения приводит к значительному уменьшению интенсивности затухания, что можно объяснить термическим «омоложением» образца. Природа термического «омоложения» нуждается в дальнейшем исследовании. Возможным механизмом этого явления могут быть активируемые в кристалле окислительно-восстановительные процессы, о которых упоминается, например, в [13]. Исследованный образец содержал неконтролируемую примесь железа, изменение состояния которого при циклах нагрева-охлаждения также могло привести к наблюдаемым изменениям температурной зависимости скорости и затухания акустических волн.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Сонин, А. С.* Электрооптические кристаллы / А. С. Сонин, А. С. Василевская. – М.: Атомиздат, 1971. – 328 с.

2. *Кузьминов, Ю. С.* Ниобат и танталат лития – материалы для нелинейной оптики / Ю. С. Кузьминов. – М.: Наука, 1975. – 224 с.

3. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны / Н. В. Сидоров [и др.]. – М.: Наука, 2003. – 255 с.

4. *Volk, T.* Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching / T.Volk, M. Wöhlecke – Berlin: Springer-Verlag. 2008. – 249 p.

5. *Мясникова, Т. П.* Оптические спектры ниобата лития / Т. П. Мясникова // ФТТ. – 2003. – Т. 45. – № 12. – С. 2230–2232.

6. *Булычева, А. Н.* Электропроводность и электронно-дырочные процессы в сильнолегированных окисью магния кристаллах ниобата лития : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / А. Н. Булычева. – Томск, 2005. – 21 с.

7. *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.

8. Поведение эффективной проводимости в монокристалле $LiNbO_3$ в слабых переменных полях низко- и инфранизкой частоты / Нгуен Хоай Тхыонг, Фам Май Ан, А. И. Бурханов, С. В. Медников // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 6 (93) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2012. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 6). – С. 40–42.

9. *Труэлл Р.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. – М.: Мир, 1972. – 307 с.

10. *Ноздрев, В. Ф.* Молекулярная акустика / В. Ф. Ноздрев, Н. В. Федорищенко. – М.: Высш. шк., 1974. – 288 с.

11. *Бурханов, А. И.* Диэлектрические исследования монокристаллов ниобата лития в инфранизкочастотном диапазоне / А. И. Бурханов, С. В. Медников, Нгуен Хоай Тхыонг, Фам Май Ан // «NTERMATIC–2011» / Мат-лы Междунар. НПК, 14–17 ноября 2011 г., Москва. – М.: МИРЭА, 2012. – С. 110–113.

12. Особенности диэлектрического отклика монокристаллов $LiNbO_3$ в низко- и инфранизкочастотных переменных полях / Фам Май Ан, Нгуен Хоай Тхыонг, А. И. Бурханов, С. В. Медников // «INTERMA-TIC-2012» / Мат-лы Междунар. НПК, 3–7 декабря 2012 г., Москва. – М.: МИРЭА, 2012. – С. 88–90.

13. *Яценко, А. В.* Электрические свойства кристаллов $LiNbO_3$, восстановленных в атмосфере водорода //ФТТ. – 2012. – Т. 54. – № 11. – С. 2098–1402.

УДК: 621.315.434; 621.372.412
ББК: 32.96-04

В. А. Титов
V. A. Titov

ПОЛУЧЕНИЕ СЕРЕБРЯНОГО ЭЛЕКТРОДА НА ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В СЛОЕ СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩЕЙ ПАСТЫ

SILVER OF PIEZOCERAMIC WITH LOCALIZATION OF HEATING INTO FILM

Волгоградский государственный университет
Volgograd State University
E-mail: Detruanto@rambler.ru

Традиционное вжигание в печах – это протяженный во времени процесс твердофазной диффузии серебра в керамику. Создаваемые электроды удовлетворяют по ряду показателей, но глубокое проникновение серебра в керамику неприемлемо в случае тонких пьезоэлементов. Обсужден вариант быстрого процесса с локализацией интенсивного тепловыделения в слое серебросодержащей пасты. Модель с совмещенным применением ИК-лазера и вихревых токов высокой частоты (ТВЧ) позволяет достигать температуры плавления серебра и включает физические механизмы ускоренной диффузии, в сочетании с капиллярным течением жидкофазного серебра. При участии активных центров достигаются удовлетворительные адгезионные свойства электродного покрытия при меньших глубинах проникновения атомов серебра в объем пьезоактивной среды.

Ключевые слова: пьезокерамика, серебряный электрод, два источника разогрева, ИК лазер и вихревые токи, интегральная кривая разогрева, жидкое серебро, ускорение диффузии, три механизма сцепления, малые глубины проникновения.

Traditional process of deposition of silver electrodes on the surface of piezoceramic included prolonged heating into stove. Two sourses – IR laser and microwave for rapid local heating of silver paste have been suggested in modified process of deposition of silver electrodes. Three physical mechanisms have been combined. Coupling with small depth of inculcation of silver atoms have been achieved.

Keywords: piezoceramic, silver electrodes, two sourses for local heating, IR laser and microwave, integral curve of heating, liquid silver, capillaries, three physical mechanisms of coupling, acceleration of diffusion, small depth.

1. Введение

Десятилетиями серебряные электроды на пьезокерамических элементах получали методом вжигания в печах с применением специальной серебросодержащей пасты, включающей флюсы. Потребность в качественном серебряном электроде на пьезокерамическом элементе сохраняется и по сей день, но главный недостаток традиционной технологии делает ее неприменимой на тонких изделиях. Суть его в том, что при пролонгированной твердофазной диффузии, атомы серебра глубоко проникают в керамику и уменьшают объем возбуждаемой пьезоактивной среды элемента, соответственно, ухудшая эффективность преобразования.

Развивая общий подход, отметим, что для обеспечения взаимодействия электрического поля и пьезоактивной среды необходимы выделенные, фиксированные и доступные эквипотенциальные поверхности определенной топологии с доступом к ним для внешнего управления потенциалами или их контроля. Проводящие поверхности эквипотенциальны. Создание проводящих поверхностей в объеме или на внешних границах диэлектрической пьезосреды посредством управляемой трансформации определенных частей самого диэлектрика в проводник с участием специально внедренных атомов определенного сорта было бы идеальным решением физико-технической задачи. Но об этом можно говорить как о длительной перспективе. А пока обратимся к конкретному созданию серебряных электродных покрытий только на внешней поверхности пьезокерамического элемента определенной формы с нанесением серебросодержащей пасты и ее разогревом.

Цель работы: 1) обсуждение варианта модификации процедуры получения серебряного электрода на поверхности пьезокерамики при неизменных (или модифицированных) рецептуре приготовления и составе серебросодержащей пасты, но с использованием других нагревательных приборов для достижения локального тепловыделения в слое пасты, с повышением температуры в нем до температуры плавления серебра; 2) обнаружение проявления тех физических эффектов, которые способствуют меньшим глубинам проникновения серебра в керамику при удовлетворительном сцеплении металлического покрытия с пьезоактивным телом элемента.

В работе обсуждено совмещенное использование двух источников локального тепловыделения для быстрого разогрева только слоя пасты, содержащей частицы серебра. Разогрев до температуры плавления серебра обеспечивает условия для ускоренного протекания диффузии атомов серебра в керамику, с одновременным капиллярным течением жидкого серебра в растреснутый поверхностный слой шлифованной керамики, чего нет в печном варианте. Отмечена особенность этого капиллярного течения, давно зафиксированная в процессах пайки. Несколько физических механизмов, о которых будет сказано далее, обеспечивают адгезию покрытия при меньших глубинах проникновениях серебра, иначе говоря, при меньшей средней толщине слоя проводника.

2. Практика

2.1. Технология вжигания серебра в керамику в печах из специальной серебросодержащей пасты прошла всестороннюю практическую проверку. Главное достоинство такого электрода из серебра – высокая прочность сцепления с шлифованными поверхностями изделий из пьезокерамик, в частности, типа цирконатов-титанатов свинца (ЦТС PZT). Испытания прочности на отрыв показывают механическое напряжение отрыва $\sigma = 10^9$ Па (величина того же порядка, что и прочность на разрыв графитового стержня). Такое значение σ удовлетворяет требованиям к компонентам гидроакустических устройств и пьезоприводов. Серебряные электроды пьезоэлементов предоставляют технологические удобства при последующем их использовании как радиокомпонентов. Основным недостатком вжигания серебра в печах является его глубокое проникновение в керамику и длительность самого процесса.

2.2. Поскольку в обсуждении предлагаемого варианта модификации идет речь о сохранении серебросодержащей пасты, то будет уместным привести сведения о ее рецептуре, а также остановиться на временных характеристиках теплоемкого оборудования, которое предлагается заменить при модификации.

Приготовление серебросодержащей пасты состоит из следующих операций: приготовление дисперсного серебра, приготовление легкоплавкого флюса и приготовление пасты. Из азотнокислого серебра получают белый творожистый осадок хлористого серебра в реакции с соляной кислотой. Из хлористого серебра с цинком в серной кислоте восстанавливают серебро. Дисперсная фаза серебра в воздухе

имеет развитую поверхность. Флюс содержит свинцовый глет PbO, борную кислоту H_3BO_3 и кварц плавленый в виде кварцевых трубок. Составные части флюса измельчают отдельно, затем соединяют и расплавляют при 800 ºС. Расплав выливают на алюминиевый лист и после быстрого охлаждения измельчают. Твердые высокодисперсные частицы серебра, смешанные с диспергированным стеклообразным флюсом, создают гетерогенную смесь (5:1), которую дополняют жидким компонентом – скипидаром (типа «Пинен»), замещающим воздух. Пасту длительно размешивают, с растиранием до сметанообразной массы. Такая паста удобна для нанесения на поверхность керамики (в простейшем случае, кисточкой) [1].

2.3. Оборудование для вжигания серебра в печах включает теплоемкие элементы (печь и весь объем партии керамических изделий) и потому температурно-временное поведение в такой системе отличается большими характерными временами, измеряемыми часами. На первом этапе продолжительностью t_1 = 3 ч устанавливается температура T_1 = 300 ºС, что составляет $\approx 0{,}3T_{пл}$ температуры плавления серебра; на втором этапе с t_2 = 1 ч температура повышается до T_2 = 500 ºС и немного превышает половину численного значения $T_{пл}$. После чего источник тепла выключается, и вся система остывает в течение t_3 = 2 ч. Флюс удаляет окислы в приповерхностном слое керамики и на частицах серебра. Диффузия атомов серебра в керамику происходит из твердых высокодисперсных частиц серебра в присутствии флюса. Температура плавления серебра $T_{пл}$ = 960 ºС и потому жидкое серебро в процессе не возникает (достигается $T_2 \approx 0{,}5T_{пл}$). Для классического примера твердофазной диффузии пары «свинец – золото» повышение температуры на 300 ºС от комнатной, увеличивает коэффициент диффузии на пять порядков, гораздо большее увеличение наблюдается для пары «цинк – медь» (оно составляет 14 порядков). Использованные в описанной технологии вжигания температуры T_1 и T_2 и отметки времени t_1, t_2 и t_3 обусловлены особенностями источников тепловыделения и теплоемкостями элементов системы. Практически малоуправляемым параметром в процессе вжигания является глубина h проникновения серебра в керамику, она достигает 1÷2 мм.

2.4. На рис. 1 показан результат металлизации с применением печной технологии. Пьезоэлемент (ПЭ) *1* с двумя серебряными электродами *2* имеет приповерхностные слои *2′*, в которые на глубину h проникли атомы серебра, формируя относительно равномерные диффузионные зоны с особенностями по межзеренным границам. В случае керамики цирконата титаната свинца ЦТСНВ-1 это идентифицируется по изменению ее желтого цвета на черный, плавно убывающий с глубиной. На вставке *A* крупно показаны проникающие в стеклофазу керамики по границам зерен «иглы» серебра. На всей глубине слоя *2′* в пьезоактивной среде напряженность электрического поля E равна нулю. При работе ПЭ это приводит к уменьшению возбуждаемого внешним полем объема активной пьезосреды на величину объемов двух приповерхностных слоев *2′*. Особенности слоев *2′* существенно изменяют топологию двух границ раздела, увеличивая рассеяния упругих волн в ПЭ, но при этом не влияют на частотозадающий размер L возбуждаемой моды.

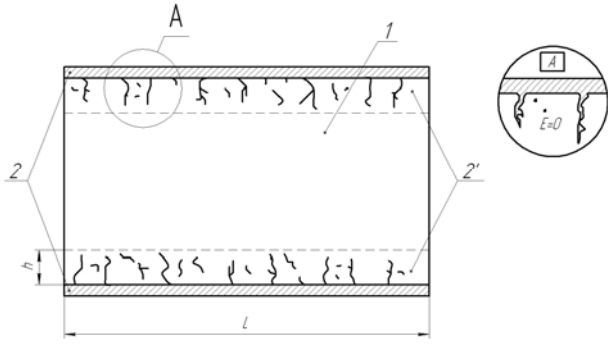


Рис. 1. Пьезоэлемент после металлизации методом вжигания серебра в печах:.
1 – пьезоактивная среда (керамика ЦТС); *2* – слои серебра; *2′* – подслои керамики с глубоким проникновением серебра. Показаны диффузионные зоны и особенности диффузии по границам зерен. Вставка *A*: Увеличенный фрагмент подслоя 2'. В подслое *2'* пьезоактивный материал не возбуждается внешним полем: E = 0

2.5. Глубокое проникновение серебра особенно негативно проявляется на тонких изделиях, в которых слои *2′* могут частично перекрываться. Что на эквивалентной схеме ПЭ может быть отражено как подключение, параллельно к нему, шунтирующего резистора. Такой шунт дополнительно ухудшает эффективность работы ПЭ как преобразователя.

3. Обсуждение

3.1. Локализация тепловыделения в слое пасты имеет целью уменьшение теплоемкости нагревающихся тел на 4÷5 порядков. Раздельное или совмещенное использование двух следующих физических эффектов позволяет локализовать нагрев в названном слое: 1) поглощение ин-

фракрасного излучения, для которого паста является поглотителем, близким к абсолютно черному телу; 2) разогрев проводящей фазы пасты вихревыми токами высокой частоты (ТВЧ) в высокочастотном электромагнитном поле – по долевому вкладу в тепловыделение могут «сменять» друг друга при совместном действии. Такой вариант будет обсуждаться далее.

3.2. Подбирая напряженность и частоту высокочастотного электромагнитного поля, можно управлять плотностями вихревых токов $j_ф$ и соответственно плотностью мощности, выделяющейся в проводящей фазе серебряной пасты. Диэлектрической фазой дисперсной системы частиц серебра пасты является флюс. Диэлектрическая фаза, в исходном состоянии, может быть связной или фрагментарно-связной. Ситуация меняется по мере повышения температуры в проводящей фазе, вплоть до температуры плавления $T_{пл}$, когда фракталы, составленные из твердых частиц серебра, оформляются в капли. Далее образуется связная поверхность расплавленного серебра, стремящаяся минимизироваться. Флюс при этом должен быть жидким, но не должен кипеть, для чего потребуется оптимизация состава флюса.

3.3. Обращаясь к воздействию ИК-излучения на пасту, отметим, что кванты света поглощаются электронами проводимости в частицах дисперсного серебра, с последующим рассеянием энергии на тепловых колебаниях решетки этих частиц с временами порядка 10^{-10} с, в слое толщиной ~100 Å [2,3]. Имеют место диффузное отражение и многократные переотражения на частицах, которые приводят к почти полному поглощению излучения в слое пасты и эффективному ее нагреву при плотности тепловой мощности q_0.

3.4. Поведение коэффициента поглощения β от времени облучения t_0 изменяется по мере деградации дисперсной системы серебра и минимизации границы раздела. Кривая $\beta(t_0)$ демонстрирует ниспадающую ветвь, величина β уменьшается по мере образования зеркала жидкого серебра. Предпочтительным источником ИК-излучения является лазер. На основании литературных данных можно сравнивать сканирование узким пучком и облучение всей поверхности широким пучком. Отметим, что при сканировании неизбежно образование «валиков» [2] и худших условий для вклада в q_0 от вихревых токов. Приемлемы и импульсный, и непрерывный режимы работы лазера.

3.5. На рис. 2 представлены качественные кривые: ниспадающая $\beta(t_0)$, восходящая $j_ф(t)$ и $q_0(t)$ – интегральная, иллюстрирующая общий вклад в тепловыделение двух источников тепла и их взаимодействие в предлагаемой феноменологической модели процесса.

Ход кривой № 1 ($\beta(t_0)$) и кривой № 2 ($j_ф(t)$) обоснованы выше. Интегральное тепловыделение двух нагревателей описывается кривой № 3 – $q_0(t)$. Это может быть кривая с максимумом, или равномерный график. Равномерность $q_0(t)$ достигается за счет управления плотностью мощности проникающего в слой пасты высокочастотного электромагнитного поля по закону, установленному опытным путем. Требуемые интенсивности ИК-излучения определяются условием расплавления дисперсного серебра. Поддержание $q_0 = \text{const}$ до отметки t_m, обозначающей время выключения лазера и ВЧ-поля, представляется оптимальным.

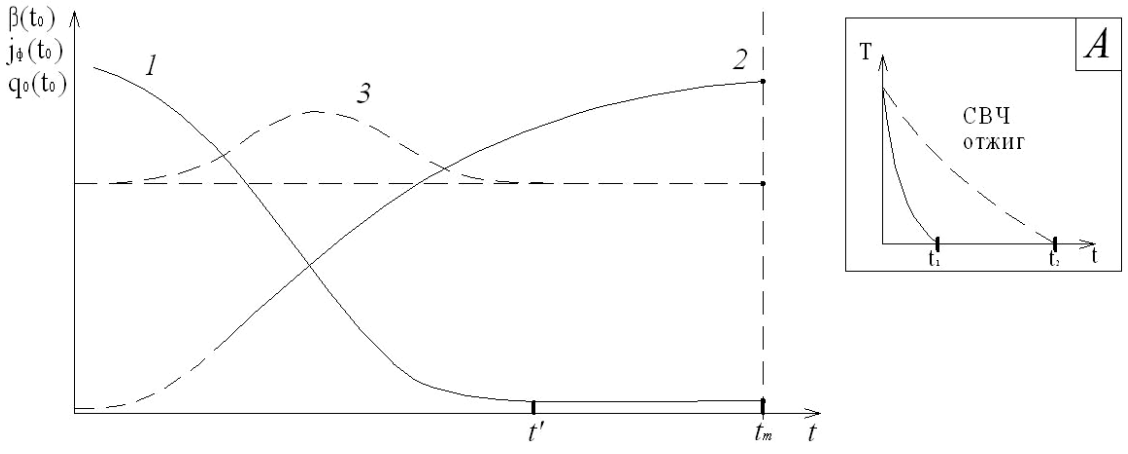


Рис. 2. Вариант с совмещением воздействия двух источников локального нагревания серебросодержащей пасты ИК и ТВЧ: *1* – зависимость коэффициента поглощения ИК-излучения пастой β от времени облучения t_0 – $\beta(t_0)$; *2* – зависимость плотности вихревых токов от времени воздействия электромагнитного поля t_0 – $j_ф(t_0)$; *3* – интегральное тепловыделение двух источников $q_0(t_0)$. Вставка *A*: остывание слоя серебра при отключении источников ИК и ТВЧ – *4*, и при проведении процедуры ВЧ-отжига серебряного электрода – *5*

3.6. Безынерционность отключения нагревателей и малая теплоемкость элементов системы позволяют точно устанавливать время работы нагревателей и управлять режимом остывания от минимального τ_1, определенного теплоемкостями, до τ_2 – необходимого для отжига электродов (см. рис. 2, вставка *А*). Отжиг проводится при воздействии только одного нагревателя – ТВЧ. Отметим, что лазерное воздействие может быть прекращено при t_1 ($t_1 < t_m$).

3.7. Величина t_m определяется опытным путем по достижению необходимого сцепления серебряного электрода с керамикой. Здесь, помимо кратковременной диффузии, действуют еще два механизма, способствующие сцеплению, которые будут пояснены подробно.

В предлагаемом процессе произведена замена твердофазной диффузии на более высокотемпературную диффузию из жидкого серебра в твердую керамику (аналогия с процессом паяния). Капиллярный эффект для жидкого серебра, которое непосредственно соприкасается с шлифованной поверхностью керамики, имеющей сеть мелких трещин, проявляется с особенностью, которая установлена опытным путем – с уменьшением ширины трещины *r* глубина затекания расплава в капиллярный зазор – *h* вначале возрастает, а затем падает [4]. Общеизвестная формула $h = (2\sigma/\rho g) \cdot 1/r$, предполагающая гиперболический закон $h \sim 1/r$, не выполняется (наблюдается отклонение от данного закона). Благодаря названной особенности капиллярного течения при пайке большие глубины проникновения не наблюдаются. Отметим, что и сама сеть мелких трещин при лазерном нагреве тоже претерпевает изменения – становится более развитой.

3.8. В предлагаемой модели диффузия и гетеродиффузия за короткое время не получают развития. Однако при создании активных центров в виде атом-вакансионных состояний на контактной поверхности дополнительно появляется соединение адгезионного типа [5]. Определенная роль в создании активных центров отводится флюсу, точнее – составу флюса. Отметим общие положения: время образования мономолекулярного слоя оксида на поверхности металла весьма короткое – 10^{-8} с [6], потому можно считать, что на поверхности всегда имеется слой оксидной пленки. Для удаления оксидных пленок с поверхности паяемого материала и припоя в процессе пайки, а также и для улучшения условий смачивания жидким металлом твердой поверхности керамики вводят флюс. Окисленные металл и керамика смачиваются флюсом лучше, чем неокисленные, что объясняется физико-химическим сродством компонентов флюса к оксидным пленкам. В процессе флюсования протекает химическая реакция между оксидами флюса и оксидными пленками жидкого серебра и керамики и могут возникать активные центры, способствующие адгезии.

4. Заключение

4.1. При получении серебряных электродов на поверхности керамического пьезоэлемента по технологии вжигания серебра из серебросодержащей пасты в печах в теплоизолированную систему включались тела большой теплоемкости; нагрев осуществлялся до температуры, близкой к значению 0,5 $T_{пл}$, и жидкая фаза серебра не создавалась. Физическая суть процесса – многочасовая твердофазная диффузия, ускоренная нагревом до температур, приближающихся к предплавильным, при определенной роли флюса, воздействующего на поверхности частиц серебра и пьезокерамики.

4.2. Предложенная модификация сводится к исключению теплоемких элементов, сосредоточению тепловыделения непосредственно в слое пасты, от которого прогреваются, в том числе, поверхностные слои керамики. Эффект локализации тепловыделения достигается благодаря созданию вихревых токов высокой частоты в частицах серебра и поглощению ИК-излучения в слое пасты, при рассеянии его высокодисперсными частицами серебра.

4.3. При обсуждении варианта с совмещенным применением двух видов нагревателей показано, что суммарная плотность тепловой мощности обеспечивает достижение температуры плавления серебра и продолжительность выдерживания слоя жидкого серебра на поверхности керамики, в присутствии флюса, необходимую, в частности, для проявления капиллярного эффекта в присутствии активных центров.

4.4. Особенность капиллярного течения жидкого серебра, состоящая в отклонении от гиперболического закона для глубин проникновения жидкости в микротрещины поверхностного слоя керамики, способствует достижению цели создания тонкого серебряного покрытия с высокой прочностью сцепления с керамикой.

4.5. Потребуется модификация состава и рецептуры приготовления флюса для достижения оптимальных адгезионных показателей серебряного покрытия, приготовленного за короткое время с участием жидкой фазы серебра.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *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.

2. *Григорьянц, А. Г.* Основы лазерной обработки материалов / А. Г. Григорьянц. – М. : Машиностроение, 1989. – 304 с.

3. *Вейко, В. П.* Лазерная обработка пленочных элементов / В. П. Вейко. – Л. : Машиностроение, 1986. – 248 с.

4. Краткий справочник паяльщика / под ред. И. Е. Петрунина. – М. : Машиностроение, 1991. – 224 с.

5. *Мусин, Р. А.* Соединение металлов с керамическими материалами / Р. А. Мусин, Г. В. Конюшков. – М. : Машиностроение, 1991. – 224 с.

6. *Фудзита, Ф.* Разрушение твердых тел : пер. с англ. / Ф. Фудзита. – М. : Металлургия, 1967. – 450 с.

УДК: 541.141.1; 535.343.1; 541.18; 537.226
ББК: 22.317 + 22.16 + 22.36

В. А. Титов

V. A. Titov

МЕХАНИЗМ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СПЕКАНИЯ НАПЫЛЕННОЙ ПЛЕНКИ
MECHANISM OF OSCILLATING DECAY OF FILM WITH NONEQUALIBRIUM STRUCTURE GET BY VAPOR DEPOSITION

Волгоградский государственный университет

Volgograd State University

E-mail: Detruanto@rambler.ru

Для пленки конденсата метана с хлором, приготовленной из газовой фазы при гелиевых температурах, приведены экспериментальные данные по температурным зависимостям колебаний спекания и структурно-чувствительного зондирования, а также наложению ультразвукового поля. Неравновесная структура моделировалась с применением ОДА-модели (DLA). Предложена детализация модельных представлений о механизме колебаний. Особая роль принадлежит капиллярному движению жидкоподобной среды при значительном вкладе эффектов самовоздействия с запаздыванием. Предварительно сформулированы необходимые и достаточные условия возникновения колебаний спекания, полезные при поиске подобных молекулярных систем и режимов приготовления пленок. Обсуждаются элементы предлагаемой структуры с незатухающими колебаниями спекания.

Ключевые слова: газовая фаза; конденсат; хлор; метан; неравновесная структура; ОДА-модель структуры; структурные ловушки; энергетические цепи; химическое превращение; вязкое течение; самовоздействие с запаздыванием; колебания; поворотные точки; автоколебательная система.

Photochemical zoned probe, oscillation of decay at some temperatures near glass- temperature and ultrasonic affect for film methane with chlorine, prepared by vapor deposition at 27K, was showed. However that, may be DLA-model was used to structure. Model of mechanism of oscillating decay was suggested. Capillary motion of liquid-similar media under affect of energetic chains, was discussed. Properties that are necessary and sufficient for observing oscillating regime of conglomeration of film was proposed. Elements of system without delay was discussed.

Keywords: by vapor deposition; chlorine; methane; nonequalibrium structure; DLA-model of structure; structure traps; energetic chains; activation of chemistry; activation of flow; self-action with delay; oscillations; turning-points; auto-oscillation system.

Введение

Продолжено изучение явления колебаний спекания [1]. Оно было обнаружено в пленке конденсата метана с хлором, приготовленной при гелиевых температурах из газовой фазы на подложке из плавленого кварца. Такая пленка рассматривается как пример колебательной системы нового типа. Однако в [1] не был предложен детальный механизм колебаний спекания, знание которого, в частности, позволяет не только уменьшить коэффициент затухания в системе, но и продвинуться в предложении схемы пленочной автоколебательной системы на основе этого явления. Поиску подобных молекулярных систем, и режимов приготовления стеклообразных пленок из них, способствует формулирование необходимых и достаточных условий возникновения колебаний спекания.

Анализ внешнего проявления колебаний сводится к тому, что на любом участке образца сменяют друг друга оптически прозрачные и

оптически мутные состояния. Для выяснения необходимых и достаточных условий спекания в колебательном режиме потребовались обобщение и систематизация результатов исследования структурно-неравновесных состояний стеклообразного конденсата при разных температурах, в частности, с применением структурно-чувствительного метода исследования, а также температурной зависимости поведения колебаний с приобщением результатов наложения ультразвукового поля на рассматриваемую пленку конденсата. Конденсат представлял собой реакционноспособную гомогенную смесь. О молекулах-парнерах известно, что между ними не возникает специфических взаимодействий и они не создают комплексов, что могло бы приводить к новым механизмам структурирования на стадии роста пленки. Наличие только вандерваальсовского взаимодействия между молекулами при их агрегировании на холодной подложке в 2D, затем в 3D кластеров-зародышей позволило, с учетом всей совокупности экспериментальных фактов, сделать выбор в пользу реализации дальней агрегации [1], что ведет к достижению сверхпересыщения аморфной структуры вакансиями. Выраженная анизотропия потенциала молекулы метана U (r, Θ, φ) и, соответственно, полиморфизм твердого метана [2], во-первых, благоприятствуют стеклообразованию при конденсации в условиях жесткой закалки из газовой фазы, во-вторых – способствуют созданию метастабильных дистанционных связей с неоптимальной ориентацией соседних молекул в локальных энергетических минимумах. Такие молекулы в «структурных ловушках» (st) отдают в фононную подсистему только часть своей энергии. По всем проявлениям такой конденсат следует считать энергоемким и способным к аккумуляции энергии на неоднородностях за счет одного из возможных коллективных эффектов, энергетических цепей в перколяционных кластерах аморфной структуры. Генерируемые энергетические цепи начинают выполнять функцию эффективного активатора в ряде процессов: массопереноса, химического превращения.

Управляемый лазерным лучом запуск фотохимической реакции между реагентами, составляющими аморфную структуру конденсата, стал в работе тем структурно-чувствительным зондом, который в достаточной мере позволил судить об активности среды, прямо связанной с состоянием ее неравновесной структуры. Метод зондирования фотолизом позволил на выбранных ограниченных площадках, засвечиваемых лазерным лучом и занимавших только 0,5 % всей площади образца (далее «реакторах»), многократно и системно изучить проявление активности среды по отношению к протеканию фотохимического превращения при различных температурах. Метод позволил определить связанную с состоянием структуры температуру стеклования T_g и далее изучить температурные зависимости темпов фотохимического превращения по обе стороны от T_g, т. е. при $T< T_g$ и $T>T_g$, выделяя близкую окрестность T, как область аномального стеклования. Следует заметить, что температура подложки при напылении T_0 составила 0,3 T_m – температуры плавления метана. Учитывая разбавление по газу 1:5, поддерживаемое в течение всей получасовой продолжительности приготовления образца, из молекулярных пучков средней интенсивности, отметим, что хлор можно считать примесью к метану, а метан – матричным газом. Примесь хлора – это дополнительный стерический фактор, способствующий стеклованию и формированию неравновесной аморфной структурной сетки с большой плотностью структурных ловушек в ней.

Обратившись к предварительному перечислению необходимых условий возникновения колебаний спекания, назовем: 1) достижение сверхпересыщения вакансиями, что включает экстремально неравновесную структуру стеклообразного конденсата; 2) энергоемкость, обеспеченную всей совокупностью структурных ловушек; 3) наличие перколяционного кластера в структурной сетке стекла. В качестве достаточных условий колебаний спекания укажем: жидкоподобное поведение образца, которое имеет место в области аномального стеклования и выше по температуре; а также проявление эффектов самовоздействия в активной среде с запаздыванием по времени, которые будут обсуждены в работе.

Эксперимент

Будет рассмотрено получение двух связанных температурных зависимостей: 1) зависимости колебаний спекания от температуры;

2) температурной зависимости количественной характеристики зондирующего лазерного фотолиза – квантового выхода расхода молекул хлора в реакторе Y (схема реакции приведена в [3]):

$$Y = (dD/dt)/ \sigma \cdot I_0,$$

где σ – сечение поглощения в полосе диссоциативного поглощения молекулы Cl_2 на λ_1=337nm; $\sigma=2\cdot10^{-19}sm^2$; I_0 – интенсивность фотолизующего пучка азотного лазера (использовался также и He-Cd лазер с λ=325nm), $I_0=5\cdot10^{16}\ sm^{-2}\cdot s^{-1}$; D – оптическая плотность реактора на длине волны λ_1.

В результате обработки зависимостей Y(T) на восходящем участке с преобладающей термической активацией получены эффективные энергии активации E_a, kJ/mol, численные значения которых соотносились с количеством наблюдаемых полных колебаний спекания в образце, что, в свою очередь, позволило поделить на части весь процесс релаксации структуры. Этот процесс из плавного асимптотического для малых пересыщений вакансиями превратился в колебательный для сверхпересыщенной экстремально-неравновесной аморфной структуры. Конечной стадией колебательной структурной релаксации было достижение равновесной аморфной структуры, которой присущи – близкая к нулю плотность энергии в структурных ловушках $q_{st} \to 0$ и невырожденная аморфная структурная сетка с конфигурационной энтропией $S_k \to 0$.

Резюме исследования температурной зависимости колебаний спекания для четырех выделенных состояний, нумерация которых увеличивается по мере релаксации (№ 1 – исходная сильнонеравновесная, … № 4 – равновесная аморфная структура, в которой прекратилось самовоздействие), будет изложено в тесной связи с обсуждением зависимостей Y(T).

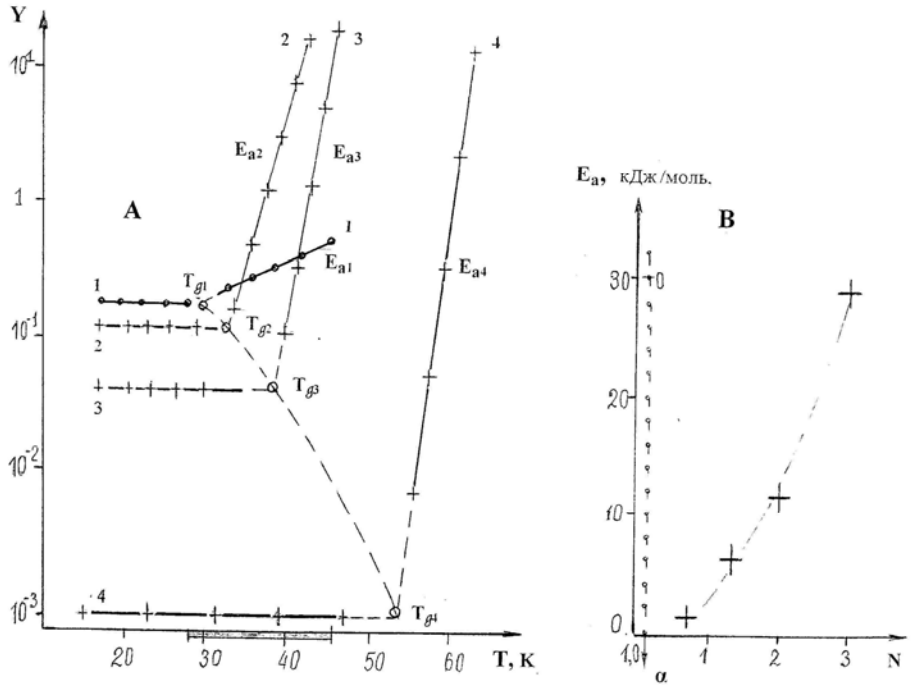


Рис. 1, *часть А*. Температурная зависимость квантового выхода расхода молекул хлора Y в реакторе, созданном лазерным пучком с длиной волны λ_1 = 337 nm, в пленке стеклообразного конденсата метана с хлором при температурах от 13 до 57 К: *1*; *2*; *3*; *4* – различные состояния неравновесной структуры спекающегося в колебательном режиме конденсата: *1* – до первого колебания; *2* – после первого колебания; *3* – после второго колебания спекания; *4* – образец с равновесной структуры после третьего колебания спекания и ультразвукового отжига в области аномального стеклования. **E_{a1}, E_{a2}, E_{a3}, E_{a4}** – эффективные энергии активации при разных состояниях структурной неравновесности; **T_{g1}, T_{g2}, T_{g3}, T_{g4} –** температуры стеклования для разных состояний структурной релаксации, отсчет которых дается количеством полных колебаний спекания; *часть В*: Эффективная энергия активации фотохимического превращения в реакционно-способном стекле метана с хлором **E_a** при разных неравновесностях структуры измеряемых количеством N колебаний спекания, которые прошли в образце. Полным колебанием считалось прохождение процессов от «просветления» до «просветления»; α(N) – введенная в работе мера активности среды при дискретизации релаксации неравновесной структуры посредством счета колебаний спекания

Дело еще и в том, что с помощью графика Y(T) определялись $T_{g\,1}$, $T_{g\,2}$, $T_{g\,3}$, $T_{g\,4}$ – температуры стеклования для каждого из четырех состояний. Фазы колебаний спекания отсчитывались своеобразно (из удобства экспериментатора), например: отсчет «до первого колебания», затем «после первого колебания». Процесс колебаний был в развитии в состояниях *1* и *2*, и в состоянии *3* система еще способна была совершить последнее полное колебание (от «просвет-

ления» до «просветления») с последующим выходом на асимптотику. Основной результат исследования температурной зависимости колебаний спекания состоит в фиксации-«замораживании» соответствующей фазы колебания при охлаждении ниже T_{g1}, T_{g2}, T_{g3}. При нагревании выше температур стеклования фаза вновь становилась функцией времени: $\Phi(t) = 2\pi t/T_s + \Phi_1$, где Φ_1 – «замороженная» фаза; T_s – временной интервал от «просветления» до «просветления», условно именуемый периодом колебания, зависящий от активности среды, температуры и наличия внешних воздействий (например, ультразвукового поля).

Результаты исследования температурных зависимостей Y(T) для четырех состояний представлены на рис. 1, часть А. Численные значения Y* (уровень Y на низкотемпературном пределе скорости фотохимической реакции, НТП), T_g и E_a для четырех состояний сведены в таблицу. Отдельным столбцом представлен Y при T = 42 K. Обращает на себя внимание значение Y = 10, что означает развитие длинных цепей химического превращения. В состоянии *2* сформировались оптимальные условия для развития длинных цепей – более равновесная структура с меньшим числом неоднородности, на которых обрываются химические цепи, и еще достаточно высокое значение q_{st}. Пары значений E_a и номера колебаний N дополнительно представлены на рис. 1, часть В.

Состояние активности среды	Y*	T_g, K	Y при T = 42 K	E_a, kJ/mol
1. До первого колебания спекания	0,2	27	0,6	1
2. После первого колебания спекания	0,12	33	10	6
3. После второго колебания спекания	0,06	38	0,6	11
4. После третьего колебания спекания и ультразвукового отжига	<0,001	53	–	29

Отсчет T_g соответствует «точке перелома», полученной эстраполяцией соответствующих «плато» НТП и восходящих ветвей с преобладающей термической активацией (Больцман – Аррениус). Близкая окрестность T_g – это область аномального стеклования [4], для которой не указаны экспериментальные точки. Заметим, что все продолжительные наблюдения колебаний спекания для состояния № 1 проводились при выдерживании образца в области аномального стеклования. При зондировании фотолизом в этой области требуется особая методика, учитывающая проявление структурного гистерезиса.

Для получения пар отсчетов Y и T на восходящих ветвях зависимостей применялся однотипный алгоритм «забросов»: выдерживание темпа нагревания 4K/min при старте от T_g, вырабатывание 15 % молекул хлора в реакторе, получение 4–5 отсчетов Y. После однократного нагревания образец считался непригодным, за исключением состояния № 4, отрелаксировавшего и «отожженного» ультразвуком.

Вышеперечисленные результаты получены для пленки конденсата, осажденного на подложке из плавленого кварца. Проверялось, существенно ли ориентирующее влияние материала подложки на формирующуюся структуру конденсата. Условия структурно-геометрического сопряжения в паре изменялись путем смены подложек. Применялись две кристаллические – флюоритовая (CaF_2) и кварцевая (SiO_2), аморфная – плавленый кварц и металлическая подложка из меди. Установлено отсутствие влияния материала подложек на нарастающую неориентированную собственную структуру пленки.

Применительно к методике лазерного фотолиза проверялись: выполнение закона Бугера–Ламберта – Бера и отсутствие лазерного разогрева в зоне реактора при использованной интенсивности пучка I_0.

В опытах с наложением ультразвукового поля проводился целенаправленный поиск формы сигнала, обеспечивающей наибольшую эффективность этого внешнего воздействия на структуру конденсата, т. е. проявление отклика, сходного с резонансом. В [1] приведена форма возбуждающего сигнала для пьезоэлементов, в спектре которого присутствовала полоса частот, обеспечившая столь заметное ускорение процессов, что три полных колебания протекали не за 200 min, а за 15 min, причем первые два занимали всего несколько минут. Обнаруженный резонансный отклик коррелирует с предположением о существовании характерного размерного параметра субструктуры.

Обсуждение

На рис. 1, часть *B*, по оси абсцисс отложено число полных колебаний спекания N. По оси ординат отсчитана эффективная энергия активации фотохимического превращения в реакционноспособном стекле с разной степенью неравновесности структуры – E_a, в kJ/mol. Также на оси ординат отложена предлагаемая в работе мера активности неравновесной среды α (возрастает сверху вниз). Наибольшая активность α = 1,0 приписывается исходному состоянию – образец № 1, с E_{a1} = 1 kJ/mol; наименьшая активность у образца № 4 с E_{a4} = 29 kJ/mol. Сравнивать следует с E_a =16 kJ/mol в газовой фазе [5, 6].

Анализ совокупности опытов со стеклообразными конденсатами разной степени структурной неравновесности позволяет разделить температурные области с твердоподобным и жидкоподобным поведениями. НТП-«полка» на графике Y(T) объясняется неизменяемостью коэффициентов диффузии при твердоподобном поведении и условий для протекания энергетических цепей в «замороженном» перколяционном кластере. В практике матричной изоляции [7, 8] твердоподобное поведение именуется «жесткой матрицей», указываются значение температуры $T<0{,}3\ T_m$, при которых отсутствуют структурные перестройки матрицы и не наблюдается диффузия изолированных в ней частиц. Интервал температур от 0,3 до 0,5 T_m рекомендован для «отжига» матрицы.

Тот факт, что колебания спекания «включаются» или «размораживаются» в области жидкоподобного поведения связывается в работе с появлением у среды способности к массопереносу посредством перетекания. Конкретизируя, отметим, что в предлагаемой модели колебаний спекания явлению капиллярного передвижения жидкоподобной среды, при наличии самовоздействия этой среды, отводится важная роль.

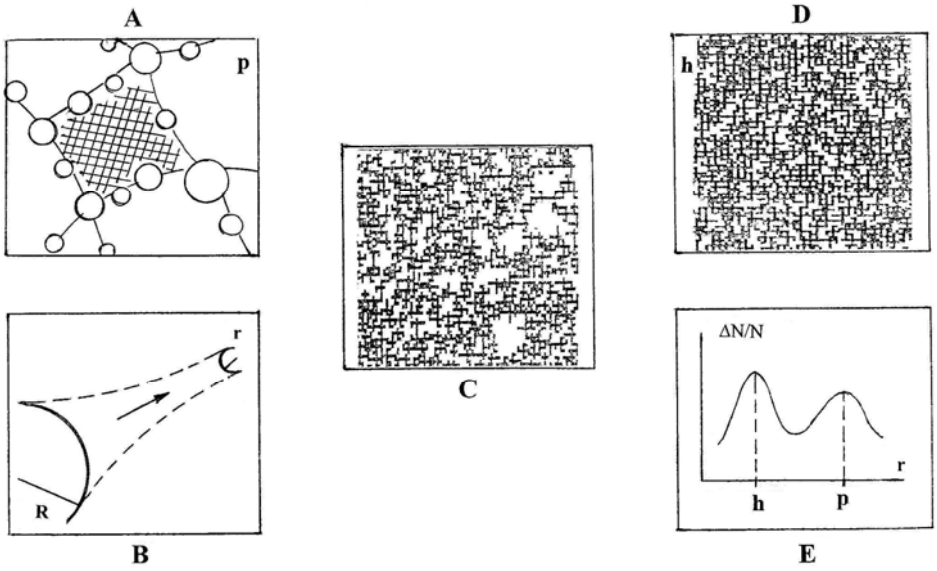


Рис. 2. К феноменологичекой модели колебаний спекания в области аномального стеклования при $T \geq T_g$ для конденсата, пересыщенного вакансиями и обладающего экстремальной структурной неравновесностью: *части A и D*. Поворотные точки при колебаниях спекания: **p** (pore) и **h** (homogeneous); **p** – диссипативная структура с крупными порами; **h** – равномерное распределение малых агрегатов вакансий; *часть C*. Фрагмент машинно-симулированного по ОДА-модели перколяционного кластера для промежуточного состояния, соответствующего наибольшей плотности потока капиллярного движения жидкоподобной среды; *часть B*. Кривые поверхности границ раздела, приводящие при жидкоподобном поведении среды к капиллярному течению; поток увлекает и вакансии, прекращая рост крупной поры и приводя к последующему ее развалу на малые агрегаты вакансий; *часть E*. Модельное совмещение двух распределений $(\Delta N/N)_1$ и $(\Delta N/N)_2$ пор и агрегатов вакансий по размерам **r** для поворотных точек **h** и **p**

На рис. 2 (*A*, *B*, *C*, *D*, *E*) частично иллюстрируются составляющие состояния и процессы предлагаемой модели явления колебаний спекания. Достижение резонансного отклика при внешнем воздействии ультразвуком на структурную реорганизацию конденсата стало экспериментальным обоснованием для привлечения представлений о диссипативной структуре. Многократное ускорение процессов в спекающемся конденсате обосновывает предположение о возрастании доли участия энергетических цепей, активационно воздействующих на вязкое течение и увеличивающих коэффициент диффузии до «предплавильных» значений. Такой смысл вкладывается в понятие «самовоздействие на собственное перетекание» самой

активной средой. Для единичного объема среды обозначим работу самовоздействия – A*.

Также резонансный отклик дает основание для предположения о существовании характерного размерного параметра возникающей в пространстве образца и исчезающей через половину периода T_s диссипативной структуры, создаваемой крупными порами. На рис. 2, в части *A*, эта поворотная точка колебательного процесса названа «p» (pore). Она соответствует наблюдаемому оптически мутному состоянию. Вторая поворотная точка иллюстрируется на рис. 2, часть *D*, и соответствует оптически прозрачному состоянию образца. В этом состоянии крупные поры уже «рассыпаны» (со значительным увеличением площади поверхности и, соответственно, поверхностной энергии) на распределенные равномерно малые агрегаты вакансий. Между ними уже нет градиента кривизны поверхностей границ раздела фаз. Обозначение этого состояния на рисунке – «h» (homogeneous), поверхностная энергия в единичном объеме среды – q_π. Колебательной эволюции из p в h присуще: $q_{\pi 2} > q_{\pi 1}$.

На рис. 2 в частях *C* и *D* представлены фрагменты машинно-симулированных перколяционных кластеров, полученных на квадратной решетке по ОДА (DLA, ограниченная диффузией агрегация) модели [9]. Предполагается, что они удовлетворительно иллюстрируют этапы эволюции структуры при определенных Ф. На рис. 2, часть *C*, показано состояние колебательного процесса, наиболее соответствующее наличию капиллярного течения жидкоподобной среды конденсата.

Распространенный в природе процесс капиллярного передвижения жидкости, применительно к колебаниям спекания, иллюстрируется на рис. 2, часть *B*. Представление поры как почти сферической границы раздела аморфной среды, способной перетекать, и ее насыщенного пара приводит к представлениям о кластере со многими встроенными кривыми поверхностями разной кривизны, под которыми возникает лапласово снижение давления. На рис. 2, часть *B*, показан условный капилляр (ограничен пунктирными линиями), на концах которого поддерживаются разные давления. Стрелка соответствует вектору плотности потока переноса массы и направлена от крупной поры к мелкой. Возникающий поток молекул увлекает все структурные элементы надмолекулярной организации, в том числе вакансии и структурные ловушки. Здесь уместно вновь упомянуть эффект самовоздействия (иначе говоря, проявления автокаталитических свойств) – интенсифицируются выходы молекул из структурных ловушек и развитие цепей, обрывающихся на неоднородностях текущей структуры. Такие энергетические инъекции могут приводить к особенностям в количественных показателях плотностей потоков, а именно: при $T = 0{,}3T_m$ они могут быть такими как при $T=0{,}9T_m$. Поток молекул, увлекший малые агрегаты вакансий, продвигает их в направлении от крупной поры к более мелкой и приводит к тому, что рост крупной поры прекращается. К мелкой поре, наоборот, подтекают новые агрегаты вакансий. При этом действующие градиенты кривизны уменьшаются. Полный «развал» крупной поры напоминает движение физического маятника по инерции к точке поворота, в рассматриваемом случае – через положение равновесия, к точке поворота h.

Проследим превращения энергии при эволюции структуры от точки поворота p, присвоив ей индекс 1, к h, которой припишем индекс 2: $-[(q_{\pi 2} + q_{st2}) - (q_{\pi 1} + q_{st1})] = A^*$. Отметим, что $q_{\pi 2} > q_{\pi 1}$, при этом $q_{st2} < q_{st1}$, но $/\Delta q_\pi/ < /\Delta q_{st}/$. Состоянию p соответствует минимальная поверхностная энергия и наибольший градиент кривизны поверхностей. Однако это не приводит к немедленному достижению максимальной плотности потока текущей среды из-за эффекта запаздывания при самовоздействии.

Проводя аналогию с процессами в электрическом колебательном контуре, отметим, что аналогом явления самоиндукции выступает капиллярное движение нелинейной жидкоподобной среды с выраженными эффектами самовоздействия на активацию собственного вязкого течения.

На рис. 2, часть *D*, показано модельное совмещение двух распределений неоднородности структуры по величине их эффективного размера r для состояний p и h. Полное колебание – это движение h-p-h, что соответствует наблюдавшейся эволюции от оптически прозрачного через оптически мутное, вновь к оптически прозрачному.

Модельные представления, развитые в работе, дополняют деталями ранее предложенный подход [1] к изучению явления колебаний спекания.

На рис. 3, часть *A*, показан образец со свободной поверхностью, которая создает граничное условие полной проницаемости (прозрачности) для вакансий; здесь воспроизводятся условные слои по толщине пленки, введенные в [1].

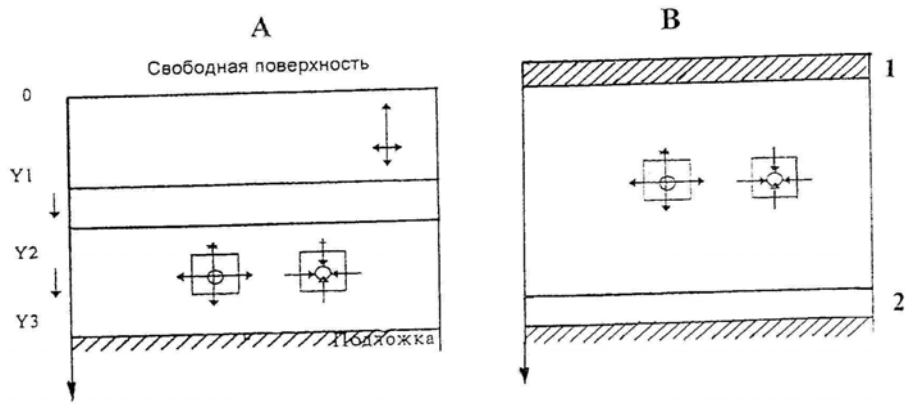


Рис. 3. Изменение граничных условий и инжекция повреждений структуры, создание новых вакансий и структурных ловушек с целью уменьшения затухания колебаний и построения автоколебательной системы: *часть А*. Пленка конденсата, имеющая верхнюю границу раздела, прозрачную для вакансий – «свободная поверхность». Условное деление на части, из которых только в нижней части «Y2 – Y3» происходят переключения «сток-исток» для вакансий, т. е. колебания спекания [1]; *часть В*. Изменение граничных условий для вакансий – создание непрозрачной стенки *1*; введение слоя *2*, инжектирующего радиационные повреждения структуры в непрерывном режиме

Сделанное ранее предположение о возможности создания незатухающих колебаний спекания получает развитие, иллюстрируемое на рис. 3, часть *В*. Предлагается изменить граничное условие на отметке 0 вертикальной оси, установив слой *1*, представляющий собой барьер, непроницаемый для вакансий. Поддерживается изотермичность конденсата – величина А* отводится в резервуар. Смена граничного условия уменьшает коэффициент затухания, но для получения незатухающих колебаний требуется восполнение q_{st}. Представляется, что это следует делать в состоянии h. В частности, в качестве варианта может быть предложен следующий физический механизм создания повреждений структуры: гамма-радиационный. Функция инжектора вакансий и структурных ловушек приписывается слою радиоактивного материала *2*. В этой схеме, с барьерным слоем *1* и инжектирующим слоем *2*, возможно совмещение функций слоев *1* и *2*. Однако организация синхронизации «включения-выключения» инжектора такого типа проблематична, что стимулирует поиск вариантов.

Заключение

При перечислении необходимых условий возникновения колебаний спекания в пленке конденсата метана с хлором на первых позициях будут: предпосылки для реализации дальней агрегации при росте пленки, достижение сверхпересыщения вакансиями и высокая плотность структурных ловушек, далее – наличие условий для проявления коллективных эффектов, а именно – перколяциолнного кластера в структурной сетке стекла; агрегация вакансий с образованием пор и наличие поверхностей раздела разной кривизны. Следующими назовем возможности для проявления самовоздействия при условиях, возникающих вблизи точки стеклования. К достаточным условиям отнесем приобретение средой свойств жидкоподобного поведения и способности к капиллярному движению массы и, особенно, столь значительный вклад эффектов самовоздействия на вязкое течение, обладающих свойством запаздывания. В итоге система обогащается присутствием явления, аналогичного явлению самоиндукции в электрическом колебательном контуре.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Титов, В. А*. Осциллирующее спекание напыленной пленки / В. А. Титов // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. научн. ст. № 3 (63) / ВолгГТУ. – Волгоград, 2010. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 4). – С. 56–63.

2. Yamamoto, Kataoka, Okada. // J. of Chem. Phys. – 1977. – Vol. 66. – № 6. – P. 2701.

3. *Бендерский, В. А*. Кинетика фотолиза хлора в механически-напряженных матрицах метана при 15-60К / В. А. Бендерский, В. А. Титов, П. Г. Филиппов // Докл. АН СССР. – 1984. – Т. 278. – С. 1157.

4. *Сандитов, Д. С*. Физические свойства неупорядоченных структур / Д. С. Сандитов, Г. М. Бартенев. – Новосибирск : Наука, 1982. – 256 с.

5. Bell T.M. Perkins K.A. Perkins P.G. J. Chem.Phys. – 1977. – Vol. 81. – P. 2611–2616.

6. *Сергеев, Г. Б.* / Г. Б. Сергеев, А. В. Пуховский, В. В. Смирнов // Докл. АН СССР. – 1981. –Т. 252. – С. 685–689.

7. Криохимия / под ред. М. Московиц, Г. Озин ; пер. с англ. В. А. Батюк, И. А. Леенсон. – М.: Мир, 1979. –594 с.

8. *Крейдок, С*. Матричная изоляция / С. Крейдок, А. Хинчклиф ; пер. с англ. А. К. Мальцева. – М.: Мир, 1978. – 173 с.

9. *Федер, Е*. Фракталы / Е. Федер ; пер. с англ. Ю. А. Данилова. – М.: Мир, 1987. – 254 с.

УДК 537.226.33

Лыу Тхи Ньян[1], А. Г. Шеин[1], С. В. Медников[1], А. И. Бурханов[2]
Luu Thi Nhan[1], A. G. Shein[1], S. V.Mednhikov[1], A. I. Burkhanov[2]

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ НИЗКО- И ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ SBN

THE INFLUENCE OF LIGHT ON PROCESSES OF POLARIZATION LOW- AND INFRALOW FREQUENCY RELAXATION IN FERROELECTRIC BARIUM-STRONTIUM CERAMIC

[1]Волгоградский государственный технический университет
[2]Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
[1]Volgograd State Technical University
[2]Volgograd State Architectural and Engineering University
E-mail: luunhan20686@gmail.com

Исследовано влияние освещения сегнетоэлектрической керамики SBN-75 белым цветом от светодиода мощностью 0,15 мВт на характер диэлектрического отклика в средних и сильных электрических полях. Установлено, что освещение видимым светом влияет на характер релаксации объемного заряда.

Ключевые слова: петля гистерезиса поляризации, эффективная диэлектрическая проницаемость, эффективные диэлектрические потери, диэлектрический отклик, размытый фазовый переход.

The influence of illumination by the white light from the LED with power 0.15 mW on the nature of the dielectric response in ferroelectric ceramics SBN-75 with the medium and strong electrical fields applied is investigated. It is found that the visible light affects mainly on the relaxation of space charge.

Keywords: the loop of polarization hysteresis, the effective dielectric constant, the effective dielectric loss factor, dielectric response, diffuse phase transition.

Введение

Известно [1], что сегнетоэлектрический (СЭ) материал состава $Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb_2O_6$ (SBN-75) является релаксором, то есть сегнетоэлектриком с размытым фазовым переходом, у которого наблюдается сильная частотная зависимость температуры T_m, соответствующей максимуму диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(T)$. Данный материал привлекает внимание исследователей в качестве фоточувствительного сегнетоэлектрика [2, 3]. В настоящее время изучение светочувствительных материалов особенно актуально. Например, интерес к фотоотклику субмикронных структур типа M/Pb(ZrTi)O_3(PZT)/M при облучении их светом видимого или УФ-диапазона связан с возможностью применения фотовольтаического тока [2, 4] для неразрушающего считывания информации.

Такие особые свойства сегнетоэлектриков-релаксоров привлекательны как в прикладном, так и фундаментальном аспектах, так как позволяют существенно расширить область применения активных диэлектриков в современной радиоэлектронике и уточнить некоторые физические модели, описывающие свойства сегнетоэлектрических материалов с размытым фазовым переходом.

Одним из таких материалов является керамика SBN-75, исследование фоточувствительных характеристик которой, в частности, изучение влияния освещения белым светом малой интенсивности на характер низко- и инфранизкочастотного диэлектрического отклика, представляет несомненный интерес.

Образцы и методика измерений

Образец для исследований, приготовленный в институте физики твердого тела Латвийского государственного университета с использованием обычной керамической технологии, представлял собой керамику барий-стронциевого ниобата $Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb_2O_6$ (SBN-75), в форме пластины размерами 6,0 × 5,0 × 0,88 мм с электродами из проводящей пасты на серебряной основе.

Исследовалось влияние освещения белом светом от светодиода мощностью 0,15 мВт на характер диэлектрического отклика образца в области размытого фазового перехода. Измерение эффективных диэлектрических проницаемостей проводилось с использованием модифицированной схемы Сойера – Тауэра при различных значениях электрического поля E на частотах 0,1; 1,0; 10 Гц.

Эффективные диэлектрические параметры (действительная $\varepsilon'_{\text{eff}}$. и мнимая $\varepsilon''_{\text{eff}}$ составляю-

щие комплексной диэлектрической проницаемости, а также тангенс угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}}$) определялись согласно следующим соотношениям:

$$\varepsilon'_{eff} = P_E / \varepsilon_0 E_m \,,\ \varepsilon''_{eff} = \mathrm{tg}\delta \cdot \varepsilon'_{eff} \,,$$

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{S}{\pi E_m P_E},$$

где E_m – амплитуда синусоидального поля при измерении петель поляризации; P_E – значение поляризации при поле E_m; ε_0 – электрическая постоянная, S – площадь петли сегнетоэлектрического гистерезиса.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 показано поведение петель поляризации (ПП) на частоте измерительного поля ν = 0,1 Гц для трех температур: T = 14 °C, T = 23 ºC и T = 62 ºC при условии, когда образец не освещался (*а*) и при освещении образца (*б*). Отметим, что выбранные значения температур (T = 62 °C, T = 23 ºC и T = 14 ºC) находятся внутри области размытого фазового перехода в керамике SBN-75, о чем было показано ранее в [5] при измерении температурных зависимостей $\varepsilon'(T)$ и $\varepsilon''(T)$ в слабых полях.

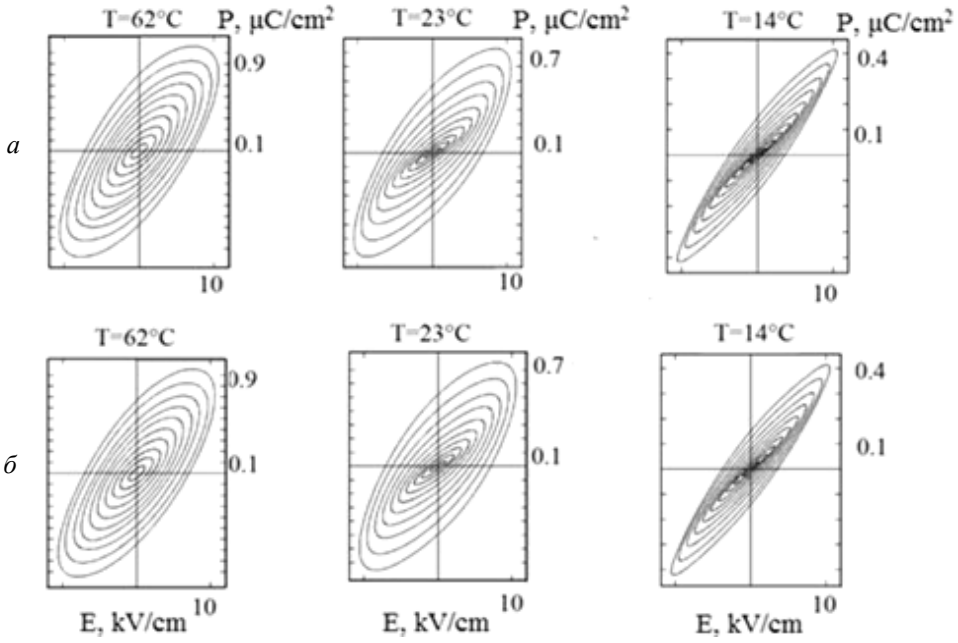


Рис. 1. Петли поляризации керамики SBN-75 в зависимости амплитуды поля для частоты измерительного поля 0.1 Гц при различных температурах T = 62 °C, T = 23 °C и T = 14 °C для неосвещенного (*а*) и освещенного образца (*б*)

Помимо того, что данный материал проявляет релаксорные свойства, в [5] было также установлено заметное возрастание в этом материале диэлектрических потерь при частотах ν менее 10 Гц, что связывалось с влиянием процессов проводимости в керамике SBN-75 при температурах выше +80 °C.

Из рис. 1 видно, что при T = 62 °C на частоте 0,1 Гц существенно проявляется релаксация поляризации, выражающаяся в овалообразной форме петель, что согласуется с выводами [5] о существенном влиянии проводимости в исследуемой области температур данного материала. Как видно из рис. 1, понижение температуры до T = 23 °C не изменяет общего характера ПП, и только при температуре ниже комнатной (T = 14 °C) заметен типичный отклик сегнетоэлектрического материала, где наблюдается рэлеевский характер петель поляризации при амплитудах прикладываемых полей, меньших коэрцитивных [6]. Таким образом, в данном случае выделить сегнетоэлектрическую поляризацию на такой низкой частоте можно только при температурах $T < T_{ком}$, так как при более высоких температурах она полностью «подавляется» процессами релаксации не сегнетоэлектрической природы.

Из сравнения ПП при T = 62 °C для освещенного и неосвещенного образца выявляется, что освещение уменьшает общую площадь петли поляризации – петли сужаются. Для определения количественных оценок по влиянию освещения на характер поляризационных процессов авторами использовались так называемые

эффективные параметры, получаемые при компьютерной обработке ПП – эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon'_{\text{eff}}$, эффективные диэлектрические потери $\varepsilon''_{\text{eff}}$ и эффективный тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_{\text{eff}}$.

На рис. 2 представлены полевые зависимости $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ на частоте 0,1 Гц при T = 62 °C до и после освещения керамики SBN-75. Из этого рисунка следует, что как в одном, так и в другом случае возникают аномалии на кривых $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$: в первом случае (*а*) – в виде локального максимума $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ при напряженности электрического поля $E \approx 8 \div 8{,}5$ кВ/см и в виде плато на кривой $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ в области $6 \div 8$ кВ/см; во втором (*б*) – в виде плато $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ при $E \approx 8 \div 10$ кВ/см и в виде излома кривой $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ в области $E \approx 7 \div 8$ кВ/см.

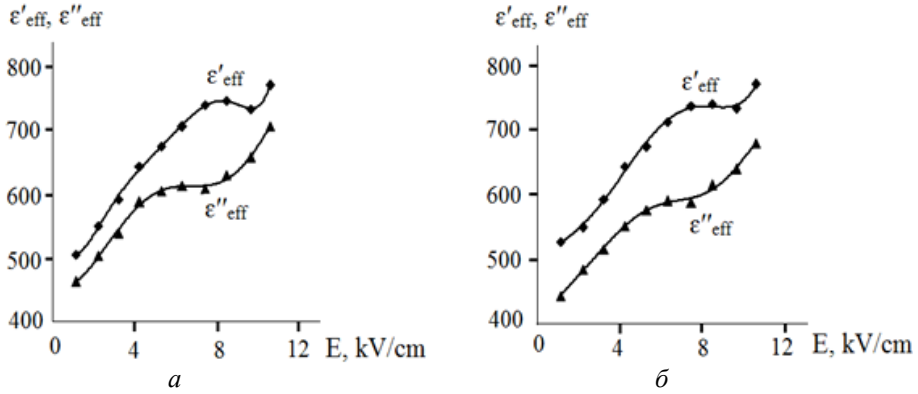


Рис. 2. Полевые зависимости $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ на частоте 0,1 Гц при T = 62 °C для неосвещенного (*а*) и освещенного (*б*) образца SBN-75

Данное поведение характеристик процесса поляризации при T = 62 °C (меньшей, чем T_m) может указывать на то, что дополнительный максимум $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ образуется вследствие насыщения поляризации $P(E)$ и что поле, при котором возникает размытый максимум $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ соответствовало бы коэрцитивному полю E_c, когда сегнетоэлектрический материал, находящийся в полярной фазе, начинает «переключаться» при подаче сильного внешнего поля. Однако вид петель поляризации при T = = 62 °C (рис. 1), где они при всех амплитудах представляют собой практически овалы, не позволяет связать проявление отмеченных аномалий с сегнетоэлектрическим характером переключения поляризации.

Наиболее вероятной причиной данных аномалий является существенная релаксация объемного заряда при T = 62 °C и частоте 0,1 Гц.

Необходимо учитывать то, что при обработке ПП в компьютерной программе фиксируется значение поляризации P_E при максимальной амплитуде $E_{\max}$, когда, в случае сегнетоэлектрического материала, поляризация практически всегда имеет максимальное значение. В случае овальных петель поляризации максимальной амплитуде поля соответствует меньшее значение поляризации, чем наблюдаемое при уменьшении напряженности поля – «обратном ходе» петель (рис. 1). Вследствие этого при увеличении амплитуды $E_{\max}$, когда значения поляризации мало чем отличаются при прямом и обратном ходе, сначала наблюдается рост значений $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$, а затем, при больших амплитудах (E ~ 8,5 кВ/см), рост $\varepsilon'_{\text{eff}}$ замедляется и образуется локальный минимум $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$.

При дальнейшем повышении амплитуды вновь происходит увеличение значений $\varepsilon'_{\text{eff}}$, и особенно $\varepsilon''_{\text{eff}}$. Этот рост связан с тем, что при превышении некоторой величины электрического поля ($E_{\text{кр}}$) существенно возрастает вклад сквозной проводимости в образце. Такое явление наиболее ярко заметно в поведении тангенса потерь $\text{tg}\delta_{\text{eff}}$, амплитудные зависимости которого представлены на рис. 3.

Из сравнения значений полученных эффективных параметров в неосвещенном и освещенном образце следует, что влияние освещения проявляется именно в изменениях $\text{tg}\delta_{\text{eff}}$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}$. Освещение приводит, во-первых, к понижению значений $\varepsilon''_{\text{eff}}$, во-вторых, к сдвигу положения аномалии $\varepsilon'_{\text{eff}}(E)$ и $\varepsilon''_{\text{eff}}(E)$ в сторону

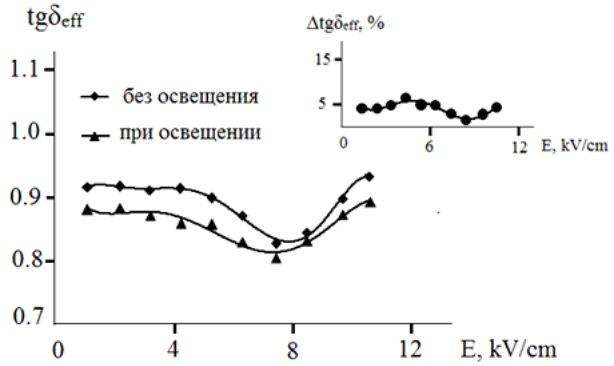


Рис. 3. Полевые зависимости $\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}}(E)$ на частоте 0.1 Гц при температуре T = 62 °C. Врезка иллюстрирует поведение относительного изменения $\Delta\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}}$ после освещения образца:

$$\Delta\mathrm{tg}\delta_{\mathrm{eff}} = \left(\mathrm{tg}\delta_{eff_нет} - \mathrm{tg}\delta_{eff_свет}\right) \Big/ \mathrm{tg}\delta_{eff_\max}$$

больших амплитуд E. Учитывая то, что основной вклад в релаксацию поляризации вносит объемный заряд вследствие повышения проводимости при $T > T_{ком}$, то выявленное уменьшение диэлектрических потерь при освещении образца связано с влиянием данного типа освещения именно на проводимость материала.

Согласно [3], при освещении сегнетоэлектрика появляются неравновесные носители, которые, в данном случае, будут приводить к уменьшению объемного заряда за счет компенсации заряда на границах зерен и приэлектродных областях, что способствует уменьшению влияния объемного заряда на процессы релаксации поляризации.

Таким образом, из полученных результатов можно заключить, что освещение видимым светом влияет, в основном, на характер релаксации объемного заряда в керамике SBN.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Лайнс, М.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы / М. Лайнс, А. Гласс. – М.: Мир, 1981. – 736 с.

2. *Glass, A. M.* Highvoltage Bulk Photovoltaik ettect and the Photovoltaik ettect and the Photorefractive process in $LiNbO_3$ / A. M. Glass, D. Von der Linbe, T. J. Nerren // Appl. Phys. Lett., 1974. – Vol. 25. – No 4. – P. 233–236.

3. *Фридкин, В. М.* Фотосегнетоэлектрики / В. М. Фридкин. – М.: Наука, 1979. – 264 с.

4. Тонкопленочный конденсатор M/Pb(ZrTi)O_3/M как поляризационно-чувствительный фотоэлемент / Л. А. Делимова [и др.] // ФТТ. – 2009. – Т. 51. – Вып. 6. – С. 1149–1153.

5. *Bormanis, K.* Relaxor Properties of Barium-Strontium Niobate Ceramics / K. Bormanis, A. I. Burkhanov, S. V. Mednhikov, L. T. Nhan, A. Kalvane, M. Antonova // Ferroelectrics, 2011. – Vol. 417. – No 1. – P. 58–62.

6. Барфут, Дж. Полярные диэлектрики и их применения / Дж. Барфут, Дж. Тейлор. – М.: Мир, 1981. – 456 с.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ МЕТРОЛОГИИ

УДК 681.58

Ю. П. Муха, В. С. Поляков, С. В. Поляков

Y. P. Muha, V. S. Poljakov, S. V. Poljakov

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕОРИИ АВТОМАТОВ, МАШИН ТЬЮРИНГА И СЕТЕЙ ПЕТРИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ КОНЦЕПЦИИ НЕЙРОПОДОБНЫХ СИСТЕМ

USE OF THE THEORY OF AUTOMATA, TURING MACHINES AND PETRI NETS FOR CREATING THE CONCEPT OF NEURAL SYSTEMS

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: vt@vstu.ru

В работе рассматривается возможность использования математического аппарата матриц инцидентора для разрабатываемых нейроподобных систем с параллельным функционированием элементов, строящихся на базе нейронных сетей, конечных автоматов, машин Тьюринга и сетей Петри.

Ключевые слова: граф, конечный автомат, сеть Петри, параллелизм.

In this paper the concept of creating a developed neural systems, showing its advantages in comparison with existing ones. Describes a new technique based on the use of elements of the theory of automata, Turing machines and Petri nets.

Keywords: graph, finite automaton, Petri net, parallelism.

При построении формального описания сложных систем используются в основном четыре различных подхода: метод конечных или функциональных автоматов; метод задания сетей Петри; метод задания нейронных сетей; метод, базирующийся на описании машин Тьюринга [1]. В настоящей работе показано, что приняв за основу нейронную сеть (НС) и используя перечисленные методы в качестве вспомогательных, взаимодействующих с НС, можно получить подход, позволяющий синтезировать сложные нейросетевые системы с совершенно иных позиций.

Теория автоматов (*ТА*) в своем наиболее классическом определении – раздел дискретной математики, изучающий абстрактные автоматы, представляемые в виде математических моделей [1].

Отметим, что теория автоматов наиболее тесно связана с теорией построения алгоритмов и их применением для решения практических задач. *Конечный автомат* (*КА*) – объект, осуществляющий пошаговое преобразование дискретной информации в дискретные моменты времени. Конечный результат, таким образом, формируется исходя из шагов заданного разработчиком алгоритма. Объект же, что особо важно для некоторых задач, может быть как гипотетический, так и материальный. Это позволяет нам применять теорию КА как для чисто теоретических исследований, так и для решения сугубо практических задач.

Математик и исследователь Алан Тьюринг впервые с должной степенью проработки описал так называемую машину Тьюринга – абстрактное устройство, в теории обладающее всеми свойствами современной вычислительной техники.

Исследования Тьюринга и его последователей о «вычислимых и невычислимых задачах» позволили разделить задачи относительно эффективности решения на вычислительных машинах на две основные группы:

– задачи, которые могут быть решены эффективно;

– задачи «труднорешаемые», которые могут быть решены принципиально, но потребуют для этого много машинного времени.

После обоснования подобного разделения исследователями приводились четкие доказательства [1] того, что даже при экспоненциальном росте быстродействия ЭВМ возможность решения большинства «труднорешаемых» задач маловероятна.

Современные вычислительные устройства достигли быстродействия, на порядки более высокого, нежели в те времена; однако возросла и сложность задач, которые ставятся перед разработчиками сложных систем в науке и промышленности. К тому же, здесь возникли проблемы параллелизма, в большинстве случаев переводимые в область подмены его псевдопараллелизмом, когда за счет мощностей ЭВМ параллельные операции заменяются множеством последовательных. С возрастанием сложности систем подобный подход становится все менее и менее эффективным, поэтому разработчикам требуется инструмент, созданный специально для моделирования систем с параллельными взаимодействующими компонентами.

Такой инструмент под названием *сети Петри* впервые предложил Карл Адам Петри, сформулировав основные понятия теории связи асинхронных компонент вычислительной системы. Но у сетей Петри обнаружился серьезный недостаток: при увеличении числа параллельно функционирующих компонентов системы увеличивается и число возможных состояний сети. Как только оно перевышает несколько сотен, сеть Петри теряет свою эффективность, то есть она демонстрирует эффективнную работу лишь в случае несложных циклических моделей.

В [1–4] показано, что как нейронная сеть, так и сеть Петри, конечный автомат и машина Тьюринга могут быть представлены графом или композицией графов. Если к любому скрытому слою нейронной сети подсоединить сеть Петри, конечный автомат или машину Тьюринга, получим сеть, которая уже не будет нейронной. Назовем такую сеть *нейроподобной*:

Рис. 1. Структура нейроподобнной сети

Как известно, и конечные автоматы, и сети Петри, и машины Тьюринга описываются своими, соответствующими только им способами. Но в каждом из методов используются элементы теории графов: например, конечные автоматы представляются «графоидами» и матрицами соединений [2, 3]; сети Петри описываются двудольными графами.

Следовательно, необходим такой математический аппарат, который позволяет задавать любую из вышеперечисленных структур, пригодный для описания большого числа параллельно функционирующих компонентов. Такой аппарат был разработан для описания технологических процесссов с параллельно функционирующими компонентами [5–7], а затем распространен на конечные автоматы и сети Петри.

В качестве примера рассмотрим простейшую нейроподобную сеть с одним скрытым слоем, с которым соединена сеть Петри (рис. 2):

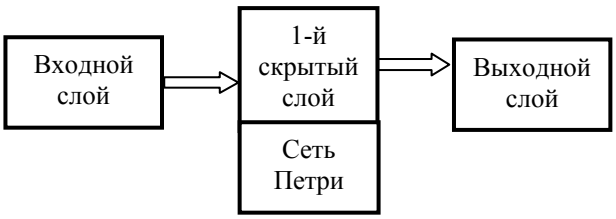


Рис. 2. Структура нейроподобнной сети

На рис. 3 показан оператор нейроподобной сети. В связи с громоздкостью данного оператора (нейронная сеть + сеть Петри) представим его в блочном виде. Это дает нам более наглядное представление и позволяет рассматривать во всех подробностях лишь тот блок, который необходим в настоящий момент.

Более подробно нейроподобная сеть (нейронная сеть + сеть Петри) представлена на рис. 4.

$$
M=\begin{array}{|cccccccccc|cccccccccc|cccccccccc|cccccccccc|}
\hline
V_1x_1V_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_1x_1\tau_1T_1 & V_1x_1\tau_2T_2 & \cdots & V_1x_1\tau_jT_j & \cdots & V_1x_1\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & V_2x_2V_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_2x_2\tau_1T_1 & V_2x_2\tau_2T_2 & \cdots & V_2x_2\tau_jT_j & \cdots & V_2x_2\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & V_\alpha x_\alpha V_\alpha & 0 & 0 & V_\alpha x_\alpha\tau_1T_1 & V_\alpha x_\alpha\tau_2T_2 & \cdots & V_\alpha x_\alpha\tau_jT_j & \cdots & V_\alpha x_\alpha\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_ax_aV_a & V_ax_a\tau_1T_1 & V_ax_a\tau_2T_2 & \cdots & V_ax_a\tau_jT_j & \cdots & V_ax_a\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_1\tau_1T_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_1\tau_1\omega_1W_1 & T_1\tau_1\omega_2W_2 & \cdots & T_1\tau_1\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_1\tau_1\omega_eW_e & T_1\tau_1\pi_1P & T_1\tau_1\pi_2P & T_1\tau_1\pi_3P_3 & \cdots & T_1\tau_1\pi_jP_j & T_1\tau_1\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_1\tau_1\pi_{m-1}P_{m-1} & T_1\tau_1\pi_mP_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_2\tau_2T_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_2\tau_2\omega_1W_1 & T_2\tau_2\omega_2W_2 & \cdots & T_2\tau_2\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_2\tau_2\omega_eW_e & T_2\tau_2\pi_1P & T_2\tau_2\pi_2P_2 & T_2\tau_2\pi_3P & \cdots & T_2\tau_2\pi_jP_j & T_2\tau_2\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_2\tau_2\pi_{m-1}P_{m-1} & T_2\tau_2\pi_mP_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_i\tau_iT_i & 0 & 0 & 0 & T_i\tau_i\omega_1W_1 & T_i\tau_i\omega_2W_2 & \cdots & T_i\tau_i\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_i\tau_i\omega_eW_e & T_i\tau_i\pi_1P_1 & T_i\tau_i\pi_2P & T_i\tau_i\pi_3P_3 & \cdots & T_i\tau_i\pi_jP_j & T_i\tau_i\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_i\tau_i\pi_{m-1}P_{m-1} & T_i\tau_i\pi_mP_m \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_k\tau_kT_k & & T_k\tau_k\omega_1W_1 & T_k\tau_k\omega_2W_2 & \cdots & T_k\tau_k\omega_\varepsilon W_\varepsilon & \cdots & T_k\tau_k\omega_eW_e & T_k\tau_k\pi_1P_1 & T_k\tau_k\pi_2P_2 & T_k\tau_k\pi_3P_3 & \cdots & T_k\tau_k\pi_jP_j & T_k\tau_k\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_k\tau_k\pi_{m-1}P_{m-1} & T_k\tau_k\pi_mP_m \\
\hline
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_1\omega_1W_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_1\pi_1P_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_2\omega_2W_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_2\pi_2P_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3\pi_3P_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_\varepsilon\omega_\varepsilon W_\varepsilon & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & W_e\omega_eW_e & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_1\tau_1T_1 & P_1\tau_1\tau_2T_2 & \cdots & P_1\tau_1\tau_jT_j & \cdots & P_1\tau_1\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_1\pi_1P_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_2\tau_2\tau_1T_1 & P_2\tau_2\tau_2T_2 & \cdots & P_2\tau_2\tau_jT_j & \cdots & P_2\tau_2\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_2\pi_2P_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3\tau_3\tau_1T_1 & P_3\tau_3\tau_2T_2 & \cdots & P_3\tau_3\tau_jT_j & \cdots & P_3\tau_3\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3\pi_3P_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_j\tau_j\tau_1T_1 & P_j\tau_j\tau_2T_2 & \cdots & P_j\tau_j\tau_jT_j & \cdots & P_j\tau_j\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_j\pi_jP_j & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_1T_1 & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_2T_2 & \cdots & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_jT_j & \cdots & P_{j+1}\tau_{j+1}\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{j+1}\pi_{j+1}P_{j+1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_1T_1 & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_2T_2 & \cdots & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_jT_j & \cdots & P_{m-1}\tau_{m-1}\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{m-1}\pi_{m-1}P_{m-1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_m\tau_m\tau_1T_1 & P_m\tau_m\tau_2T_2 & \cdots & P_m\tau_m\tau_jT_j & \cdots & P_m\tau_m\tau_kT_k & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_m\pi_mP_m \\
\hline
\end{array}
$$

Рис. 3. Оператор нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри)

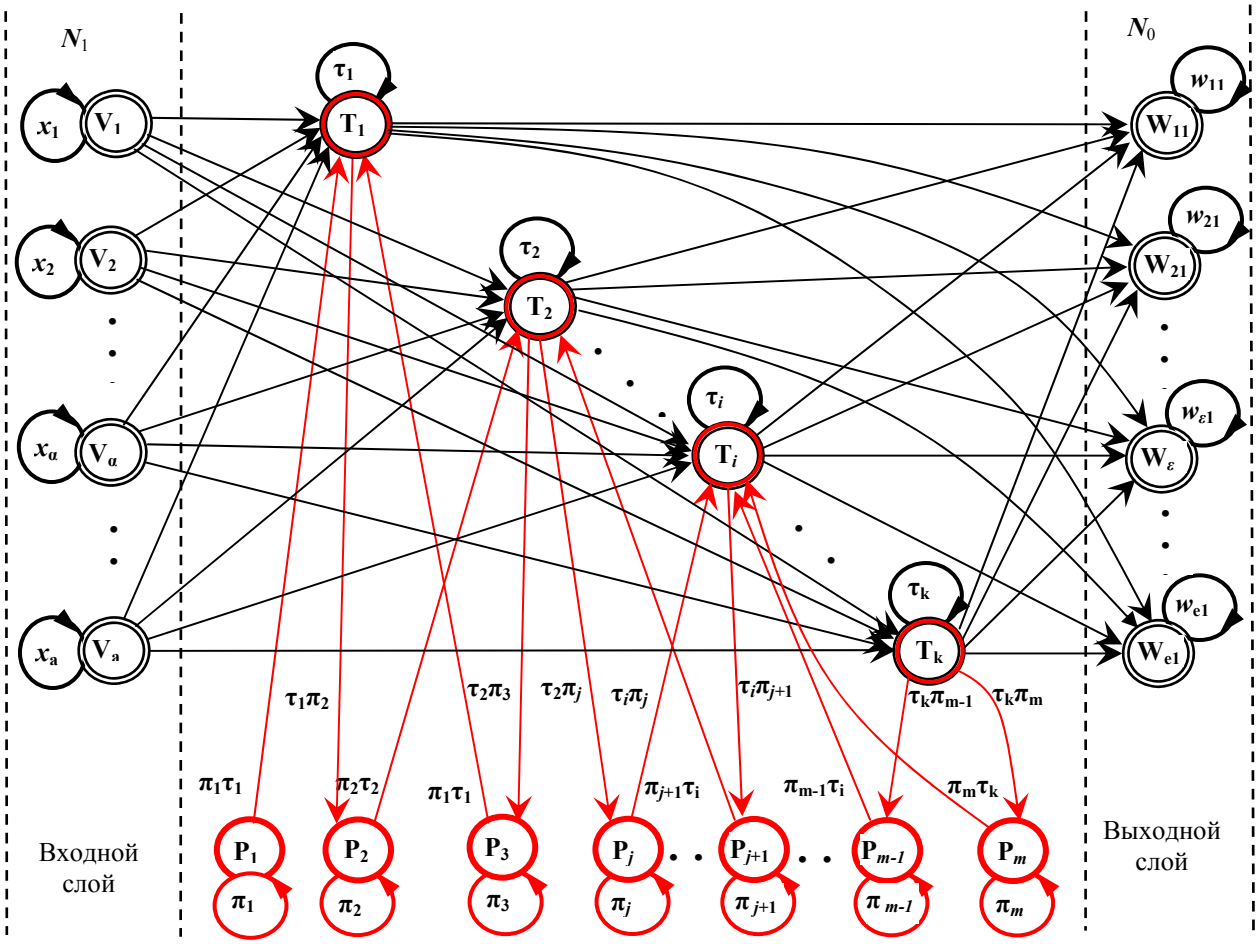


Рис. 4. Граф нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри)

$$M_{\text{НПС}}=\begin{Vmatrix} V & V\text{-}T & 0 & 0 \\ 0 & T & T\text{-}W & T\text{-}P \\ 0 & 0 & W & 0 \\ 0 & P\text{-}T & 0 & P \end{Vmatrix}$$

Рис. 5. Оператор нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри) в блочном виде

Ниже приведены элементы-блоки этой матрицы:

V – входной слой;

T – элементы сети Петри (вершины переходов);

W – выходной слой;

P – слой решателей (вершины позиций сети Петри);

V-T – переход от вершин входного слоя к вершинам переходов сети Петри;

T-W – переход от вершин переходов сети Петри к вершинам выходного слоя;

T-P – переход от вершин переходов сети Петри к ее вершинам позиций;

P-T – переход от вершин позиций сети Петри к ее вершинам переходов.

Запишем в качестве примеров несколько представленных блоков в виде соответствующих операторов.

Подставив вышеприведенные блоки в матрицу рис. 5, получим матрицу инцидентора нейроподобной сети (нейронная сеть + сеть Петри) рис. 3.

$$\boldsymbol{M}_{\mathrm{V}}=\begin{Vmatrix} V_1x_1V_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & V_2x_2V_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & V_\alpha x_\alpha V_\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & V_a x_a V_a \end{Vmatrix}$$

$$\boldsymbol{M}_{\text{T-P}}=\begin{Vmatrix} T_1\tau_1\pi_1P & T_1\tau_1\pi_2P & T_1\tau_1\pi_3P_3 & \cdots & T_1\tau_1\pi_jP_j & T_1\tau_1\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_1\tau_1\pi_{m-1}P_{m-1} & T_1\tau_1\pi_mP_m \\ T_2\tau_2\pi_1P & T_2\tau_2\pi_2P_2 & T_2\tau_2\pi_3P & \cdots & T_2\tau_2\pi_jP_j & T_2\tau_2\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_1\tau_1\pi_{m-1}P_{m-1} & T_2\tau_2\pi_mP_m \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ T_i\tau_i\pi_1P_1 & T_i\tau_i\pi_2P & T_i\tau_i\pi_3P_3 & \cdots & T_i\tau_i\pi_jP_j & T_i\tau_i\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_i\tau_i\pi_{m-1}P_{m-1} & T_i\tau_i\pi_mP_m \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ T_k\tau_k\pi_1P_1 & T_k\tau_k\pi_2P_2 & T_k\tau_k\pi_3P_3 & \cdots & T_k\tau_k\pi_jP_j & T_k\tau_k\pi_{j+1}P_{j+1} & \cdots & T_k\tau_k\pi_{m-1}P_{m-1} & T_k\tau_k\pi_mP_m \end{Vmatrix}$$

Рис. 6. Примеры блоков, составляющих оператор нейроподобной сети

На рис. 6 приведены примеры блоков, составляющих оператор нейроподобной сети.

При рассмотрении четырехслойной нейроподобной сети (рис. 7) блочная матрица инцидентора которой представлен на рис. 8, с ней могут быть объединены уже две сети Петри.

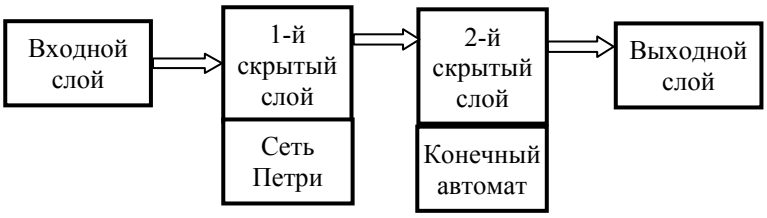


Рис. 7. Структура нейроподобнной сети

$$\mathrm{M_{HC}}=\begin{Vmatrix} \boldsymbol{V} & \boldsymbol{V}\text{-}\boldsymbol{T} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{T}^1 & \boldsymbol{T}^1\text{-}\boldsymbol{T}^2 & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{T}^2 & \boldsymbol{T}^2\text{-}\boldsymbol{W} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{W} \end{Vmatrix}$$

Рис. 8. Блочная матрица оператора четырехслойной нейроподобной сети

Представим второй и третий слои этой сети, как и в первом случае, соответствующими сетями Петри, вершины переходов которых являются вершинами второго и третьего слоев нейронной сети. Таким образом, получим нейроподобную сеть, но уже с двумя промежуточными слоями.

На рис. 9 представлена блочная матрица оператора этой нейроподобной сети.

$$\mathrm{M_{HC}}=\begin{Vmatrix} \boldsymbol{V} & \boldsymbol{V}\text{-}\boldsymbol{N}^1 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^1 & \boldsymbol{N}^1\text{-}\boldsymbol{N}^2 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^1\text{-}\boldsymbol{P}^1 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^2 & \boldsymbol{N}^2\text{-}\boldsymbol{W} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{N}^2\text{-}\boldsymbol{A}^2 \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{W} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{P}^1\text{-}\boldsymbol{N}^1 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{P}^1 & \boldsymbol{P}^1\text{-}\boldsymbol{T}^1 & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{T}^1\text{-}\boldsymbol{P}^1 & \boldsymbol{T}^1 & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{A}^2\text{-}\boldsymbol{N}^2 & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{A}^2 \end{Vmatrix}$$

Рис. 9. Блочная матрица оператора

V – входной слой;

N^1 – элементы, являющиеся первым слоем нейронной сети;

N^2 – элементы, являющиеся вторым слоем нейронной сети;

W – выходной слой;

P^1 – слой решателей, являющийся вершинами позиций сети Петри ;

T^1 – слой решателей, являющийся вершинами переходов сети Петри ;

A^2 – слой решателей, являющийся вершинами конечного автомата;

V-N^1 – переход от вершин входного слоя к первому слою нейронной сети;

N^1-N^2 – переход между вершинами слоев нейронной сети;

N^2-W – переход от вершин второго слоя нейронной сети к вершинам выходного слоя;

N^1-P^1 – переход от вершин первого слоя нейронной сети к вершинам позиций сети Петри ;

N^2-A^2 – переход от вершин второго слоя нейронной сети к входам КА;

A^2-N^2 – переход от выходов КА к второго слоя нейронной сети;

P^1-T^1 – переход от вершин позиций сети Петри 2 к вершинам переходов сети Петри;

T^1-P^1 – переход от вершин переходов сети Петри к вершинам позиций сети Петри.

Оператор функционирования четырехслойной нейроподобной сети из-за своей громоздкости не приводится. Однако она по сути своей будет соответствовать матрице, показанной на рис. 3.

Нейроподобные системы, основывающиеся на представленной выше методике, способны работать со сложными зависимостями, в том числе нелинейными, что делает их практически незаменимыми при разработке систем управления, контроля и диагностики. Также стоит отметить, что данные системы способны самосовершенствоваться, обучаясь в процессе использования по специально разработанным алгоритмам. Использование таких структур предоставляет широкие возможности для поиска эффективных решений самых различных задач, многие из которых ранее не имели решения с удовлетворительной точностью.

Также не стоит забывать, что структуру нейроподобной сети можно представить в виде графа, так как сеть Петри представляет собой двудольный граф, а нейронная сеть – полихромный граф. Подобный аспект позволяет нам использовать как аппарат теории графов, так и элементы теории предикатов, что следует из опыта работы с матрицей инцидентора, ее оператором и прочими разработками авторов [6, 7].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Хопрофт, Д.* Введение в теорию автоматов, языков и вычислений. /Д. Хопкрофт, Р. Мотвани, Д. Ульман. – М.: Вильямс, 2002. – 528 с.

2. *Мелихов, А. Н.* Ориентированные графы и конечные автоматы / А. Н. Мелихов. – М.: Наука, 1971. – 416 с.

3. *Зыков, А. А.* Теория конечных графов / А. А. Зыков. – Новосибирск : Наука, 1968. – 545 с.

4. *Муха, Ю. П.* Нейросетевые измерительные системы. Диагностика состояния сложных объектов / Ю. П. Муха, М. Г. Скворцов. – М.: Радиотехника, 2007. – 336 с.

5. *Поляков, С. В.* Построение модели для диагностирования технологических процессов с использованием графов / С. В. Поляков, С. Б. Сластинин // Контроль. Диагностика. – 2001. – № 2. – С. 46–48.

6. *Поляков, В. С.* Моделирование параллельно протекающих процессов блоками взаимодействующих компонентов / В. С. Поляков, С. В. Поляков // Контроль. Диагностика. – 2008. – № 8. – С. 70–73.

7. *Поляков, В. С.* Использование экстраполирующей модели для управления, контроля и диагностики технологических процессов / В. С. Поляков, С. В. Поляков // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. № 1 / ВолгГТУ. – Волгоград, 2004. – (Серия «Автоматизация технологических процессов в машиностроении» ; вып. 1). – С. 53–55.

8. *Галушкин, А. И.* Нейрокомпьютеры и их применение. Кн. 8. Нейросетевые системы управления : учеб. пособие для вузов под общ. ред. А. И. Галушкин. – М.: ИНРЖР, 2002. – 480 с.

УДК 658.562:681

В. А. Секачёв
V. A. Sekashev

СПОСОБ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУР ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ В КАТЕГОРНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ И ОБРАТНО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПЕРАЦИИ ПРИСОЕДИНЕНИЯ

OF WAY THE TRANSFORMATION OF THE STRUCTURES OF THE MEASURING SYSTEMS IN CATEGORIES EXPRESSIONS AND BACK WITH USE THE OPERATIONS OF THE JOINING

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: vt@vstu.ru, viktor-sv@vstu.ru

В статье рассматривается алгоритм преобразования структуры, представленной в виде графа, на категорные выражения и обратно с программной реализацией. Рассмотрена возможность применения операции присоединения для формирования сложных структур ИС из простых структур.

Ключевые слова: алгоритм, категории, категорные выражения, информационно-измерительные системы, категорные диаграммы.

In article is considered algorithm of the transformation of the structure, presented in the manner of column on categories of the expression and with programmed realization back. The Considered possibility of the using to operations of the joining for shaping the complex structures IS from simple structures.

Keywords: algorithm, categories, category expressions, information and measuring systems, category charts.

Введение

При проектировании сложных ИИС в условиях, когда знания о проектируемом объекте являются неполными, неточными, противоречивыми и, чаще всего, быстро меняющимися, используется аппарат категорий, позволяющий строить структурные схемы по задаваемым выражениям, а потом и объединять их в структурные схемы.

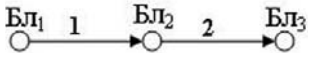
При проектировании ИИС целесообразно использовать СВТ, так как список категорий и диаграмм может быть очень большой. Пока он приведен для линейных преобразователей, без использования переходов и циклов.

При проектировании сложных ИИС, когда встает задача построения полной структуры, необходимо постоянно оперировать десятками, если не сотнями, различных параметров. При этом имеется в виду, что сложная ИИС состоит как минимум из двух подсистем, а любая подсистема также – из двух (и более) частей и т. д.

Анализ частей требований заказчика и построение сразу всей структуры в целом, даже предварительной, связано с огромными трудозатратами, так как даже при правильной классификации параметров может получиться структура, схемотехническая реализация которой будет невозможна. Построение при помощи случайной генерации структуры [8] с последующей ее корректировкой тоже лишено смысла, так как в этом случае возрастают трудозатраты на проектирование, даже с использованием возможных средств автоматизации проектирования.

Гораздо удобнее спроектировать одну подсистему (если предположить, что при проектировании соблюдается структурно-иерархический метод с использованием модели процессов, которая в настоящее время применяется гораздо чаще, чем модель предметов), которая выполняет одну какую-либо функцию, либо служит одним из ее измерительных каналов.

Пусть дана простейшая категория, соответствующая графовой структуре:



(1)

Соответственно, запись в категорном выражении примет вид:

$$Hom_1(Бл_1, Бл_2) \times Hom_1(Бл_2, Бл_3) \rightarrow Hom_{1,2}(Бл_1, Бл_3). \quad (2)$$

Можно предположить такую интерпретацию: $Бл_1$ – источник входного воздействия; $Бл_2$ – некоторый преобразователь; $Бл_3$ – приемник выходного воздействия. При структурном проектировании сложного технического объекта, когда имеют место сотни, а то и тысячи преобразователей входных воздействий, каждый из которых получает информацию от предыдущего преобразователя и формирует ее для других преобразователей, последний можно предста-

вить в виде совокупности простейших категорий. Любую категорную запись, представляющую собой выражение (2), можно преобразовать в графовую структуру (1). Объединив категорные записи для одной ИИС в структуру и выделив общие компоненты, можно получить структуру проектируемой ИИС. О полноте полученной структуры можно судить по неразрывности графа полученной структуры.

Данную модель целесообразно использовать при создании малых и средних структур с большой степенью интеграции, допускающих программное управление (микроконтроллеры, как простые, так и со встроенными компонентами ИИС: АЦП, нормализаторами и т. д.). Это подходит и для варианта, когда вся функциональность ИИС сосредоточена внутри одной большой (сверхбольшой) интегральной схемы.

Известно, что направленный граф можно разложить на категорные диаграммы, которые отображаются как в виде направленных графов, так и в виде категорных выражений, по виду напоминающих алгебраические выражения. Как известно, из алгебраических категорных выражений можно построить граф, притом единственный. А из одного графа можно получить несколько списков категорных выражений. Простейшая категория будет эквивалентна отображению «источник входящего сигнала -> преобразователь -> приемник выходящего сигнала». Простейшее алгебраическое выражение подобной категории будет иметь вид:

$Hom_{интерфейс1}$(Источник,Преобразователь) x

$Hom_{интерфейс2}$(Преобразователь, Приемник) ->

$Hom_{интерфейс1,\ интерфейс2}$ (Источник, Приемник).

Пусть одна подсистема S_h имеет линейную структуру:

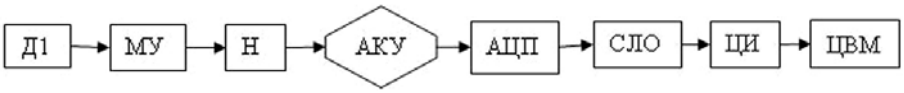


Рис. 1. Фрагмент одноканальной измерительной системы

Здесь приняты следующие сокращения: Д1 – датчик, выполняющий преобразование физической величины меры M_h; МУ – масштабирующий усилитель; Н – нормализатор; АКУ – аналоговое коммутирующее устройство; АЦП – аналогово-цифровой преобразователь; СЛО – средства логической обработки; ЦИ – цифровой измеритель; ЦВМ – цифровая вычислительная машина.

Можно предложить следующее функционально-логическое описание. Измеряемая физическая величина через датчик (Д1) преобразуется в слабый электрический сигнал, который, проходя через масштабирующий усилитель (МУ) и нормализатор (Н), поступает на аналоговое коммутирующее устройство (АКУ), после которого сигнал преобразуется в цифровую форму; далее, пройдя цифровую обработку средствами логической обработки (СЛО); измеренная физическая величина, преобразованная в цифровой сигнал, отображается в единицах требуемой физической меры и затем поступает для обработки в цифровую вычислительную машину (ЦВМ).

Имеем аналогичную подсистему S_q, измеряющую несколько физических величин:

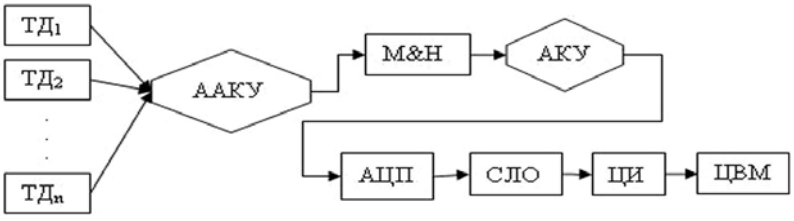


Рис. 2. Фрагмент одноканальной измерительной системы с аналоговым коммутирующим устройством

Здесь приняты сокращения: $ТД_1$, $ТД_2$, …, $ТД_n$ – набор датчиков, измеряющих физическую величину меры M_q; ААКУ – активное аналоговое коммутирующее устройство; M&H – комбинированный масштабирующий усилитель и нормализатор; АКУ – аналоговое коммутирующее устройство; АЦП – аналогово-цифровой преобразователь; СЛО – средства логической обработки; ЦИ – цифровой измеритель; ЦВМ – цифровая вычислительная машина.

Функционально-логическое описание можно предложить следующее – множество сигналов, измеряющих физическую величину меры M_q, из-за малых электрических характеристик коммутируются при помощи активного АКУ, а нормализируется и масштабируется сигнал свертки этих сигналов от датчиков $ТД_1$, $ТД_2$, …, $ТД_n$, после чего поступает на аналоговое коммутирующее устройство (АКУ), которое преобразует сигнал в цифровую форму; далее, пройдя цифровую обработку (СЛО), измеренная физическая величина, преобразованная в цифровой сигнал, отображается в единицах требуемой физической меры, и затем поступает для обработки в цифровую вычислительную машину (ЦВМ).

Пусть стоит задача композиции подсистем S_h и S_q. При внимательном рассмотрении обеих структур можно заметить, что и там, и там есть элементы с одинаковыми названиями (АКУ, АЦП, СЛО, ЦИ, ЦВМ). Следовательно, эти компоненты можно сделать общими компонентами системы S_i, которая будет иметь вид:

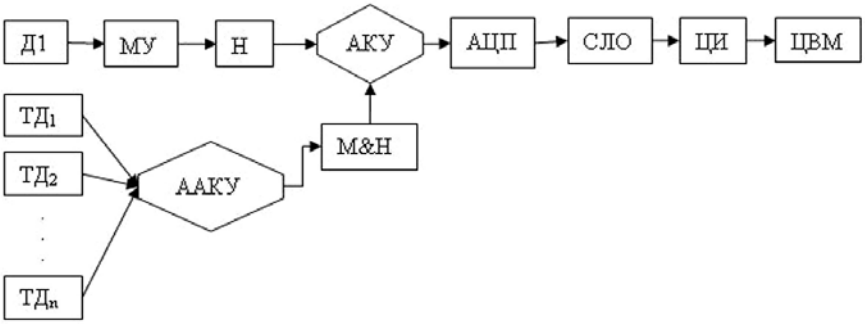


Рис. 3. Фрагмент двухканальной измерительной системы с активным аналоговым коммутирующим устройством (композиция измерительных систем на рис. 1 и 2)

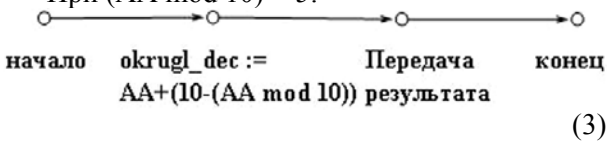
При построении автоматизированной системы с использованием направленных графов для представления структур это будет сводиться к добавлению графа к уже существующему, исключению повторяющихся вершин (с указанием той, которая остается) и формированию новых связей от компонентов добавленных структур. Эта процедура аналогична операции присоединения [4].

Любой измерительный процесс можно свести к линейному представлению [9]. Любой вычислительный процесс также можно свести к линейному представлению. По аналогии, если рассматривать вычислительный процесс, алгоритм которого может быть представлен в виде нескольких «цепочек» (правда, в зависимости от полных условий функционирования, учитывающих все возможные варианты развития событий), выполняться может какой-либо один из линейных алгоритмов (следования). Для примера, пусть имеем некоторый вычислительный процесс, описанный известным алгоритмическим языком:

```
// Функция округления чисел
function okrugl_dec(AA : integer) : integer;
begin
 IF (AA mod 10) > 5 then okrugl_dec := AA+(10-(AA mod 10))
   else okrugl_dec := AA-(AA mod 10);
end;
```

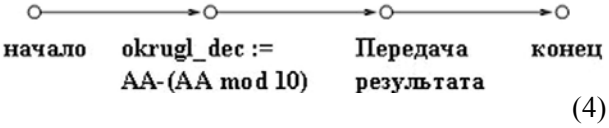
Если свести алгоритм этой блок-схемы к линейному, то можно получить:

При (AA mod 10) > 5:



(3)

При (AA mod 10) ≤ 5:



(4)

Соответственно, чем сложнее алгоритм, тем будет больше количество таких представлений. Если верно утверждение о представлении алгоритмов как вычислительных, так и измерительных в виде линейных структур, то возможно и обратное (см. выше).

Цикл также можно представить в виде линейных цепочек, если указать число повторений (при известном количестве итераций) или условия, при которых данный набор действий возможен.

Если использовать композицию всех линейных алгоритмов, то можно получить для алгоритма блок-схему, а для структуры измерительной системы – полную структуру измерительной системы.

Какова должна быть программная система для построения структур сложных ИИС, ИВК, АСУТП, средств для автоматизации эксперимента и т. д., если за логику функционирования ввести данный принцип? Как можно предположить, для построения одной из подсистем необходимо задать подусловие для функционирования, потом – последовательность преобразований. Задание этих параметров, при условии, что подразумевается линейный процесс преобразования, возможно и без графического редактора, в простом диалоговом режиме с использованием стандартных управляющих элементов, поддерживаемых операционной системой, в которой будет функционировать разрабатываемая программная подсистема.

Как провести контроль на полноту? Для этого должны быть изначально заданы условия, являющиеся конечными – количество каналов; количество измеряемых параметров; физическая природа измеряемых параметров; величина, измеряющаяся в конкретный момент времени, и т. д.

Алгоритм композиции для проектирования ИИС в виде блок-схемы имеет вид:

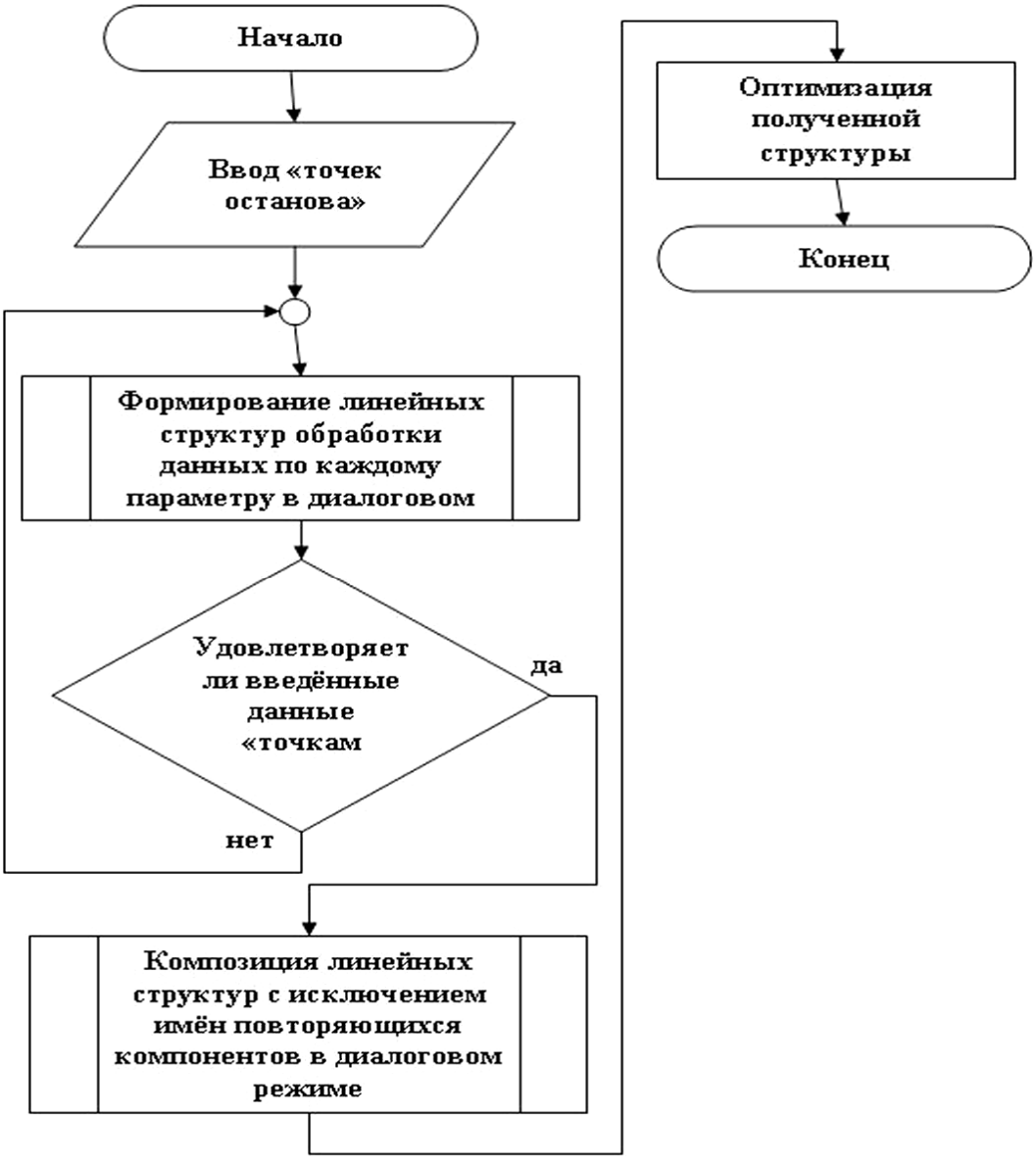


Рис. 4. Блок-схема алгоритма композиции структур

Выводы

1. И категорное, и более наглядное представление могут иметь место при проектировании структуры ИИС. Категорное представление – еще один формат данных, которым удобнее пользоваться в диалоговом взаимодействии «человек–ЭВМ».

2. Возможно программное преобразование категорного представления в граф и обратно.

3. Из операции теоретико-множественного отношения вытекает алгоритм композиции структур с указанием общих элементов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Бусленко, Н. П.* Моделирование сложных систем / Н. П. Бусленко. – М.: Наука, 1978. – 400 с.

2. *Касьянов, В. Н.* Графы в программировании: обработка, визуализация и применение / В. А. Евстигнеев, В. Н. Касьянов. – СПб.: БХВ. – Петербург, 2003. – 1104 с.

3. *Муха, Ю. П.* Теория и практика синтеза управляющего и информационного обеспечения измерительно-вычислительных систем / Ю. П. Муха, О. А. Авдеюк, В. М. Антонович. – Волгоград : Политехник, 2004. – 220 с.

4. *Муха, Ю. П.* Алгебраическая теория синтеза сложных систем / Ю. П. Муха, О. А. Авдеюк, И. Ю. Королева. – Волгоград : Политехник, 2003. – 320 с.

5. *Новиков, Ф. А.* Дискретная математика для программистов / Ф. А. Новиков. – СПб.: Питер, 2001. – 304 с.

6. *Секачёв, В. А.* Специализированный программный пакет для автоматизации проектирования измерительных систем / В. А. Секачев // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2003. – № 6. – С. 59–61.

7. *Цветков, Э. И.* Алгоритмические основы измерений / Э. И. Цветков. – Л.: Энергоатомиздат, 1992. – 320 с.

8. Функциональный оптимизатор структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613295 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

9. Модуль для оценки отклонений структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613259 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачев ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

10. Синтезатор структур измерительных систем из функционального уравнения : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613258 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

11. Редактор многоуровневых структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 200761260 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв ; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

УДК 621.391.8:517.443

Д. А. Корочин
D. A. Korochin

МЕТОД СЕГМЕНТАРНОГО АНАЛИЗА ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КАРДИОСИГНАЛА
SEGMENTAL ANALYSIS METHOD OF MEASURING CARDIO

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd state technical university
E-mail: dmitriy.korochin@gmail.com

В работе представлен обзор методов сегментарного анализа электрокардиограмм (ЭКГ) и, в частности, нахождение одного из самых важных сегментов – ST; рассмотрены перспективы и цели, а также современные подходы сегментарного анализа; предложен метод автоматического обнаружения ST-сегмента и его отклонений от нормы.
Ключевые слова: вейвлет, ЭКГ, временная локализация, вейвлет-преобразование.

In this paper we review methods of segmental analysis of ECG and in particular to find one of the most important segments – ST; we consider the prospects and goals as well as modern approaches segmental analysis. Then we proposed a method for automatic detection and ST segment abnormalities. At the end of the description of performance and reliability of the algorithm.
Keywords: wavelet, ECG, temporal localization, the wavelet transform.

Сегментарный анализ перспективы и цели

Сегментарный анализ любой функции представляет собой исследование отдельных выделенных участков (сегментов) функции. Он особенно применим для так называемых локальных сигналов, к которым можно отнести кардиограмму. В структуре ЭКГ есть множество

фрагментов, называемых ключевыми событиями и эпохами, например QRS-комплекс или Т-волна (рис. 1).

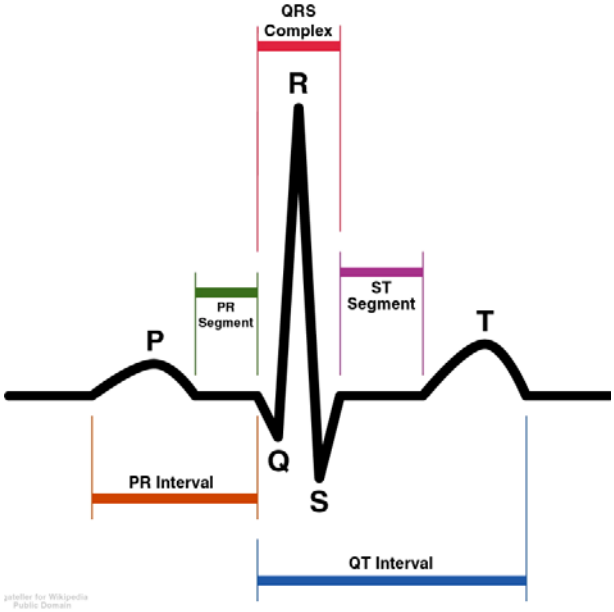


Рис. 1. Структура идеальной ЭКГ с ее основными событиями и эпохами

Сегментом ЭКГ является ее участок (например, сегмент RR – это расстояние между двумя пиками Rна ЭКГ). Он определяет частоту сердечных сокращений (ЧСС). Однако в ЭКГ есть более важные сегменты (например, ST). Этот сегмент имеет важное значение для диагностики таких заболеваний, как ишемическая болезнь сердца[1]. Фактически, сегментарный анализ позволяет без полного анализа ЭКГ, сфокусировавшись на отдельном ее участке, выявить серьезные сердечные заболевания.

Современная кардиографическая техника при амбулаторном исследовании ЭКГ дает возможность идентифицировать даже незначительные (≥15 мкВ) отклонения в амплитуде уровня ST-сегмента в ЭКГ, которые могут быть вызваны ишемией сердца, а также рядом других причин. Основные трудности при «ручном» анализе этих случаев, а также и при автоматизации сегментарного анализа связаны с медленным суточным изменением амплитуды. Кроме того, возможны неишемические изменения формы сегмента ST, которые появляются из-за сдвигов электрической оси сердца или из-за изменения проводимости в желудочках. Эти неишемические изменения могут быть значительными. Их проявление может быть похоже на реальную транзиторную ишемию, что усложняет как ручное, так и автоматическое обнаружение истинных эпизодов ишемии, фиксируемое линией ST- сегмента. Изменение во времени уровня ST-сегмента в отсутствие неишемических причин определяется отклонением от изолинии амплитуды ST-сегмента.

Возможны разные варианты и методики реализации сегментарного анализа (СА). При выборе методики реализации СА, следует принимать во внимание ее характеристики: точность метода, наличие у надежных методов предварительной обработки сигнала и время, затрачиваемое на обработку сигала.

Обзор подходов к сегментарному анализу

Разработка разнообразных автоматизированных систем для выявления транзиторной ишемической болезни через анализ ST-сегментов связана с созданием ESC DB [2], стандартизированных баз данных для разработки и оценки переходных моментов сегмента ST.

Традиционный анализ во временной области позволяет рассчитывать величину амплитуды сегмента ST, определенную для двух отведений ЭКГ [3, 4], или сравнивать среднеквадратичное значение между сегментом сердцебиения ST (или ST-T-комплекса) и средним значением, которое дает сегментарная модель [5, 6]. Известно преобразование Карунена – Лоэва (КЛП). В этом случае используют последовательные классификации коэффициентов ST-сегмента на основе КЛП в обычном варианте или видоизменением единицы признаков в КЛП-пространстве [7, 8]. Техника представления ST-T-интервала с использованием КЛП-коэффициентов была предложена в [9, 10] и использована для выявления ишемии путем включения фильтров и разделения КЛП-коэффициентов во времени [11]. В работе [12] были предложены адаптивные оценки коэффициентов КЛП. Известно исследование [13], которое показало, что глобальное представление всего ST-T-комплекса будет давать лучшие результаты, чем локальные измерения, но только при изучении начальных стадий ишемии миокарда. Подходы к классификации ST-сегментов (как нормальных, так и ишемических) на основе нейронных сетей включают в себя использование сложных алгоритмов: алгоритм обратного распространения [14], парадигмы трехслойных упреждений [15], двунаправленной ассоциативной памяти нейронной сети[16] или адаптивного алгоритма обратного распространения [17], что тяжело для динамических вычислений. Было реализо-

вано и испытано много различных нейронных сетевых архитектур, чтобы классифицировать ST-сегмент; примеры представлены в работах [18–24]. Однако, благодаря современному математическому аппарату и, в частности, вейвлет-преобразованию, можно с хорошей точностью выделить ST-сегмент и проанализировать его свойства.

Рассмотрим математические методы анализа, основанные на представлениях сигнала в виде разложений в некоторых обобщенных векторных пространствах. Наиболее известным примером такого разложения является преобразование Фурье, реализуемое чаще всего как быстрое преобразование Фурье (FFT – FastFourier-Transform). Применение временного «окна» позволяет оценить изменение спектра сигнала в различных фазах кардиоцикла. Этот метод получил название спектрально-временного картирования (СВК) – Spectral-temporalmapping. Данная методика приобрела в настоящее время довольно широкое распространение. Вместе с тем в ней остаются нереализованными все потенциальные возможности метода СВК и, в первую очередь, в силу естественных недостатков стандартного Фурье-анализа. Дело в том, что метод использует фиксированное «окно», которое не может быть адаптировано к локальным свойствам сигнала. В результате на низкочастотном участке спектра теряется разрешение по частоте, а на высокочастотном – по времени.

Вейвлет-преобразование было создано как инструмент, который решает проблему неопределенности Гейзенберга для построение частотно-временных характеристик сигнала.

Вейвлет-преобразование сигнала $f(t)$ имеет вид:

$$W(\tau,s)=\frac{1}{\sqrt{s}}\int_{-\infty}^{\infty}f(t)\psi^{*}\left(\frac{t-\tau}{s}\right)dt, \qquad (1)$$

где τ – сдвиг по времени; s – масштаб; Ψ^{*} – материнский вейвлет.

Понятие вейвлета означает волну, которая проходит через сигнал и является окном некоторой ширины (масштаба) для некоторого местоположения во времени, во время интегрирования сигнала.

Материнский вейвлет – это функция, которая является прототипом для всех окон, генерирующихся во время вейвлет-преобразования.

Сдвиг по времени регулирует движение генерированных окон по временной компоненте сигнала.

Понятие масштаба является обратным к понятию ширины окна. Чем меньше ширина окна, тем больше масштаб, то есть окно захватывает меньшую часть сигнала, и сигнал интегрируется более «детально».

Чем больше ширина окна, тем меньше масштаб, то есть окно захватывает большую часть сигнала и сигнал, соответственно, интегрируется менее «детально».

В результате описанного процесса мы получаем рассчитанные значения интегралов функции для каждого масштаба в каждый момент времени.

Таким образом мы получаем трехмерное представление сигнала с компонентами: масштаб, время и амплитуда (значения рассчитанных интегралов).

Вейвлет-преобразование позволяет сразу проводить фильтрацию сигнала и во временной, и в частотной областях; также есть возможность выделения узловых точек исследуемой ЭКГ.

Рассмотрим вейвлетМорле, в общем случае:

$$\psi(t)=\frac{e^{j\omega t}e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}e^{-\frac{\omega^2\sigma^2}{2}}-e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{\sigma}\sqrt[4]{\pi}\sqrt{1+e^{\omega^2\sigma^2}-2e^{-\frac{3\omega^2\sigma^2}{4}}}};$$

однако в работе [25] показано, что на практике условие нулевого среднего с высокой точностью (значение которого не превышает 10^{-3}) выполняется при $\varepsilon > 4$, в результате можно использовать упрощенный материнский вейвлетМорле:

$$\psi(t)=\frac{1}{\sqrt{\sigma}\sqrt[4]{\pi}}e^{j\omega t}e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}.$$

Подставим в формулу вейвлет-преобразования (1):

$$W(t,s)=\frac{1}{\sqrt{s}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(t)}{\sqrt{\sigma}\sqrt[4]{\pi}}e^{j\omega\frac{t-\tau}{s}}e^{-\frac{\left(\frac{t-\tau}{s}\right)^2}{2\sigma^2}}.$$

Представим функции $f(t)$ и $\Psi(t)$ в виде их разложений в ряды Фурье по полному набору функций $\varphi(\omega)$, ортогональных на промежутке (a, b):

$$f(x)=\sum_{k=-\infty}^{\infty}f_k\varphi_k(x);$$

$$\psi(x)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\psi_n\varphi_n(x),$$

где f_k и Ψ_n – соответствующие коэффициенты Фурье:

$$f_k = \frac{1}{\|f_k\|^2}\int_a^b \varphi^*{}_k(x) f(x);$$

$$\psi_n = \frac{1}{\|g_n\|^2}\int_a^b \varphi^*{}_n(x)\psi(x).$$

Рассмотрим скалярное произведение этих функций:

$$(f,g) = \int_a^b f^*(x)\psi(x)dx =$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty} f^*{}_k \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n \int_a^b \varphi^*{}_k(x)\varphi_n(x),$$

учитывая условие ортогональности и то, что одним из свойств вейвлета является его нормированность на единицу, получим:

$$(f,g) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f^*{}_n\psi_n ()$$

для дискретных значений [26]:

$$W(t,s) = \frac{1}{\sqrt{s}}\sum_{n=0}^{N-1} f^*{}_n\psi_n(n,t), \qquad (2)$$

где $f^*{}_n$ – коэффициенты преобразования Фурье для точек x_i, которые можно вычислить на основе алгоритма быстрого преобразования Фурье; $\psi_n(n,t)$ – преобразование Фурье для вейвлета Морле, которое можно вычислить аналитически:

$$\psi_n(n,t) = \sqrt{2\pi}\sigma\exp\left(\frac{-\sigma^2}{2}\left(\varepsilon - \frac{2\pi n t_m}{N\Delta}\right)\right)$$

В результате мы получили выражение для быстрого вычисления вейвлет-преобразования. Интересной особенностью является то, что обратное преобразование от произведения $f^*{}_n\psi_n(n,t)$ вычисляется с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье, что позволяет значительно сократить время, затрачиваемое на работу алгоритма.

Методика

Методика преобразования состоит из четырех этапов:

1) получение исходных данных, например, снятие ЭКГ у пациента, или получение данных из медицинских баз данных;

2) выполнение комплексного сопряжения для коэффициентов преобразования Фурье исходных данных на интересующем нас интервале;

3) подстановка в формулу вейвлет-преобразования (2):

$$W(t,s) = \frac{1}{\sqrt{s}}\sum_{n=0}^{N-1} f^*{}_n\psi_n(n,t);$$

4) этап аналитической обработки данных и выявления патологий в ST-сегменте (необходимо оценить эскалации по амплитуде на временном интервалеST-сегмента).

Результаты

Рассмотрим результаты, полученные при анализереальной ЭКГ, взятой из открытой базы данных Кембриджского университета:

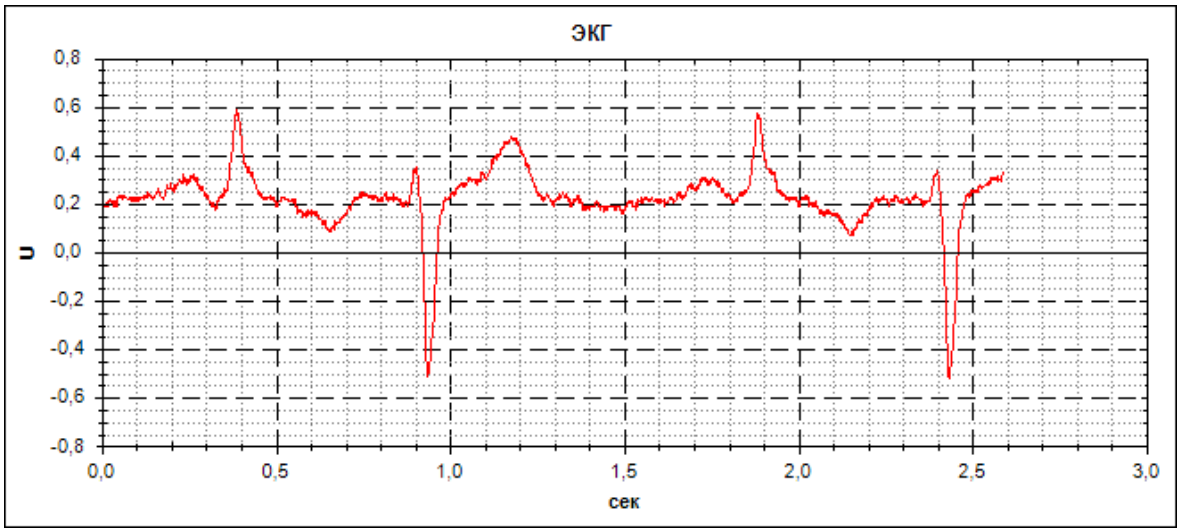


Рис. 2. Пример реальной электрокардиограммы

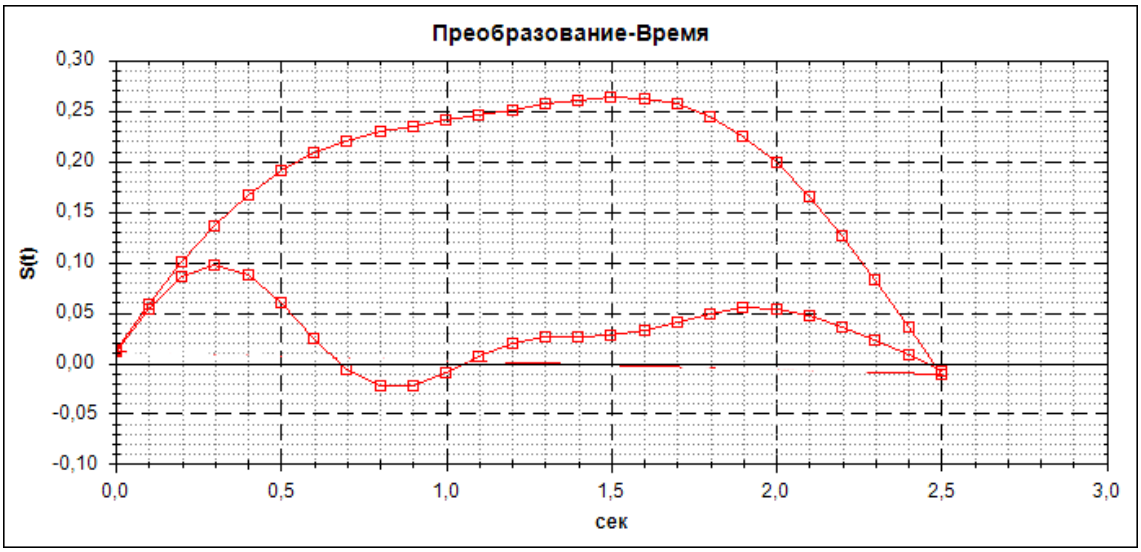


Рис. 3. Результат работы алгоритма

Здесь приведены два среза для двух различных значений масштаба. Задачей было выделить эпоху QRSв электрокардиограмме и, в частности, пик Q. Однако задача была осложнена тем, что в данной ЭКГ после зубца Тидет очень сильный провал, которого нет в ЭКГ здорового человека. Как видно, временная локализация пика Q достаточно точно отображена на графике преобразования. Однако следует отметить тот факт, что второй ниже первого (это связано с тем, что ЭКГ представлена только частично).

Выводы

В работе были рассмотрены задача сегментарного анализа различных сигналов и основные методы сегментарного анализа электрокардиограмм. Предложен алгоритм быстрого вейвлет-преобразования, а также написана программа, реализующая его работу. Полученные результаты можно рассматривать как один из шагов к совершенствованию методов сегментарного анализа. В дальнейшем возможно улучшение метода предварительной фильтрацией, оптимизацией алгоритма, а также увеличение наглядности представления результатов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙСПИСОК

1. *Аронов, Д. М.* Функциональные пробы в кардиологии. ЛекцииII, III, IV / Д. М. Аронов, В. П. Лупанов, Т. Г. Михеева // Кардиология. – 1995. – № 8. – С. 79–86; № 12. – С. 83–93.

2. *Taddei, A*., et al., “The European ST-T Database: Standard for Evaluating Systems for theAnalysis of ST-T Changes in Ambulatory Electrocardiography,” European Heart Journal,Vol. 13, 1992, pp. 1164–1172.

3. *Jager, F*., et al., “Analysis of Transient ST Segment Changes During Ambulatory ECGMonitoring,” Proc. Computers in Cardiology, Venice, Italy, September 23–26, 1991, pp.453–456.

4. *Taddei, A.,* et al., “A System for the Detection of Ischemic Episodes in Ambulatory ECG,”Proc. Computers in Cardiology, Vienna, Austria, September 10–13, 1995, pp. 705–708.

5. *Garc´ıa, J.,* et al., “Automatic Detection of ST-T Complex Changes on the ECG UsingFiltered RMS Difference Series: Application to Ambulatory Ischemia Monitoring,” IEEETrans. Biomed. Eng., Vol. 47, No. 9, 2000, pp. 1195–1201.

6. *Stadler, R. W*., et al., “A Real-Time ST-Segment Monitoring Algorithm for ImplantableDevices,” Journal of Electrocardiology, Vol. 34, No. 4:2, 2001, pp. 119–126.

7. *Jager, F.,* et al., “Analysis of Transient ST Segment Changes During Ambulatory ECG Monitoring Using the Karhunen-Loeve Transform, ` ” Proc. Computers in Cardiology, Durham,NC, October 11–14, 1992, pp. 691–694.

8. *Jager, F*., G. B. Moody, and R. G. Mark, “Detection of Transient ST-Segment EpisodesDuring Ambulatory ECG-Monitoring,” Computers and Biomedical Research, Vol. 31,1998, pp. 305–322.

9. *Laguna, P*., G. B. Moody, and R. G. Mark, “Analysis of the Cardiac Repolarization Period Using the KL Transform: Applications on the ST-T Database,” Proc. Computers inCardiology, Vienna, Austria, September 10–13, 1995, pp. 233–236.

10. *Laguna, P*., et al., “Analysis of the ST-T Complex of the Electrocardiogram Using theKarhunen-Loeve Transform: Adaptive Monitoring and Alternans Detection, ` ” Medical &Biological Engineering & Computing, Vol. 37, 1999, pp. 175–189.

11. *Laguna, P*., et al., “Model-Based Estimation of Cardiovascular Repolarization Features:Ischaemia Detection and PTCA Monitoring,” Journal of Medical Engineering & Technology, Vol. 22, No. 2, 1998, pp. 64–72.

12. *Garc´ıa, J.,* et al., “Adaptive Estimation of Karhunen-Loeve Series Applied to the Studyof Ischemic ECG Records,” Proc. Computers in Cardiology, Indianapolis, IN, September8–11, 1996, pp. 249–252.

13. *Garc´ıa, J*., et al., “Comparative Study of Local and Karhunen-Loeve-Based ST-T Indexes in Recordings from Human Subjects with Induced Myocardial Ischemia,” Computers andBiomedical Research, Vol. 31, 1998, pp. 271–292.

14. *Stamkopoulos, T*., et al., “One-Lead Ischemia Detection Using a New BackpropagationAlgorithm and the Euro-

pean ST-T Database," Proc. Computers in Cardiology, Durham,NC, October 11–14, 1992, pp. 663–666.

15. *Silipo, R*., and C., Marchesi, "Neural Techniques for ST-T Change Detection," Proc.Computers in Cardiology, Indianapolis, IN, September 8–11, 1996, pp. 677–680.

16. *Maglaveras, N*., et al., "ECG Processing Techniques Based on Neural Networks and Bidirectional Associative Memories," Journal of Medical Engineering & Technology, Vol. 22,No. 3, 1998, pp. 106–111.

17. *Maglaveras, N.,* et al., "An Adaptive Backpropagation Neural Network for Real-TimeIschemia Episodes Detection: Development and Performance Analysis Using the EuropeanST-T Database," IEEE Trans. Biomed. Eng., Vol. 45, No. 7, 1998, pp. 805–813.

18. *Silipo, R*., and C., Marchesi, "Artificial Neural Networks for Automatic ECG Analysis,"IEEE Trans. on Signal Processing, Vol. 46, No. 5, 1998, pp. 1417–1425.

19. *Silipo, R*., et al., "ST-T Change Recognition Using Artificial Neural Networks and Principal Component Analysis," Proc. Computers in Cardiology, Vienna, Austria, September10–13, 1995, pp. 213–216.

20. *Maglaveras, N.,* et al., "ECG Pattern Recognition and Classification Using Non-LinearTransformations and Neural Networks: A Review," International Journal of Medical Informatics, Vol. 52, 1998, pp. 191–208.

21. *Stamkopoulos, T*., et al., "ECG Analysis Using Nonlinear PCA Neural Networks forIschemia Detection," IEEE Trans. on Signal Processing, Vol. 46, No. 11, 1998, pp. 3058–3067.

22. *Bezerianos, A., L*. Vladutu, and S. Papadimitriou, "Hierarchical State Space Partitioningwith a Network Self-Organising Map for the Recognition of ST-T Segment Changes,"Medical & Biological Engineering & Computing, Vol. 38, 2000, pp. 406–415.

23. *Papadimitriou, S.,* et al., "Ischemia Detection with Self-Organizing Map Supplementedby Supervised Learning," IEEE Trans. on Neural Networks, Vol. 12, No. 3, 2001, pp.503–515.

24. *Fernandez, E.A*., et al., "Detection of Abnormality in the Electrocardiogram WithoutPrior Knowledge by Using the Quantisation Error of a Self-Organising Map, Tested onthe European Ischaemia Database," Medical & Biological Engineering & Computing,Vol. 39, 2001, pp. 330–337.

25. *Добеши, И*. Десять лекций по вейвлетам / И. Добеши. – Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 464 с.

26. *Малла, С*. Вейвлеты в обработке сигналов / С. Малла. – М.: Мир, 2005. – 671 с.

УДК 537.874.7

А. С. Пенской, Н. И. Мальцев, А. П. Пустовалов

A. S. Penskoy, N. I. Maltsev, A. P. Pustovalov

ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ВОДЫ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ
MEASUREMENT OF WATER REFLECTION COEFFICIENT IN MICROWAVE RANGE

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: apenskoy@gmail.com, mn121288@gmail.com,
Pustovalov-A-P@yandex.ru

Получены экспериментальные зависимости коэффициентов отражения электромагнитных волн в воде от частоты и угла падения излучения. Данные результаты сопоставлены с теоретически рассчитанными, с учетом модели, установленной Дебаем для разбавленных растворов диполей в жидкостях и твердых телах.

Ключевые слова: коэффициент затухания, коэффициент отражения, вода, водная среда, диэлектрическая проницаемость, угол Брюстера, поляризация.

The experimental dependence of reflection coefficient of electromagnetic waves for water from the frequency and angle of incidence of falling radiation is received. Those results are compared with theoretical calculations, counting the Debye's model for the dilute solutions of dipoles in liquids and solids.

Keywords: coefficient of absorption, coefficient of reflection, water, water environment, permittivity, Brewster's angle, polarization.

В настоящее время, ввиду развития техники и технологий с использованием высокочастотных излучателей уделяется большое внимание изучению воздействия электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона и диапазона крайне высоких частот на различные вещества.

Одним из основных составляющих элементов окружающего мира является вода. Большинство биологических организмов состоят более чем из 50 % воды. Поэтому, при изучении воздействия электромагнитного излучения сверхвысокого диапазона, необходимо учитывать механизмы прохождения и отражения электромагнитных волн для водосодержащих сред.

В современной литературе можно найти немало информации по изучению коэффициента отражения для водосодержащих сред [1–5], однако большинство исследований проводятся в открытом пространстве с использованием направленных излучателей. Для детального исследования механизмов поглощения и отражения необходимо проводить исследования при максимальном взаимодействии электромагнитной волны с изучаемым образцом, поэтому це-

лесообразно изучение диэлектрических характеристик при помещении образцов непосредственно в волноводный тракт.

Зная значения диэлектрической проницаемости, можно оценить величину коэффициента отражения по формуле [6]

$$K = \frac{\left(1-\sqrt{\varepsilon}\right)^2}{\left(1+\sqrt{\varepsilon}\right)^2}, \qquad (1)$$

справедливой для случая нормального падения плоской волны на немагнитный диэлектрик без потерь. Здесь ε – диэлектрическая проницаемость, которая для воды может быть рассчитана по формулам Дебая для полярных диэлектриков [7].

Эксперименты по определению коэффициента отражения для дистиллированной воды при нормальном падении электромагнитной волны на границу раздела «воздух – неотражающий диэлектрик – вода», проводимые авторами ранее, показывают хорошее совпадение с формулой (1) [8]. Для воды на частоте 10 ГГц коэффициент отражения составляет 63 %, и мало изменяется в зависимости от частоты [8]. Это говорит о том, что большая часть мощности от границы «воздух – вода» отражается. Данный вывод следует учитывать при вопросах о прохождении электромагнитного излучения через водосодержащие среды.

Однако, из-за наличия высокого коэффициента отражения, точность определения поглощения в водосодержащих средах уменьшается, поэтому целесообразно уменьшение значения отражения от границы «воздух – вода». Одним из способов является использование измерительных кювет со скошенными стенками.

В случае, когда плоская электромагнитная волна, распространяясь в среде, падает на границу раздела с диэлектрической средой под некоторым углом падения φ, который лежит в пределах $0 \le \varphi \le 90^\circ$, формула коэффициента отражения изменяется в зависимости от ориентации плоскости поляризации и плоскости падения волны. При перпендикулярной поляризации, когда плоскость поляризации, содержащая направление вектора **E**, перпендикулярна плоскости падения, справедлива следующая формула для коэффициента отражения для немагнитного диэлектрика без потерь:

$$K_\perp = \frac{\left(\cos\varphi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}\right)^2}{\left(\cos\varphi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}\right)^2}. \qquad (2)$$

При параллельной поляризации, когда плоскость поляризации, содержащая направление вектора **E**, параллельна плоскости падения, справедлива следующая формула для коэффициента отражения для немагнитного диэлектрика без потерь:

$$K_\parallel = \frac{\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi} - \varepsilon\cos\varphi\right)^2}{\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi} + \varepsilon\cos\varphi\right)^2}. \qquad (3)$$

На рис. 1 и 2 показаны графики зависимости коэффициентов отражения при перпендикулярной и параллельной поляризации для дистиллированной воды, при частоте излучения 10 ГГц.

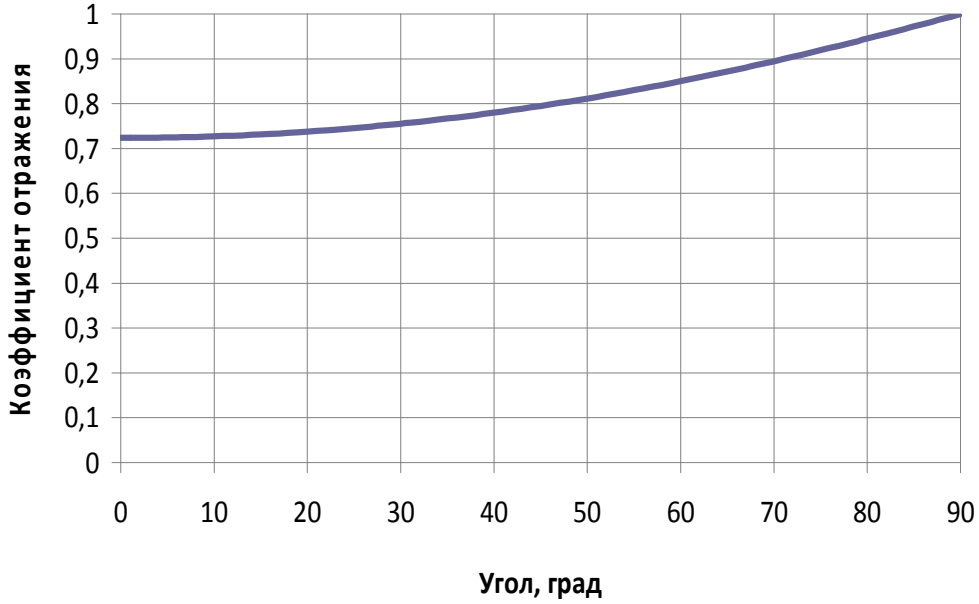


Рис. 1. Графики зависимости коэффициента отражения при перпендикулярной поляризации для дистиллированной воды на частоте 10 ГГц

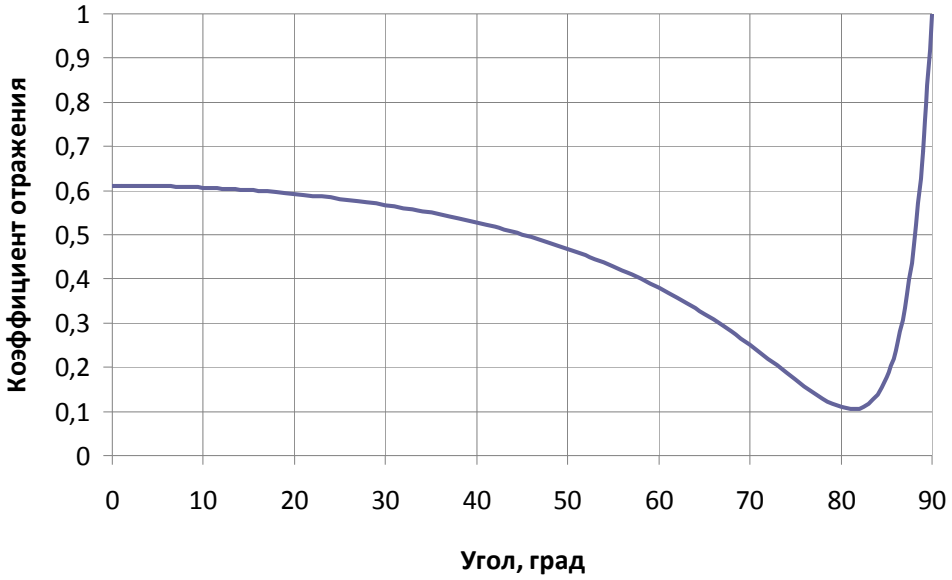


Рис. 2. Графики зависимости коэффициента отражения при параллельной поляризации для дистиллированной воды на частоте 10 ГГц

Из графика для параллельной поляризации следует, что для угла падения примерно 83° имеется минимум коэффициента отражения. Угол, при котором падающая волна полностью, без отражения, проходит через границу раздела двух материальных сред, называется *углом Брюстера*. Явление угла Брюстера при падении плоской электромагнитной волны на немагнитный диэлектрик может наблюдаться лишь при параллельной поляризации падающей волны. Значение угла можно оценить по формуле

$$\varphi_{Б} = \operatorname{arctg}\sqrt{\varepsilon}. \qquad (4)$$

Для воды, при падении электромагнитной волны с частотой 10 ГГц, угол Брюстера равен 84°, что соответствует графику на рис. 2.

Для экспериментального определения коэффициента отражения от водной среды использовалась установка, построенная на базе панорамного измерителя КСВН и ослабления серии Р2-61. Структурная схема установки приведена на рис. 3.

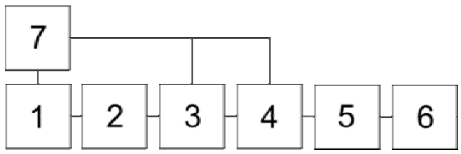


Рис. 3. Структурная схема измерительной установки: *1* – свип-генератор (панорамный измеритель КСВН и ослабления Р2-65); *2* – аттенюатор (3дб); *3*, *4* – направленные детекторы; *5* – капилляр с исследуемым веществом; *6* – согласованная нагрузка; *7* – индикатор

Суть эксперимента заключается в следующем. С помощью двух направленных ответвителей для диапазона частот 8–12 ГГц определяется мощность, падающая на границу раздела «воздух – вода», а также отраженная от этой же границы. По полученным данным строятся графики зависимости коэффициента отражения *K* от частоты излучения *f*. Эксперименты проводились для двух видов отражающей границы: для вертикальной и с наклоном 45 градусов.

В связи с тем, что создание измерительной кюветы со скошенной стенкой затруднено из-за ее небольших размеров, был использован капилляр, который размещался определенным образом в прямоугольном волноводе (рис. 4) Диэлектрический капилляр вставляется через верхнюю и нижнюю неизлучающую стенку волновода в отверстия на центральной осевой линии. При таком размещении большая часть мощности, в связи со структурой поля волны H_{10}, проходит и отражается от диэлектрика, заполняющего капилляр.

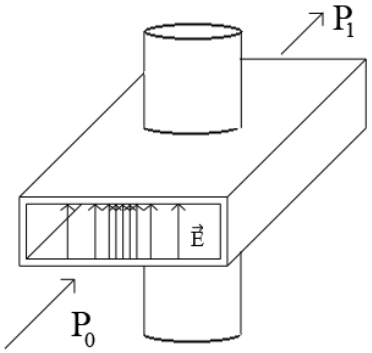


Рис. 4. Капилляр с жидкостью, пронизывающий прямоугольный волновод

Сам капилляр выполнен из радиопрозрачного материала и имеет наружный диаметр 5,0 мм при толщине стенок 0,1–0,2 мм. Коэффициент отражения от него в заданном диапазоне не превышает 0,045 (рис. 5).

Эксперименты проводились при вертикальном и наклонном (на угол 45°) положении капилляра, заполненного дистиллированной водой. Результаты приведены на рис. 6 и 7. Все погрешности измерений лежат в пределе допустимых значений, не более 5 %.

На рис. 6 показана зависимость коэффициента отражения от частоты излучения при вертикальном положении капилляра. Из графика видно, что экспериментальное значение коэффициента отражения составляет порядка 60 % для исследуемого диапазона частот и имеет хорошее совпадение с теоретическими расчетами.

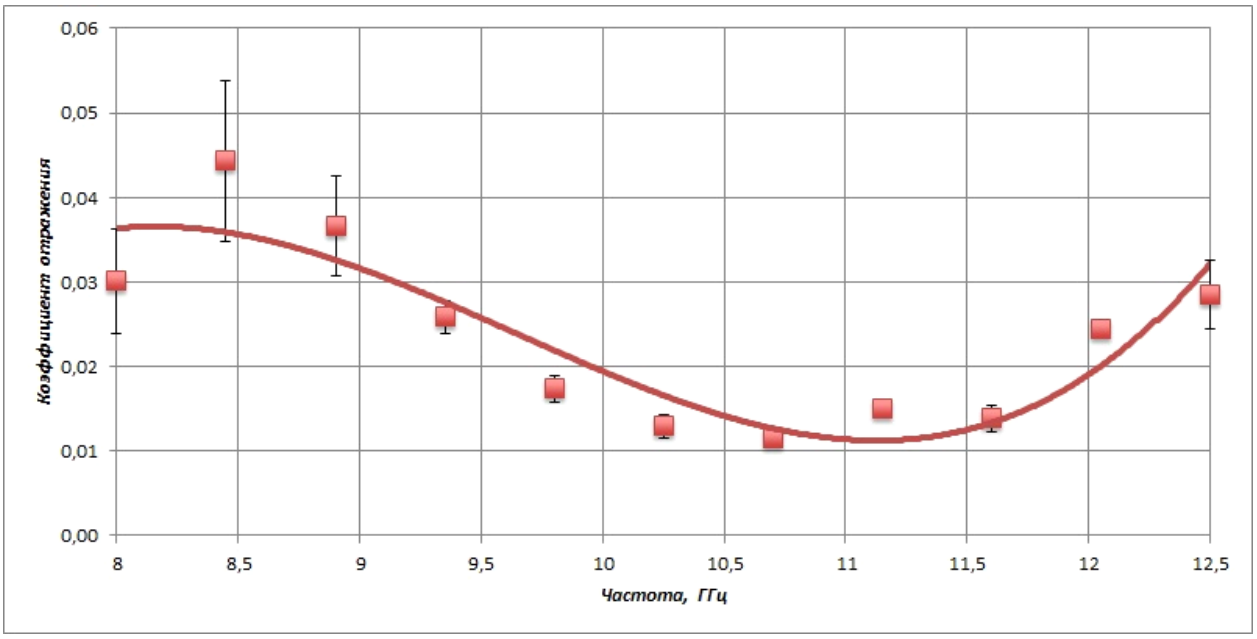


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения K от частоты излучения *f* для пустого капилляра

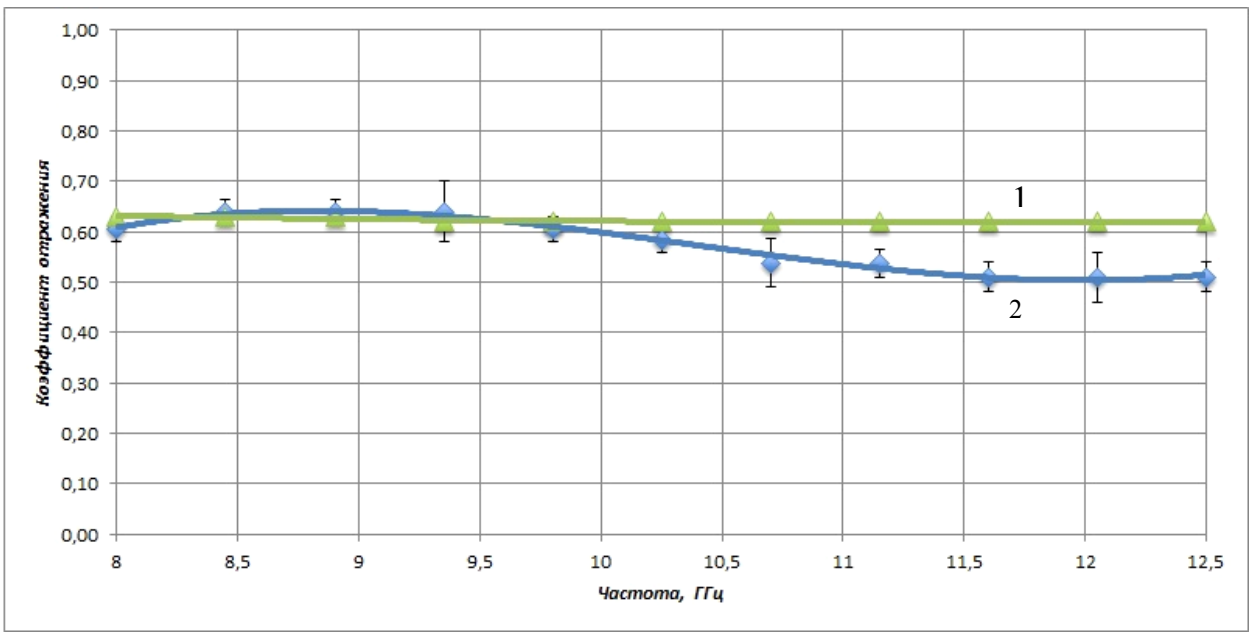


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения K от частоты излучения *f* для капилляра, заполненного водой (вертикальное положение):
1 – теоретический расчет; *2* – экспериментальная кривая

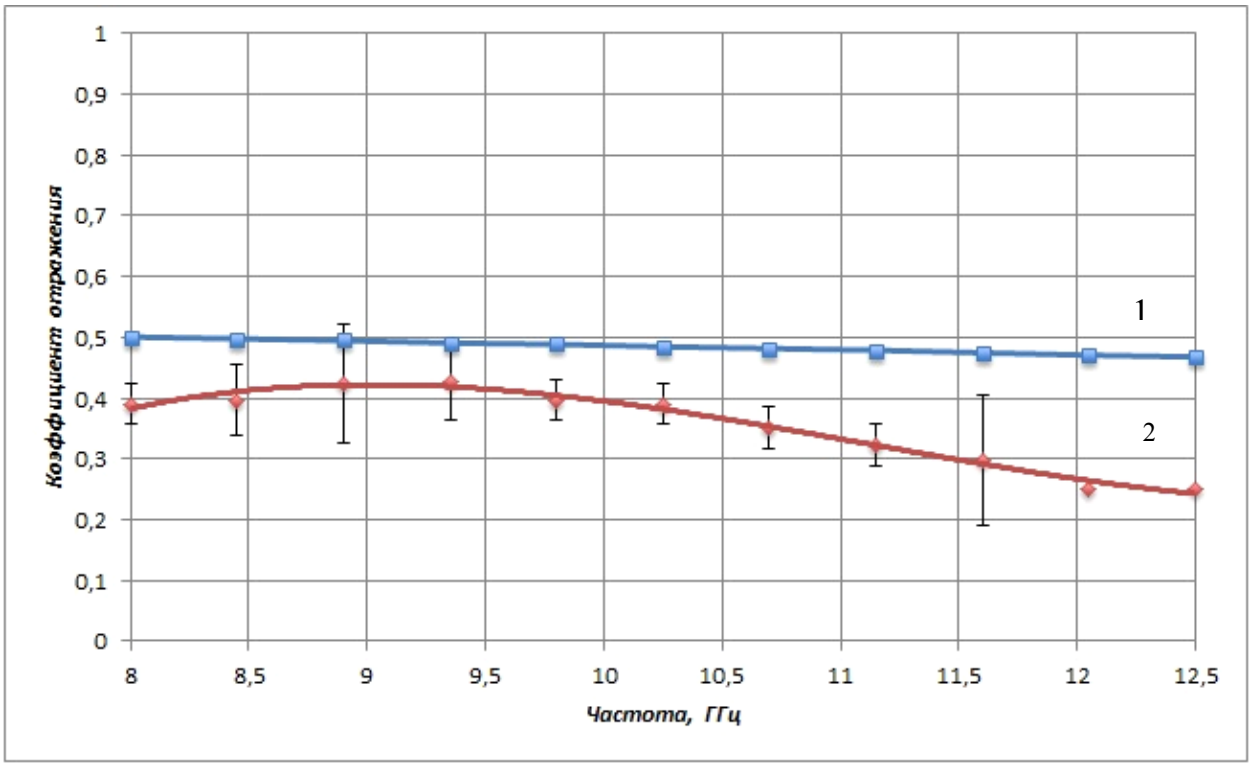


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения K от частоты излучения *f* для капилляра, заполненного водой (положение под углом 45°):
1 – теоретический расчет; *2* – экспериментальная кривая

На рис. 7 показана зависимость коэффициента отражения от частоты излучения при наклонном (угол наклона 45°) положении капилляра. Из графика видно, что экспериментальное значение коэффициента отражения составляет порядка 40 % для исследуемого диапазона частот, при этом теоретический расчет дает значение коэффициента отражения порядка 50 %. Однако, как в экспериментальных данных, так и в теоретических расчетах наблюдается уменьшения коэффициента отражения при изменении угла наклона капилляра.

Зная частотную зависимость диэлектрической проницаемости раствора, по формуле (3) возможно определить значение минимального коэффициента отражения. Для воды, при падении электромагнитной волны с частотой 10 ГГц, угол равен 84°.

Таким образом, проведенные эксперименты указывают на возможность уменьшения значения коэффициента отражения при использовании кювет с наклонными стенками, что приводит к возможности проведения более точных измерений такого параметра как коэффициент поглощения для воды и водных растворов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Measurement of dielectric constant of saline water and estimation of emissivity and scattering coefficient at different physical temperatures at microwave frequencies / O.P.N. Calla, Dinesh Bohra, Rajesh Vyas // International Centre for Radio Science, ‘OM NIWAS’A-23 Shastri Nagar Jodhpur. http://www.ursi.org/Proceedings/ProcGA05/C_page1.htm

2. Диэлектрические проницаемости и релаксация в водных растворах $K_2[PDLC_4]$ и $K_2[PTCL_4]$ / А. К. Лященко [и др.] // Координационная химия. – 2009. – Т. 35. – № 9. – С. 643–649.

3. Изменение электрохимических показателей и структурного состояния воды при СВЧ-облучении / Г. В. Яковлева [и др.] // Гигиена и санитария. – 2010. – № 4. – С. 52–55.

4. *Кобелев, А. В.* Температурная зависимость СВЧ-диэлектрических свойств водных растворов иодада калия / А. В. Кобелев, А. С. Лилеев, А. К. Лященко // Журнал неорганической химии. – 2011. – Т. 56. – № 4. – С. 697–704.

5. *Лилеев, А. С.* СВЧ-диэлектрические свойства водных растворов гидроксида калия / А. С. Лилеев, Д. В. Логинова, А. К. Лященко // Журнал неорганической химии. – 2011. – Т. 56. – № 6. – С. 1017–1023.

6. *Баскаков, С. И.* Электродинамика и распространение радиоволн : учеб. пособие / С. И. Баскаков. – М.: Высш. шк., 1992.

7. *Дебай, П.* Полярные молекулы / П. Дебай. – М.: ГНТИ, 1931. – 281 с.

8. *Пенской, А. С.* Изучение диэлектрических свойств воды в СВЧ-диапазоне / А. С. Пенской, А. Г. Шеин // Биомедицинская радиоэлектроника, 2011. – № 9. – С. 62–66.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА В НАУКЕ, ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ

УДК 621.396.96: 629.7

В. Д. Захарченко, О. В. Пак
V. D. Zakharchenko, O. V. Pak

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ СТРОБОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РАДИОСИГНАЛОВ*

MODELING OF ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY OF PERIODIC RADIOSIGNAL STROBOSCOPIC PROCESSING SYSTEMS

Волгоградский государственный университет
Volgograd State University
E-mail: Zakharchenko_VD@mail.ru, Olpak1@mail.ru

Рассматривается проблема электромагнитной совместимости близко расположенных стробоскопических РЛС. Разработан макет радиоимпульсного стробоскопического преобразователя, позволяющий производить моделирование работы стробоскопической системы с обработкой данных на персональном компьютере. Приводятся результаты полунатурного моделирования прохождения асинхронных помех через стробоскопическую систему обработки.

Ключевые слова: стробоскопическое преобразование, электромагнитная совместимость, обработка сигналов, взаимные помехи.

The problem of electromagnetic compatibility of closely located stroboscopic radar systems is discussed. A prototype of a radar pulse stroboscopic transformer is designed and manufactured which allows to model the performance of a stroboscopic system with data processing on a personal computer. Results of seminatural modeling of asynchronous interference passing through the stroboscopic processing system.

Keywords: Stroboscopic transform, signal processing, electromagnetic compatibility, cross interference.

Введение

Стробоскопические методы спектральной трансформации позволяют сравнительно простыми техническими средствами согласовать частотный диапазон широкополосных радиосигналов с возможностями анализирующей аппаратуры. Временное квантование, присущее этим методам, хорошо сочетается с принципом цифровой фильтрации, что стимулирует использование стробоскопических методов в системах цифровой обработки широкополосных сигналов ближней локации [1, 2].

Проблема электромагнитной совместимости радиотехнических систем обусловливает необходимость разноса рабочих частот близко расположенных РЛС. Однако при использовании широкополосных сигналов выполнение этого условия связано со значительными трудностями, поэтому на практике необходимо считаться с возможностью взаимных помех [3]. Из всех возможных выделим помехи, которые назовем «асинхронными», подразумевая под этим периодический процесс с периодом, отличным от периода повторения импульсов полезного сигнала [4]. Асинхронной помехой может являться также специально организованный сигнал для срыва сопровождения по дальности.

В данной работе методом полунатурного моделирования оцениваются возможности подавления асинхронных помех в приемном тракте широкополосной стробоскопической РЛС.

Схема радиоимпульсного стробирования

Полезный сигнал $x(t)$, асинхронная помеха $z(t)$, а также последовательность стробирующих радиоимпульсов $a(t)$ на входах линейной модели стробоскопической обработки (рис. 1), представляются периодически повторяющимися отрезками узкополосных импульсных процессов на интервале $[0, NT]$:

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= \sum_{k=0}^{N} \dot{X}(t-kT)\, e^{j\omega_0 t}; \\ \dot{z}(t) &= \sum_{k=0}^{M} \dot{Z}(t-kT_Z)\, e^{j\omega_0 t}; \\ \dot{a}(t) &= \sum_{k=0}^{N} \dot{A}(t-kT_1)\, e^{j\omega_1 t}, \end{aligned} \qquad (1)$$

где $\dot{X}(t), \dot{Z}(t), \dot{A}(t)$ – комплексные огибающие; T, T_Z – периоды повторения сигнала и помехи;

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-07-00175-а и № 10-07-97012-р_поволжье_а).

ω_0, ω_1 – несущие частоты входных и стробирующих радиоимпульсов; T_1 – период стробирования, согласованный с периодом сигнала T и коэффициентом спектральной трансформации N соотношением $T_1 = T\left(1+1/N\right)$; $M = NT/T_Z$ – число периодов помехи на интервале $[0, NT]$; $N, M >> 1$.

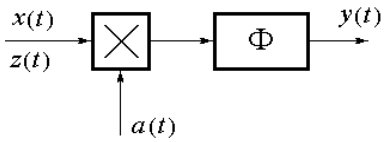


Рис. 1. Модель стробоскопической обработки, состоящая из перемножителя и линейного фильтра Ф, настроенного на разностную частоту несущих $\Omega = \omega_0 - \omega_1$

При длительности стробирующих импульсов $a(t)$ много меньшей, чем длительность входного сигнала $x(t)$, выходной сигнал схемы радиоимпульсного стробирования $y(t)$ асимптотически (при $N \to \infty$) узкополосен, адекватен огибающей входного сигнала на несущей частоте Ω и описывается соотношением [2]:

$$\dot{y}(t) \sim \alpha\, \dot{X}\left(t/N\right) e^{j\Omega t}\,, \qquad (2)$$

где α – масштабный коэффициент.

Оценка эффективности подавления асинхронных помех

Эффективность подавления асинхронных помех асимптотически оценивается отношением $K_Z = P_Z/P$, где P_Z и P – средние мощности откликов схемы радиоимпульсного стробирования на помеху и полезный сигнал соответственно на интервале $[0, NT]$. Расчетный вид этого отношения в зависимости от соотношения частот повторения полезного сигнала $F = 1/T$ и помехи $F_Z = 1/T_Z$ получен в работе [4] для отдельных участков зависимости $K_Z(F_Z)$ и при одинаковых корреляционных свойствах сигнала и помехи составляет:

• в окрестности частоты следования сигнала ($F_Z \approx F$):

$$K_Z \approx \frac{2}{1+N\left|\frac{F_Z}{F}-1\right|}; \qquad \frac{2\Delta F}{F} \approx \frac{2}{N}; \qquad (3)$$

• на гармониках частоты повторения сигнала ($F_Z = nF; \quad n = 2,3,4...$):

$$K_Z \approx \frac{2}{1+N\left|\frac{F_Z}{nF}-1\right|}; \qquad \frac{2\Delta F}{F} \approx \frac{2n}{N}; \qquad (4)$$

• на субгармониках частоты повторения сигнала ($F_Z = F/m; \quad m = 2,3,4....$):

$$K_Z \approx \frac{2/m}{1+N\left|\frac{mF_Z}{F}-1\right|}; \qquad \frac{2\Delta F}{F} \approx \frac{2}{mN}; \qquad (5)$$

• за пределами сетки частот $F_Z = nF$ и $F_Z = F/m$:

$$K_Z \approx 2F_Z\tau_k\,, \qquad (6)$$

где *n, m* – номера гармоник и субгармоник частоты повторения сигнала соответственно; $2\Delta F/F$ – относительная «полоса прозрачности» стробоскопической системы для асинхронной помехи по уровню 0,5 от максимума; τ_k – интервал корреляции сигнала (помехи).

Вид зависимости $K_Z\left(F_Z\right)$, построенной в соответствии с выражениями (3)–(6), показан на рис. 2. Для наглядности масштаб изображения сильно искажен (реальные значения величин лежат в диапазоне $N \sim 10^3 - 10^6$; $F_Z\tau_k \sim 10^{-2} - 10^{-3}$).

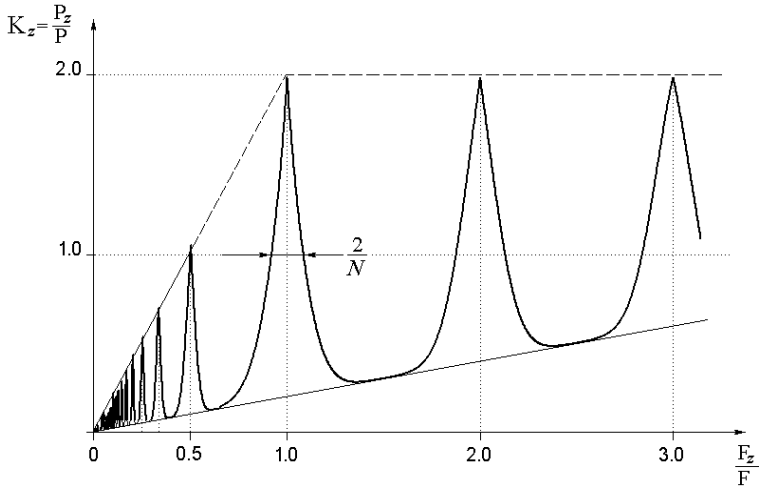


Рис. 2. Частотная характеристика стробоскопической системы по асинхронной помехе

Полунатурное моделирование воздействия асинхронной помехи на стробоскопический преобразователь

На рис. 3 представлена блок-схема экспериментального макета, включающая в себя формирователь радиопомехи, состоящий из цифрового синтезатора гармонических сигналов **AD9851**, микроконтроллера **ATmega16**, преобразователя интерфейсов USB-USART **FT232** и мультиплексора **OPA3875**, а также макет радиоимпульсного стробоскопического преобразователя [5] и персональный компьютер. Модельные сигналы представляют собой когерентную последовательность радиоимпульсов прямоугольной формы, удовлетворяющие условию (1).

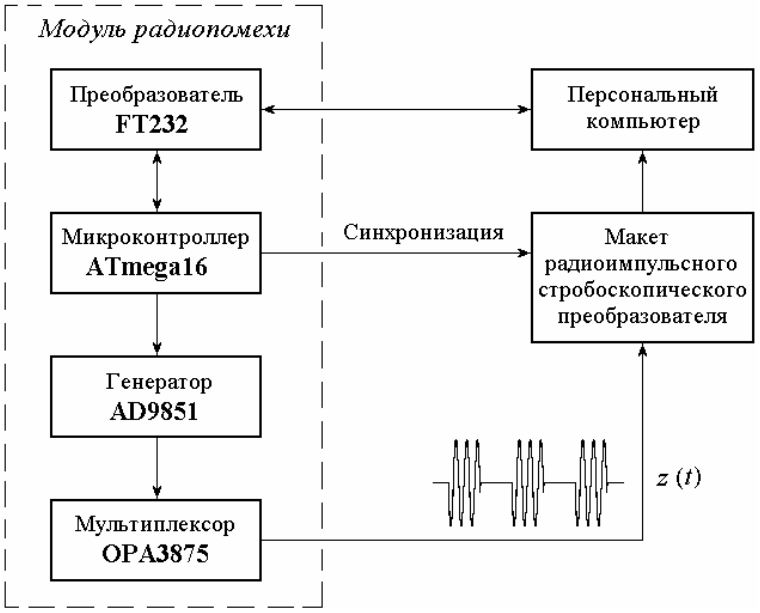


Рис. 3. Схема исследования влияния асинхронных помех на стробоскопический преобразователь радиосигналов

Трансформированный во времени сигнал с выхода макета стробоскопического преобразователя оцифровывается и подается в персональный компьютер для последующей обработки. Период следования радиопомех T_Z задается компьютером через порт USB.

На рис. 4 приведены фрагменты осциллограмм, полученных на выходе радиоимпульсного стробоскопического преобразователя: при действии на входе сигнала без помехи (*а*) и суммы сигнала $x(t)$ и асинхронной помехи (*б*). Частота несущих f_0 = 1,01 МГц; амплитуды и длительности импульсов сигнала и помехи выбраны одинаковыми; соотношение частот следования F_Z / F составляет 0,9. Коэффициент спектральной трансформации N = 2500.

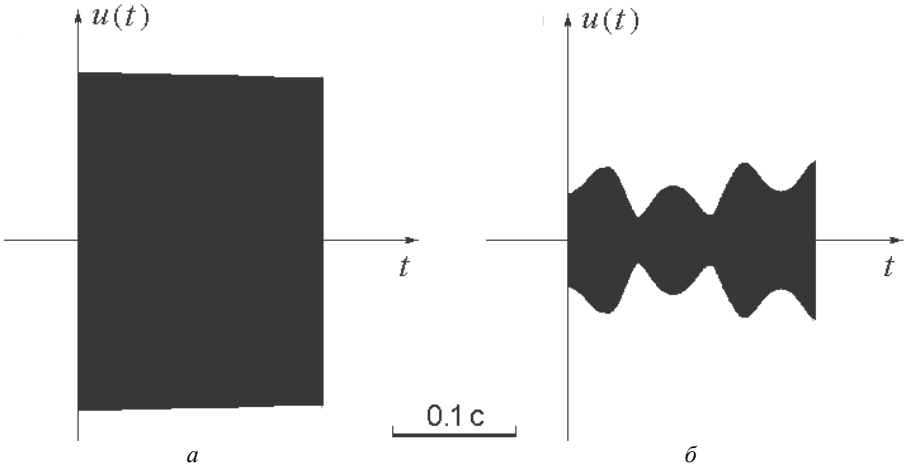


Рис. 4. Фрагменты осциллограмм на выходе схемы радиоимпульсного стробирования: без асинхронной помехи (*а*) и с асинхронной помехой (*б*)

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента передачи по асинхронной помехе радиоимпульсного стробоскопического преобразователя, полученная полунатурным моделированием прохождения помех через макет преобразователя со следующими параметрами сигналов: длительность радиоимпульса – 2 мс, период следования 3 мс; период следования асинхронной помехи длительностью 500 мкс изменялся в диапазоне от 505 до 10 500 мкс с дискретностью 1 мкс. Длительность радиостроба составляла 500 мкс; коэффициент спектральной трансформации N = 2500. Обработка данных компьютером велась в среде C++ Bulder 6.

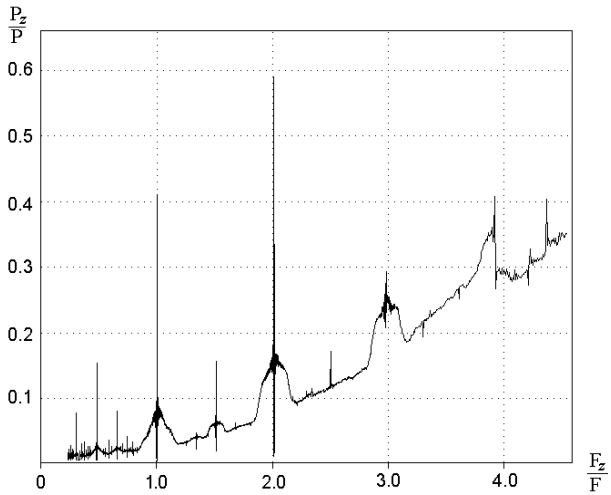


Рис. 5. Частотная характеристика стробоскопической системы по асинхронной помехе при полунатурном моделировании

Таким образом, характер зависимости подавления асинхронной помехи в схеме радиоимпульсного стробирования, полученный полунатурным моделированием, соответствует результатам теоретического анализа в области гармоник и субгармоник сигнала. Некоторое расхождение при $F_Z > 3F$ связано с тем, что при росте частоты повторения асинхронной радиопомехи не учитывалось тактовое время выполнения одной команды микроконтроллером.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Захарченко, В. Д.* Обработка когерентных радиосигналов в системах стробоскопической локации / В. Д. Захарченко // Радиолокация, радионавигация, связь : Материалы XV Международной НТК (RLNC-2009). Т. 3. – Воронеж : «САКВОЕЕ» ООО, 2009. – С. 1402–1409.

2. Формулировка принципа неопределенности при стробоскопической обработке сигналов / В. Д. Захарченко, О. В. Пак, В. И. Максименко, А. Ф. Васильев // Известия ВУЗов России. Радиоэлектроника, 2012. – № 2. – С. 43–46.

3. *Паршин, Ю. Н.* Хаотическая динамика адаптивной системы компенсации комплекса точечной и протяженной помех / Ю. Н. Паршин // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43. – № 11. – С. 1336–1342.

4. *Захарченко, В. Д.* Подавление асинхронных помех в стробоскопическом преобразователе / В. Д. Захарченко // Радиолокация, радионавигация, связь : Материалы XVII Международной НТК (RLNC-2011). Т. 1. – Воронеж : «САКВОЕЕ» ООО, 2011. – С. 414–420.

5. *Пак, О. В.* Моделирование радиоимпульсного стробоскопического преобразователя / В. Д. Захарченко, О. В. Пак // Методы и устройства формирования и обработки сигналов в информационных системах : межвуз. сб. науч. тр. под ред. проф. Ю. Н. Паршина. – Рязань : РГРТУ, 2010. – С. 5–8.

УДК 53.083.91

С. В. Макартичян

S. V. Makartichyan

ЦИФРОВОЙ ДВУХЧАСТОТНЫЙ ВЛАГОМЕР ДРЕВЕСИНЫ
TWO-FREQUENCY DIGITAL WOOD HYDROMETER

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: makartichyan-a@mail.ru

Предложен двухчастотный диэлькометрический прибор контроля влажности древесины. Для выявления комбинирующей функции влагомера используется вероятностный подход.

Ключевые слова: прибор контроля влажности, комбинирующая функция.

The two-frequency dielkometric control device of wood humidity is offered. For identification of hydrometer combining function a probabilistic approach is used.

Keywords: humidity control device, combining function.

Введение

В деревообрабатывающей промышленности в основном используются прямой весовой и косвенные электрические способы измерения влажности. Наиболее перспективным электрическим способом измерения влажности древе-

сины является диэлькометрический способ, позволяющий конструировать влагомеры с наиболее широким диапазоном измерения, достаточно высокой точностью, быстродействием и возможностью автоматизации процесса измерений [1].

Однако точность однопараметровых диэлькометрических методов измерения влажности древесины зачастую не удовлетворяет требованиям производства. Это объясняется разбросом параметров контролируемого материала и сложностью их измерения с целью компенсации вызываемых ими погрешностей [1, 2].

В связи с этим актуальной проблемой в настоящее время является создание комбинированных методов измерения влажности [3]. Наиболее простой комбинированный диэлькометрический метод – двухчастотный метод, позволяющий уменьшить погрешность измерения влажности практически без усложнения конструкции влагомера.

Теоретическая часть

В разработке комбинированных методов возможны два пути выявления комбинирующей функции – детерминированный и вероятностный [3]. *Первый путь – детерминированный* – основан на использовании функциональных зависимостей между влажностью и мешающими параметрами древесины для различных методов измерения влажности и вычислении по ним комбинирующей функции. *Второй путь – вероятностный* – основан на представлении влажности и мешающих сигналов в виде случайных величин. Если для них определены многомерные законы распределения, а также авто- и взаимнокорреляционные функции, то комби нирующая функция может быть найдена из условия получения максимальной информации о влажности [3].

Первый путь целесообразно использовать при наличии в контролируемом материале одного наиболее сильно мешающего параметра.

Второй путь дает более высокую точность и целесообразен при наличии большого числа примерно равнозначных мешающих параметров, которые учесть в отдельности затруднительно из-за их очень малых колебаний относительно их математических ожиданий.

Для оценки эффективности комбинированных методов измерения можно сравнить количества информации о влажности, содержащиеся в результатах однопараметрового и комбинированного двухпараметрового методов. Результат измерения Z_1 влажности W однопараметровым методом:

$$Z_1 = W + y_1, \qquad (1)$$

где y_1 – погрешность метода. Информация о влажности, содержащаяся в результатах измерения Z_1, определяется выражением [3]:

$$I_{W\leftrightarrow Z_1} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(W,Z_1)\ln\frac{f(W,Z_1)}{f_1(W)f_2(Z_1)}dWdZ_1, \qquad (2)$$

где $f(W,Z_1)$ – плотность распределения вероятности системы случайных величин (W,Z_1); $f_1(W)$, $f_2(Z_1)$ – плотности вероятности влажности и результата ее измерения. Законы распределения $f_1(W)$ и $f_2(Z_1)$ можно принять нормальными [3], причем величины W и y_1 независимые, тогда выражение под знаком логарифма в уравнении (2)

$$\frac{f(W,Z_1)}{f_1(W)f_2(Z_1)} = \frac{\dfrac{1}{2\pi\sigma_W\sigma_{Z_1}\sqrt{1-r_{WZ_1}^2}}\exp\left[\dfrac{-1}{2\left(1-r_{WZ_1}^2\right)}\left(\dfrac{\dot{W}^2}{D_W}-2\dfrac{r_{WZ_1}\dot{W}\dot{Z}_1}{\sigma_W\sigma_{Z_1}}+\dfrac{\dot{Z}_1^2}{D_{Z_1}}\right)\right]}{\dfrac{1}{\sigma_W\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\dfrac{\dot{W}^2}{2D_W}\right)\cdot\dfrac{1}{\sigma_{Z_1}\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\dfrac{\dot{Z}_1^2}{2D_{Z_1}}\right)}, \qquad (3)$$

где σ_W, σ_{Z_1} – среднеквадратические отклонения соответственно влажности и результата контроля; D_W, D_{Z_1} – дисперсии влажности и результата Z_1; r_{WZ_1} – коэффициент корреляции между влажностью и результатом ее контроля; $\dot{W}$, $\dot{Z}_1$ – центрированные случайные величины влажности и результата ее контроля. Подстановка этого выражения в уравнение (2) после преобразований дает формулу для искомой информации

$$I_{W\leftrightarrow Z_1} = \ln\frac{1}{\sqrt{1-r_{WZ_1}^2}}. \qquad (4)$$

Для ее определения необходимо вычислить корреляционный момент K_{WZ_1} между влажностью W и результатом Z_1 как математическое

ожидание произведения их центрированных значений:

$$K_{WZ_1} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \dot{W}\dot{Z}_1 f\left(W, Z_1\right) dW dZ_1 = D_W . \qquad (5)$$

Отсюда коэффициент корреляции определяется выражением

$$r_{WZ_1} = K_{WZ_1} / \sigma_W \sigma_{Z_1} = \sigma_W / \sigma_{Z_1} .$$

Если данное выражение подставить в формулу (4), можно получить искомую информацию

$$I_{W\leftrightarrow Z_1} = \ln \frac{1}{\sqrt{1-\left(\sigma_W / \sigma_{Z_1}\right)^2}} = \\ = \frac{1}{2}\ln \frac{D_W + D_{y_1}}{D_{y_1}} = \frac{1}{2}\ln\left(1+m\right), \qquad (6)$$

где $m = D_W / D_{y_1}$ – отношение дисперсии влажности и погрешности ее измерения.

В двухпараметровом методе контроля влажности с результатом контроля Z_1 комбинируется результат Z_2, полученный другим методом контроля, погрешность которого y_2 отличается от погрешности y_1:

$$Z_2 = W + y_2 . \qquad (7)$$

Результаты комбинированного метода должны так же, как и результаты комбинируемых методов и измеряемая величина, подчиняться нормальному закону. Это условие выполняется при линейной комбинации результатов

$$G\left(Z_1, Z_2\right) = a_1 Z_1 + a_2 Z_2 , \qquad (8)$$

где a_1, a_2 – весовые коэффициенты.

Приращение результата, определяемого комбинирующей функцией $G\left(Z_1, Z_2\right)$ при малых колебаниях Z_1 и Z_2

$$dG\left(Z_1, Z_2\right) = \frac{\partial G}{\partial Z_1} dZ_1 + \frac{\partial G}{\partial Z_2} dZ_2 . \qquad (9)$$

В данном случае величины dZ_1 и dZ_2 – это погрешности контроля y_1 и y_2. Поэтому

$$dG\left(Z_1, Z_2\right) = a_1 y_1 + a_2 y_2 . \qquad (10)$$

После подстановки в уравнение (8) значений Z_1 и Z_2 из выражения (1) и (7) получится уравнение

$$G\left(Z_1, Z_2\right) = \left(a_1 + a_2\right) W + a_1 y_1 + a_2 y_2 . \qquad (11)$$

Информацию о влажности, заключенную в результатах комбинированного метода, можно определить по формуле (6). Информация равна

$$I_{W\leftrightarrow G} = \frac{1}{2}\ln \frac{D_W + D_G}{D_G}, \qquad (12)$$

где D_G – дисперсия погрешности комбинированного метода.

После введения в уравнение (11) условия нормирования $a_1 + a_2 = 1$

$$G = W + a_1 y_1 + a_2 y_2 . \qquad (13)$$

Дисперсия D_G его погрешности определяется выражением

$$D_G = \int_{-\infty}^{+\infty} (G - W)^2 f\left(G\right) dG = \\ = a_1^2 D_1 + a_2^2 D_2 + 2 a_1 a_2 K_{12} , \qquad (14)$$

где $D_1 = D_{y1}$; $D_2 = D_{y2}$ – дисперсии погрешностей комбинируемых методов; K_{12} – корреляционный момент между погрешностями.

Из выражения (12) видно, что условие максимума информации сводится к условию минимума дисперсии D_G. Учитывая условие нормирования, выражение для дисперсии D_G примет следующий вид:

$$D_G = a_1^2 D_1 + (1 - a_1)^2 D_2 + 2 a_1 \left(1 - a_1\right) K_{12} .$$

После дифференцирования полученного выражения по a_1 получается

$$\frac{\partial D_G}{\partial a_1} = 2 a_1 D_1 - 2\left(1 - a_1\right) D_2 + 2\left(1 - 2a_2\right) K_{12}, \qquad (15)$$

и из условия равенства его нулю определяются оптимальные значения весовых коэффициентов

$$a_1 = \frac{n - r_{12}\sqrt{n}}{1 - 2 r_{12}\sqrt{n} + n}, \quad a_2 = \frac{1 - r_{12}\sqrt{n}}{1 - 2 r_{12}\sqrt{n} + n}, \qquad (16)$$

где $n = D_2 / D_1$; $r_{12} = K_{12} / \sigma_1 \sigma_2$ – коэффициент корреляции между погрешностями.

При подстановке значения (16) в выражения (14) и (12) получается выражение для полной информации о влажности, содержащейся в результате комбинированного метода:

$$I_{W\leftrightarrow G} = \frac{1}{2}\ln \frac{D_W + \alpha D_1}{\alpha D_1}, \qquad (17)$$

где

$$\alpha = n \frac{\left(1 - r_{12}\sqrt{n}\right)^2 + 2 r_{12}\left(\sqrt{n} - r_{12}\right)\left(1 - r_{12}\sqrt{n}\right) + \left(\sqrt{n} - r_{12}\right)^2}{\left(1 - 2 r_{12}\sqrt{n} + n\right)^2} . \qquad (18)$$

Приращение информации, которое обеспечивает комбинированный метод по сравнению с наиболее точным из комбинируемых, определяется выражением

$$\Delta I\left(W\right) = I_{W\leftrightarrow G} - I_{W\leftrightarrow Z_1} = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\frac{m}{\alpha}}{1+m}, \qquad (19)$$

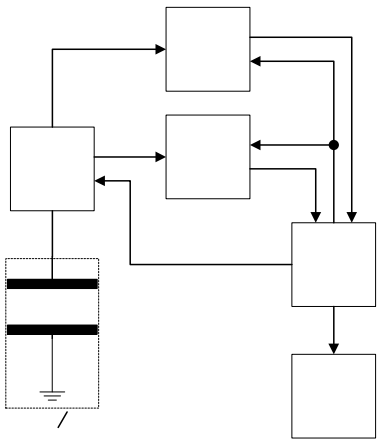
где $m = D_W / D_1$.

Из выражения (19) видно, что выигрыш возможен при $\alpha < 1$. Анализ выражения (18) показывает, что α не превышает единицы при любых значениях n и r_{12}. Это обеспечивает неотрицательное приращение информации при любых парах комбинируемых методов.

На приведенном рисунке показана структурная схема автоматизированного цифрового двухчастотного влагомера древесины.

Влагомер состоит из емкостного датчика *1*, подключаемого при помощи двухконтактного переключателя *2* во времязадающие цепи генераторов *3* и *4*, и микроконтроллеров *5* и *6*, причем микроконтроллер *6* оснащен встроенным цифровым индикатором.

Микроконтроллер *5* в начале измерения подключает емкостный датчик *1* во времязадающую цепь генератора *3* через двухконтактный переключатель *2*, устанавливает на разрешающем входе генератора *3* логический уровень напряжения, разрешающий генерирование, и запускает два внутренних счетчика.



Структурная схема автоматизированного цифрового двухчастотного влагомера древесины

Первый счетчик предназначен для счета импульсов генератора *3*, второй – для счета тактовых импульсов внутреннего генератора микроконтроллера *5*. При переполнении первого счетчика микроконтроллер *5* останавливает второй счетчик, в котором к этому моменту формируется двоичный код N_1. Двоичный код N_1 на выходе второго счетчика микроконтроллера *5* пропорционален емкости конденсаторного датчика с образцом, а следовательно, связан с влажностью образца [4]:

$$N_1 = NT_1 / T, \qquad (20)$$

где N – количество периодов генератора *3*, подсчитанных первым счетчиком (задается программным способом, что позволяет управлять разрешающей способностью измерительного устройства); T_1 – период следования прямоугольных импульсов генератора *3*, прямо пропорционально связанный с емкостью датчика с образцом древесины; T – период следования тактовых импульсов внутреннего генератора микроконтроллера *5*. Далее микроконтроллер *5* подключает емкостный датчик *1* во времязадающую цепь генератора *4* через двухконтактный переключатель *2*, и процесс измерений повторяется. Результат измерений пропорционален емкости конденсаторного датчика с образцом, а следовательно, связан с влажностью образца [4]:

$$N_2 = NT_2 / T, \qquad (21)$$

где T_2 – период следования прямоугольных импульсов генератора *4*.

Результаты измерений N_1 и N_2 поступают на микроконтроллер *6*, в памяти которого находится программа для определения комбинирующей функции

$$G\left(N_1, N_2\right) = a_1 N_1 + a_2 N_2$$

и коэффициентов a_1 и a_2 (16).

Выводы

Использованная методика позволяет реализовать вероятностный способ получения комбинирующей функции влагомера. К недостаткам комбинированных методов относится некоторое усложнение электронной измерительной схемы влагомера. Однако применение современных средств полупроводниковой техники позволяет сделать эту схему малогабаритной и высоконадежной. В то же время отпадает необходимость применения дополнительных преобразователей для измерения мешающих параметров и значительно упрощается конструкция основного преобразователя влажности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Шилин, А. Н.* Автоматизация контроля влажности паркетной доски в процессе ее производства / А. Н. Шилин, С. Б. Сластинин, С. В. Макартичян // Приборы. – 2009. – № 1. – С. 47–51.

2. *Шилин, А. Н.* Цифровой прибор производственного контроля влажности паркетной доски / А. Н. Шилин, С. В. Ма-картичян // Датчики и системы. – 2010. – № 12. – С. 56–58.

3. *Музалевский, В. И.* Измерение влажности древесины / В. И. Музалевский. – М.: Лесная промышленность, 1976. – 120 с.

4. Пат. 2397483 РФ, МКИ 7 G01N 27/22. Цифровой поточный измеритель влажности / А. Н. Шилин, С. В. Макартичян. – Опубл. 20.08.10, Бюл. № 23.

УДК 539.2: 534.833

Д. В. Артамонов, А. Н. Литвинов
D. V. Artamonov, A. N. Litvinov

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СЛОИСТЫХ ПАНЕЛЕЙ
DYNAMICS OF STRUCTURAL COMPONENTS OF PRODUCTS IN THE FORM OF SANDWICH PANELS

Пензенский государственный университет
Penzenski State University
E-mail: dmitrartamon@yandex.ru., fzo@pnzgu.ru.

Рассмотрены конструктивные элементы в виде панелей различной геометрии, на внутренней и внешней поверхностях которых расположены многослойные покрытия, состоящие из слоев различной жесткости. Предложенная математическая модель позволяет исследовать эффективность применения таких вибродемпфирующих покрытий и места их расположения для повышения виброустойчивости конструктивных элементов.

Ключевые слова: динамика, слоистая панель, конструктивный элемент, покрытие, вибродемпфирование.

Structural components in the form of various geometry panels, which interior and exterior surfaces are had the multilayer coatings composed of various rigidity layers, are observed. The offered mathematical model allows to analyze operational effectiveness and position of these vibrodamping coatings for raise of vibration resistance of structural components.

Keywords: dynamics, the sandwich panel, structural component, coating, vibrodamping.

Введение

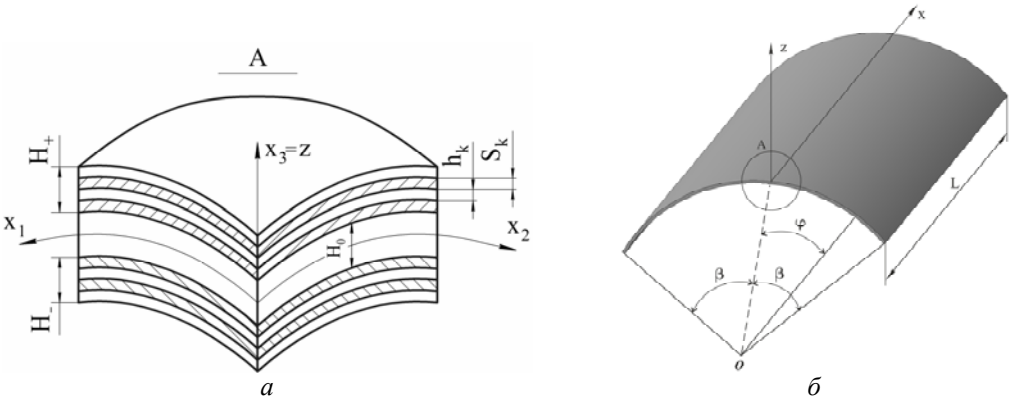
Панели являются частью замкнутых оболочек вращения и в зависимости от геометрии срединной поверхности оболочки могут быть цилиндрическими, коническими, сферическими и т. п. Они широко применяются в качестве несущих конструкций в авиационных, ракетно-космических и в специзделиях военного назначения, на которых крепятся блоки телеметрической, радиоэлектронной и иной аппаратуры, работающей в сложных условиях внешних динамических воздействий. Виброустойчивость панелей и аппаратуры, установленной на них, существенным образом определяет работоспособность и надежность изделий в целом в сложных условиях их эксплуатации [1].

Для повышения виброустойчивости на внешних и внутренних поверхностях несущих панелей размещают многослойные покрытия из чередующихся мягких и жестких слоев, обеспечивающие эффективное демпфирование в широком частотном диапазоне [2, 3]. Разработка математических моделей для анализа напряженно-деформированного состояния слоистых панелей и исследование их виброустойчивости является актуальной проблемой, решение которой позволяет на этапе проектирования выбрать оптимальные параметры слоев покрытий и места их расположения для обеспечения требуемого уровня виброустойчивости конструкции.

1. Основные уравнения динамики многослойных панелей

В реальных конструкциях часто используются незамкнутые многослойные оболочки, которые называют панелями. На рис. 1, *а* показан фрагмент слоистой структуры панели, на поверхностях которой в самом общем случае расположены многослойные вибродемпфирующие покрытия, имеющие толщины H_j. Индекс $j=-1$ соответствует внутреннему, а $j=+1$ – внешнему покрытиям (в дальнейшем единицу в индексе j будем опускать, оставляя только знаки «+» или «–»).

Каждое покрытие состоит из чередующихся мягких и жестких слоев по классификации, приведенной в [2]. Для жестких слоев приняты гипотезы Кирхгофа – Лява, а мягкие слои работают на сдвиг и являются вязкоупругими, т. е. обеспечивают демпфирование колебаний за счет развитых деформаций сдвига. Диссипативные свойства мягких слоев характеризуются комплексными модулями для их материалов $G_k^* = G_k\left(1+i\eta_k\right)$. Здесь G_k – динамический модуль сдвига, а η_k – тангенс потерь, зависящие от температурно-частотного диапазона, в котором эксплуатируется конструкция. Трансверсальную податливость мягких слоев не учитываем, считая, что их обжатие в направлении оси x_3 (рис. 1, *а*) отсутствует, а перемещения в направлении этой оси для всех жестких слоев являются одинаковыми, т. е. $u_3^k = w$. Свойства жестких слоев характеризуются модулем упругости E_k и коэффициентом Пуассона μ.



а *б*

Рис. 1. Панели:
а – фрагмент слоистой структуры панели; *б* – фрагмент цилиндрической панели

Сохраняя все обозначения, принятые в работе [4], получим $\left[2\left(n_+ + n_-\right)+1\right]$ уравнений колебаний панелей с многослойными покрытиями, содержащими n_+ и n_- жестких слоев во внешнем и внутреннем покрытии соответственно:

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\left[\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left(N_{11}^{(k)}\,H_2^{(k)}\right)+\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left(N_{12}^{(k)}\,H_1^{(k)}\right)+\frac{\partial H_1^{(k)}}{\partial x_2^{(k)}}N_{21}^{(k)}-\frac{\partial H_2^{(k)}}{\partial x_1^{(k)}}N_{22}^{(k)}\right]-\\
&-K_1^{(k)}Q_1^{(k)}-t_k'\frac{H_1^{(k)}}{s_kH_1^{[k]}}Q_1^{[k]}+t_k''\frac{H_1^{(k)}}{s_{k-1}H_1^{[k-1]}}Q_1^{[k-1]}-\\
&-2K_1^{(k)}H_1^{(k)}\left(t_k'\frac{c_k'Q_1^{[k]}}{s_kH_1^{[k]}}+t_k''\frac{c_{k-1}''Q_1^{[k-1]}}{s_{k-1}H_1^{[k-1]}}\right)-\rho_k h^{(k)}\frac{\partial^2u_1^{(k)}}{\partial t^2}-\\
&-\frac{1}{4}\left[\rho_{[k]}s_kt_k'\left(\frac{\partial^2u_1^{(k+1)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_1^{(k)}}{\partial t^2}\right)+\rho_{[k-1]}s_{k-1}t''\left(\frac{\partial^2u_1^{(k)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_1^{(k-1)}}{\partial t^2}\right)\right]=0,\\
&\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\left[\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left(N_{22}^{(k)}\,H_1^{(k)}\right)+\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left(N_{21}^{(k)}\,H_2^{(k)}\right)+\frac{\partial H_2^{(k)}}{\partial x_1^{(k)}}N_{12}^{(k)}-\frac{\partial H_1^{(k)}}{\partial x_2^{(k)}}N_{11}^{(k)}\right]-\\
&-K_2^{(k)}Q_2^{(k)}-t_k'\frac{H_2^{(k)}}{s_kH_2^{[k]}}Q_2^{[k]}+t_k''\frac{H_2^{(k)}}{s_{k-1}H_2^{[k-1]}}Q_2^{[k-1]}-\\
&-2K_2^{(k)}H_2^{(k)}\left(t_k'\frac{c_k'Q_2^{[k]}}{s_kH_2^{[k]}}+t_k''\frac{c_{k-1}''Q_2^{[k-1]}}{s_{k-1}H_2^{[k-1]}}\right)-\rho_k h^{(k)}\frac{\partial^2u_2^{(k)}}{\partial t^2}-\\
&-\frac{1}{4}\left[\rho_{[k]}s_kt_k'\left(\frac{\partial^2u_2^{(k+1)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_2^{(k)}}{\partial t^2}\right)+\rho_{[k-1]}s_{k-1}t_k''\left(\frac{\partial^2u_2^{(k)}}{\partial t^2}+\frac{\partial^2u_2^{(k-1)}}{\partial t^2}\right)\right]=0,\\
&\left(k=0,j,2j,...,jn_j;\ j=\pm1\right).
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

$$\sum_{k=-n_-}^{n_+}\left(K_1^{(k)}N_{11}^{(k)}+K_2^{(k)}N_{22}^{(k)}+\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\left[\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left(Q_1^{(k)}H_2^{(k)}\right)+\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left(Q_2^{(k)}H_1^{(k)}\right)\right]-\right.$$
$$-\left(t_k' s_k^{-1}N_{[k]}-t_k'' s_k^{-1}N_{[k-1]}\right)+\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\frac{\partial}{\partial x_1^{(k)}}\left[\left(t_k'\frac{c_k' Q_1^{[k]}}{s_k H_1^{[k]}}+\right.\right.$$
$$\left.+t_k''\frac{c_{k-1}'' Q_1^{[k-1]}}{s_{k-1}H_1^{[k-1]}}\right)H_1^{(k)}H_2^{(k)}\Bigg]+\frac{1}{H_1^{(k)}H_2^{(k)}}\frac{\partial}{\partial x_2^{(k)}}\left[\left(t_k'\frac{c_k' Q_2^{[k]}}{s_k H_2^{[k]}}+\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.+t_k''\frac{c_{k-1}'' Q_2^{[k-1]}}{s_{k-1}H_2^{[k-1]}}\right)H_1^{(k)}H_2^{(k)}\right]\right)+m\frac{\partial w^2}{\partial t^2}=q. \qquad (2)$$

Здесь m – распределенная масса всей многослойной структуры с учетом несущей панели $m=\sum_{k=-n_-}^{n_+}\left(\rho_k h_k+\rho_{[k]}s_k\right)$, где ρ_k, $\rho_{[k]}$ – плотность материалов жестких и мягких слоев соответственно; q – интенсивность внешней нормальной нагрузки по оси z. Все остальные обозначения соответствуют обозначениям, принятым в [4]. Выражения для перерезывающих усилий в жестких $Q_\alpha^{(k)}$ и мягких $Q_\alpha^{[k]}$ слоях, продольные усилия $N_{\alpha\beta}^{(k)}$ и изгибающие моменты $M_{\alpha\beta}^{(k)}$, входящие в уравнения, определяются соответствующими соотношениями в работе [4] при $\alpha,\beta=1,2$. Компоненты тензора деформаций сдвига в мягких слоях записываются в виде

$$\varepsilon_{\alpha 3}^{[k]}=\frac{1}{2}s_k^{-1}\left[\frac{c}{H_\alpha^{(k)}}\frac{\partial w}{\partial x_\alpha}+\left(u_\alpha^{(k+1)}-u_\alpha^{(k)}\right)-2K_\alpha^{(k)}\left(c_k''u_\alpha^{(k+1)}+c_k'u_\alpha^{(k)}\right)\right];\quad \varepsilon_{33}^{[k]}=0, \qquad (3)$$

где $c_k=c_k'+c_k''=s_k+0{,}5\left(h_k+h_{k+1}\right)$ – расстояние между срединными поверхностями двух соседних жестких слоев.

В тех случаях, когда покрытия являются регулярными, необходимо положить $s_k=s_j$; $h_k=h_j$; $G_k=G_j$; $\eta_k=\eta_j$; $E_k=E_j$; $\mu_k=\mu_j$ для $k=j,2j,...,jn_j$.

Если внешнее и внутреннее покрытия являются регулярными и изготовлены из одних и тех же материалов, то во всех уравнениях и расчетных формулах следует положить $s_k=s$; $h_k=h$; $G_k=G$; $\eta_k=\eta$; $E_k=E$; $\mu_k=\mu$ при $k=j,2j,...,jn_j$ $(j=\pm1)$. В этом случае уравнения (1) и (2) существенно упрощаются.

Необходимо отметить, что уравнения колебаний (1), (2) учитывают изменения метрики панели при переходе от слоя к слою. Это свидетельствует о том, что уравнения описывают динамические процессы в слоистой структуре при любой толщине покрытий.

В тех случаях, когда покрытия имеют небольшую толщину $\left(H_j<H_0\right)$ возможны дальнейшие упрощения уравнений, основанные на введении средних радиусов кривизны для каждого из покрытий, или для всего пакета (панель с покрытиями), как это вводилось для замкнутых оболочек различной геометрии [2].

2. Численные исследования

В качестве примера рассмотрим цилиндрическую панель с покрытиями (рис. 1, *б*), на внешнем контуре которой обеспечиваются граничные условия Навье [2].

На рис. 2 показаны зависимости относительного рассеяния энергии $\bar{\psi}=\psi/2\pi\eta$ от безразмерного параметра сдвига $g=G\left(1-\mu^2\right)/E$ для мягких слоев покрытия. Результаты расчета приведены для расположения регулярного покрытия на внешней поверхности панели при $H=0{,}2H_0$; $n=1$; $s=h$; $L/R_0=5$; $e=E\left(1-\mu_0^2\right)/E_0\left(1-\mu^2\right)$; $H_0/R_0=10^{-2}$; $\mu=\mu_0=0{,}3$. Расчет выполнен для формы колебаний, которая характеризуется параметрами $m_1=1$ и $m_2=3$ и соответствует минимальной собственной частоте несущей панели. Тангенс потерь принят равным $\eta=0{,}3$. Сплошными линиями показаны результаты вычислений для полной замкнутой цилиндрической оболочки, а пунк-

тирными – для панели, окружной размер которой соответствует $\beta = 45°$ (рис. 1, *б*).

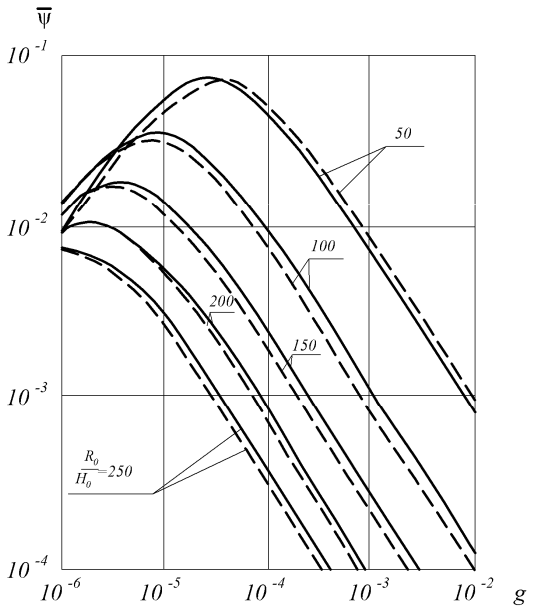


Рис. 2. Влияние кривизны оболочки на эффективность демпфирования

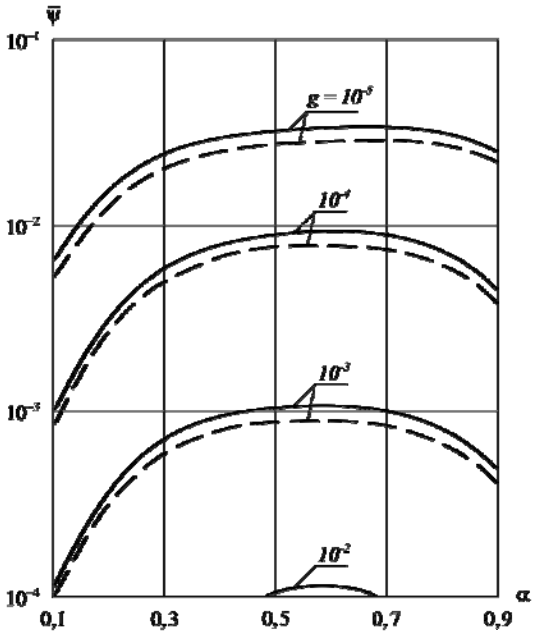


Рис. 3. Влияние коэффициента армирования на характеристику демпфирования

На рис. 3 для этой же панели, которая характеризуется относительной кривизной $R_0/H_0 = 100$, представлены зависимости характеристики демпфирования $\bar{\psi}$ от коэффициента армирования $\alpha = h/(h+s)$ при различных значениях параметра сдвига *g*.

Из представленных результатов следует, что эффективность демпфирования панели и замкнутой оболочки существенно зависят от параметра сдвига *g*, относительной кривизны R_0/H_0 несущей оболочки и коэффициента армирования в покрытии. Увеличение относительной кривизны приводит к увеличению характеристики демпфирования. Максимальное демпфирование обеспечивается при коэффициенте армирования в покрытии $\alpha = 0,4...0,7$.

Полученные результаты показывают наличие оптимальных параметров покрытий, обеспечивающих максимум демпфирования в исследуемой конструкции, величина и положение которой существенно зависят от кривизны несущей оболочки и параметра сдвига *g*. Численные исследования, проведенные для различных типоразмеров слоистых панелей, показали, что независимо от геометрии несущей панели внутреннее расположение покрытий является более эффективным, так как при этом увеличиваются кривизна слоев покрытий и сдвиговые деформации мягких слоев, приводящие к увеличению диссипации энергии при динамическом воздействии.

Предложенная модель позволяет на этапе проектирования специзделий выполнить теоретическое моделирование динамических процессов, происходящих в их многослойных элементах и обеспечить требуемую виброустойчивость в режимах их эксплуатации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Композиционные материалы в ракетно-космическом аппаратостроении / Г. П. Гадымов [и др.] ; под общ. ред. Г. П. Гадымова. – СПб.: СпецЛит, 1999. – 271 с.

2. *Литвинов, А. Н.* Моделирование динамических процессов в изделиях приборостроения : моногр. / А. Н. Литвинов. – Пенза : Изд-во Пенз. гос. ун-та, 2011. – 196 с.

3. *Литвинов, А. Н.* Эффективность демпфирования оболочек при помощи многослойных покрытий / А. Н. Литвинов // Известия вузов. Поволжский регион. Технические науки. – 2005. – № 5. – С. 178–191.

4. *Артамонов, Д. В.* Динамика конических оболочек с многослойными покрытиями / Д. В. Артамонов, А. Н. Литвинов, М. А. Литвинов // Известия вузов. Поволжский регион. Технические науки. – 2012. – № 4. – С. 135–144.

РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

УДК 658.562

Ю. П. Муха, В. А. Секачёв
Y. P. Mucha, V. A. Sekashev

АЛГОРИТМ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ СВЯЗЕЙ КОМПОНЕНТОВ ПРИ СТРУКТУРНОМ И СХЕМОТЕХНИЧЕСКОМ ПРОЕКТИРОВАНИИ

ALGORITHM FOR AUTOMATIC FORMATION OF COMMUNICATIONS OF COMPONENTS AT STRUCTURAL AND CIRCUITRY DESIGN

Волгоградский государственный технический университет
Volgograd State Technical University
E-mail: vt@vstu.ru, viktor-sv@vstu.ru

Предложен алгоритм, позволяющий автоматически формировать ортогональные соединительные линии при автоматизированном проектировании структурных схем сложных информационно-измерительных и управляющих систем и создании банка данных принципиальных схем. Приведен результат работы этого алгоритма.

Ключевые слова: структурное проектирование, трассировка, ортогональные линии, структурная схема, принципиальная схема.

The algorithm allowing automatically forming orthogonal connecting lines at automated design of block diagrams of difficult of information and measuring both managing directors of systems and creation of a databank of schematic diagrams is offered. The result of work of this algorithm is given.

Keywords: structural design, trace, orthogonal lines, block diagram, schematic diagram.

Общеизвестно, что ИИС при проектировании удобнее всего отображать в виде структурной схемы, в основе математической модели которой лежит направленный граф (для формирования непосредственно структурной схемы) или ненаправленный граф (для формирования принципиальной схемы).

Одной из часто встречающихся операций структурного проектирования с использованием средств вычислительной техники является создание структурных и принципиальных схем. Структурные схемы могут быть простейшими и представлять собой направленные графы, когда для передачи информации от компонента А к компоненту В используется всего одна линия связи. В этом случае сами компоненты могут отображаться в виде окружностей с наименьшим радиусом, а связи – направленными прямыми или дугообразными линиями (стрелками). В случае подробной структурной схемы этих компонентов явно недостаточно и необходимо вводить узлы, шины и компоненты с произвольными формами и размерами. Связи между компонентами могут быть не только прямыми или дугообразными. Кроме того, построение структурной схемы должно происходить в минимальные по времени периоды.

При автоматизации структурного и схемотехнического проектирования, для представления структурной или принципиальной схем, от удачного выбора набора данных зависит не только относительная простота процесса создания программной системы, но и удобство работы конечного пользователя с ней. Если брать за основу существующие программные продукты (для примера – векторный редактор текстового процессора Microsoft Word или Visio), процесс создания структурной или принципиальной схем заключается в выборе графических компонент, схематично отображающих составные части ИИС определенными графическими символами, указании точки привязки на контексте отображения и задания параметров, описывающих свойства компонента. Далее эти компоненты связываются между собой в структурную или принципи-

альную схему при помощи соединительных линий. Вышеназванные программные средства допускают огромный ассортимент соединительных линий – от линии «от точки А к точке В» до линий, содержащих прямоугольные или скругленные изгибы с возможностью редактирования крутизны и местоположения. Можно выбрать простую линию или стрелку с произвольной формой конца. Программные средства в виде векторных редакторов, входящих в широко известные программные продукты массового использования, малопригодны для автоматизированного построения структурных и, в особенности, принципиальных схем. Программные средства в виде растровых редакторов тем более не пригодны для этого, поскольку обработка информации по контексту отображения ведется на уровне совокупностей пикселей, которые трудно в процессе обработки преобразовывать в векторный формат. При отрисовке соединительных линий ортогональными изгибами в векторном редакторе текстового процессора Word возможны наложения на другие линии и графические примитивы, вынуждающие применять ручное корректирование. При создании структурных схем, состоящих из нескольких десятков элементов и порядка сотен связей между ними, данное обстоятельство очень замедляет работу. Поэтому при создании подробных структурных схем, тем более схем принципиальных, когда необходимо создавать свою базу графических примитивов, учитывая то, что в принципиальных схемах по ГОСТу используются ортогональные (прямоугольные) линии связи, необходим алгоритм, формирующий требуемые линии.

Будем рассматривать формирование ортогональной соединительной линии для отображения в декартовой системе координат, ось ординат которой направлена вниз.

Пусть R – прямоугольник с диагональными координатами (координаты левого верхнего и правого нижнего углов) $R(X_l, Y_t, X_r, Y_b)$. Можно написать, что $T_{lt}(X_l, Y_t)$ – координата верхнего левого угла; $T_{rb}(X_r, Y_b)$ – правого нижнего. Если $(X_l=X_r)\&(Y_t\neq Y_b)$, имеет место быть вертикальная прямая; $(X_l\neq X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – горизонтальная; $(X_l=X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – точка.

Две прямоугольные области R_1 и R_2 на плоскости с диагональными координатами соответственно $T_{lt1}(X_{l1}, Y_{t1})$; $T_{rb1}(X_{r1}, Y_{b1})$ (при условии $(X_{l1}\neq X_{r1})\&(Y_{t1}\neq Y_{b1})$) и $T_{lt2}(X_{l2}, Y_{t2})$; $T_{rb2}(X_{r2}, Y_{b2})$ (при условии $(X_{l2}\neq X_{r2})\&(Y_{t2}\neq Y_{b2})$) не пересекаются друг с другом, в декартовой системе координат, ось Y которой направлена вертикально вниз, если истинны два условия:

$$(((X_{l1}\geq X_{l2})\wedge(X_{l1}\leq X_{r2}))\wedge((X_{r1}\geq X_{l2})\wedge(X_{r1}\leq X_{r2})))\wedge(((X_{l1}\geq X_{l2})\wedge(X_{l1}\leq X_{r2}))\&((X_{r1}\geq X_{l2})\wedge(X_{r1}\leq X_{r2})))$$

$$(((Y_{t1}\geq Y_{t2})\wedge(Y_{t1}\leq Y_{b2}))\wedge((Y_{b1}\geq Y_{b2})\wedge(Y_{b1}\leq Y_{t2}))\wedge((Y_{t1}\geq Y_{t2})\wedge(Y_{t1}\leq Y_{b2}))\&((Y_{b1}\geq Y_{b2})\wedge(Y_{b1}\leq Y_{t2})))$$

Перемещение стороны прямоугольника параллельно исходной стороне (растягивание/сжатие) происходит следующим образом.

Пусть R – прямоугольник с диагональными координатами; $(X_l, Y_t)(X_l, Y_b)$ – координаты левой стороны; $(X_l, Y_t)(X_r, Y_t)$ – верхней; $(X_r, Y_t)(X_r, Y_b)$ – правой; $(X_l, Y_b)(X_r, Y_b)$ – нижней.

Можно написать, что $T_{lt}(X_l, Y_t)$ – координата верхнего левого угла, $T_{rb}(X_r, Y_b)$ – правого нижнего. Если $(X_l=X_r)\&(Y_t\neq Y_b)$, имеет место быть вертикальная прямая; $(X_l\neq X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – горизонтальная; $(X_l=X_r)\&(Y_t=Y_b)$ – точка.

При р а с ш и р е н и и прямоугольника перемещением левой стороны можно написать:

$(X_l, Y_t)(X_l, Y_b) \rightarrow (X_l-\Delta X, Y_t)(X_l-\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l-\Delta X, Y_t, X_r, Y_b)$;

верхней: $(X_l, Y_t)(X_r, Y_t) \rightarrow (X_l, Y_t-\Delta Y)(X_l, Y_t-\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t-\Delta Y, X_r, Y_b)$;

правой: $(X_r, Y_t)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_r+\Delta X, Y_t)(X_r+\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r+\Delta Y, Y_b)$;

нижней: $(X_l, Y_b)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_l, Y_b+\Delta Y)(X_l, Y_b+\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r, Y_b+\Delta Y)$.

При с ж а т и и прямоугольника перемещением левой стороны можно написать:

$(X_l, Y_t)(X_l, Y_b) \rightarrow (X_l+\Delta X, Y_t)(X_l+\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l+\Delta X, Y_t, X_r, Y_b)$;

верхней: $(X_l, Y_t)(X_r, Y_t) \rightarrow (X_l, Y_t+\Delta Y)(X_l, Y_t+\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t+\Delta Y, X_r, Y_b)$;

правой: $(X_r, Y_t)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_r-\Delta X, Y_t)(X_r-\Delta X, Y_b) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r-\Delta Y, Y_b)$;

нижней: $(X_l, Y_b)(X_r, Y_b) \rightarrow (X_l, Y_b-\Delta Y)(X_l, Y_b-\Delta Y) \rightarrow R(X_l, Y_t, X_r, Y_b-\Delta Y)$.

Возможно использование одновременно расширения и сжатия в зависимости от условий расположения прямоугольных областей и уже проведенных линий, наложение на которые также не допускается.

Как видно из нижеприведенных рисунков, две точки прямоугольной области можно соединить прямоугольником, таким, что две точки будут принадлежать его сторонам, или вершинам. Некоторые варианты показаны на рис. 1.

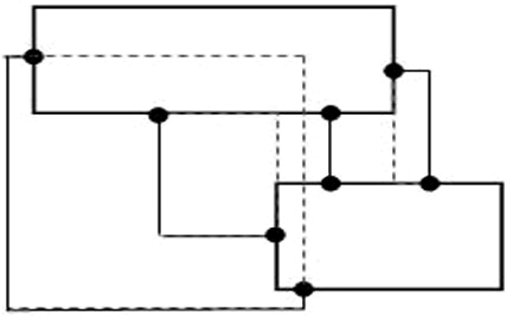


Рис. 1. Примеры наиболее распространенных соединений

Применение данного математического аппарата заключается в поочередном перемещении либо левой – верхней, либо верхней – правой, либо правой – нижней, либо нижней – левой сторон, образующих полупериметр прямоугольника. Провести ортогональное соединение, таким образом, всегда возможно. Например (рис. 2), сторона, расположенная около точки B, пересекает один из компонентов. А значит, перемещая любую из сторон прямоугольника, обозначенного пунктирной линией с заданным шагом перемещения, не удастся найти того положения, при котором возможна отрисовка ортогональной соединительной линии, не пересекающей другие компоненты и не накладывающейся на другие линии.

Алгоритм, в котором перемещению подвергаются не все стороны прямоугольника как единое целое, а только две смежные его стороны при определенной вершине, более предпочтителен, поскольку каждый раз при поиске новой вершины рассматривается новый прямоугольник. Иллюстрация работы подобного алгоритма в случае обхода по часовой стрелке (левому полупериметру) представлена на рис. 2.

Алгоритм основан на поочередном движении (вверх-вниз, если линия горизонтальная; вправо-влево, если вертикальная) одной из сторон, образующих правый или левый полупериметр прямоугольника, построенного линией, напрямую соединяющей заданные точки. В самом начале (как и на промежуточных этапах работы алгоритма) отрезок, напрямую соединяющий начало и конец пути, проверяется:

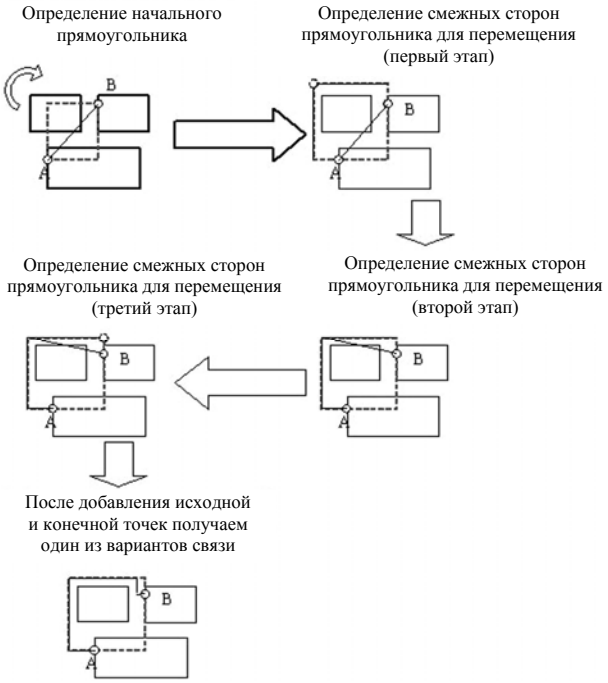


Рис. 2. Графическая иллюстрация работы алгоритма при отображении линии при обходе препятствия

1) на ортогональность;

2) непересечение уже проведенных отрезков и прямоугольных областей;

3) соответствовие начала пути начальной точке; конца – конечной.

При выполнении всех трех условий полученный путь записывается в массив полученных путей, из которого выбирается путь минимальной длины и минимальным количеством перегибов.

Описание работы алгоритма

1. Между первой и второй координатами пути вставляется третья координата, образующая левый/правый полупрямоугольник.

2. То же самое производится для предпоследней/последней координатами пути.

3. Запоминаются координаты сторон этого полупрямоугольника.

4. Перемещаются стороны, входящие в левый полупериметр. Перемещение горизонтальной стороны можно вести: 1 – вниз; 2 – вверх; 0 – не перемещать. Перемещение вертикальной стороны можно вести: 1 – влево; 2 – вправо; 0 – не перемещать.

Массив перемещений удается представить в виде двумерного множества, каждый элемент которого может принимать значение 0–2. На-

пример, значение (1, 2) для полупрямоугольника вида |_ означает, что вертикальную сторону надо перемещать влево до первого свободного места; горизонтальную – вверх. Получаемые значения полупрямоугольников фиксируются в промежуточных массивах.

5. Перемещаются стороны правого полупериметра аналогичным образом. Можно перемещать стороны сначала правого, потом левого полупериметров.

6. Шаги 3–5 выполняются для предпоследней и последней координат пути.

7. Если первая и последняя координаты полученных путей не соответствуют изначально заданным, начальные координаты вставляются в каждый полученный путь.

8. Каждый путь проверяется на три условия соответствия.

9. Соответствующий путь заносится в массив окончательных вариантов пути.

10. Шаги 1–9 выполняются до тех пор, пока в массиве окончательных значений не появится хотя бы один путь, соответствующий трем условиям, и максимальное количество изгибов пути не достигнет заданного значения.

11. Выбирается самый короткий путь с минимальным количеством перегибов.

Этот алгоритм учитывает минимальное значение между линиями пути и максимальное число перегибов.

Как правило, алгоритм прокладки пути при задаче автоматизированного создания структурных схем и схем принципиальных отличается от задач трассировки печатных плат (ПП). Минимальная длина пути важна и в том, и в другом случаях, однако наглядность во втором случае не имеет значения; кроме того, возможны произвольные изгибы соединений. Также возможны закругления. В случае принципиальных схем подобное отображение связей затруднило бы чтение последних.

Результаты более подробного сравнения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Отличительный признак	При трассировке печатных плат	При отображении принципиальных схем
Планарность	Как правило, условие нарушается в многослойных ПП	Структурная или принципиальная схема всегда планарная
Наличие узлов соединения	Контактные площадки и металлизированные отверстия переходов в многослойных ПП	Узел, соединяющий три или четыре проводника
Наличие шин	Набор проводников, для шин питания или GND металлизированные площадки	Присутствуют в виде толстых линий
Минимальное число перегибов	Да	Да
Минимальная длина связи	Да	Да
Произвольная форма перегибов	Да	Только ортогональные перегибы
Взаимное расположение слоев	Да, линии связи в каждом слое не должны быть параллельны	Не имеет смысла, так как присутствует планарность

Не всегда применение алгоритмов трассировки дает приемлемые результаты [5]. Например, на результат трассировки влияют физический размер печатной платы; количество проводников, которые надо провести, минимальная толщина линии проводника и т. д. Более наглядно сравнение можно провести, сведя зависимые параметры в табл. 2.

Таблица 2

Быстродействие и эффективность полученных результатов алгоритмов трассировки и отображения связей структурных и принципиальных схем

Зависимый параметр	Влияние при трассировке ПП	Влияние при отображении структурных схем
Количество связей	Да	Да
Площадь области для прокладки связей	Да	Да
Взаимное расположение компонент	Да	Да

Окончание табл. 2

Зависимый параметр	Влияние при трассировке ПП	Влияние при отображении структурных схем
Площадь, занимаемая компонентами	Да	Да
Площадь, занимаемая связями	Да	Да
Возможность межслойного перехода	Да	Нет
Минимальное расстояние между связями	Да	Да
Наличие строго ортогональных связей	Нет	Да
Минимальная длина связи	Да	Да

Сравнение табл. 2 показывает, что задачи отображения связей при трассировке ПП и при автоматизированном отображении структурных или принципиальных схем схожи. Разница – в применении ортогональных связей и отсутствии межслойных переходов в задаче отображения структурных схем.

Пусть имеется граф структуры системы технического зрения, построенный при помощи программных средств из [3–4], вида:

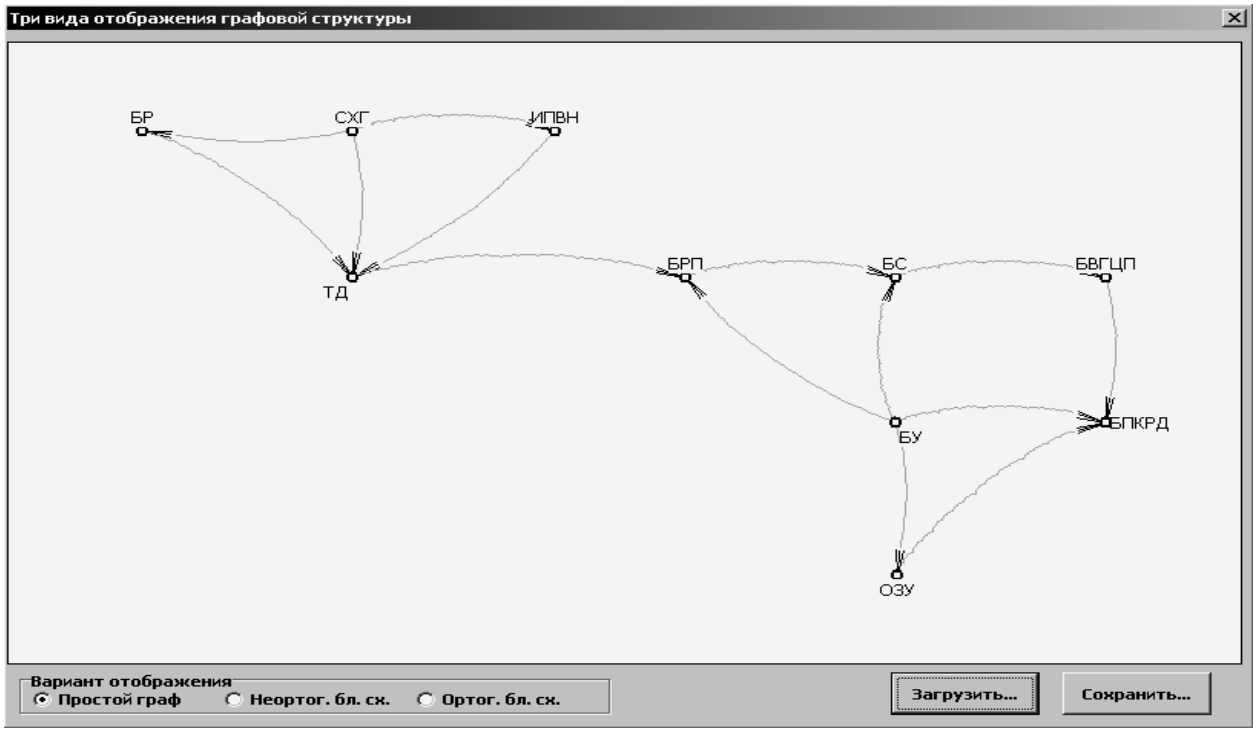


Рис. 3. Исходный фрагмент графа

Для преобразования его в структурную схему примем допущение, что вершина – прямоугольник с наименованием вершины (блочная функция); ребра – ортогональные соединительные линии.

Исследуя работу разработанного алгоритма, можно сделать вывод, что, как и алгоритмы трассировки, он чувствителен к площади контекста отображения; площади, занимаемой компонентами; минимально допустимого расстояния между связями. При большом количестве компонентов работа алгоритма замедляется, остаются непроведенные связи.

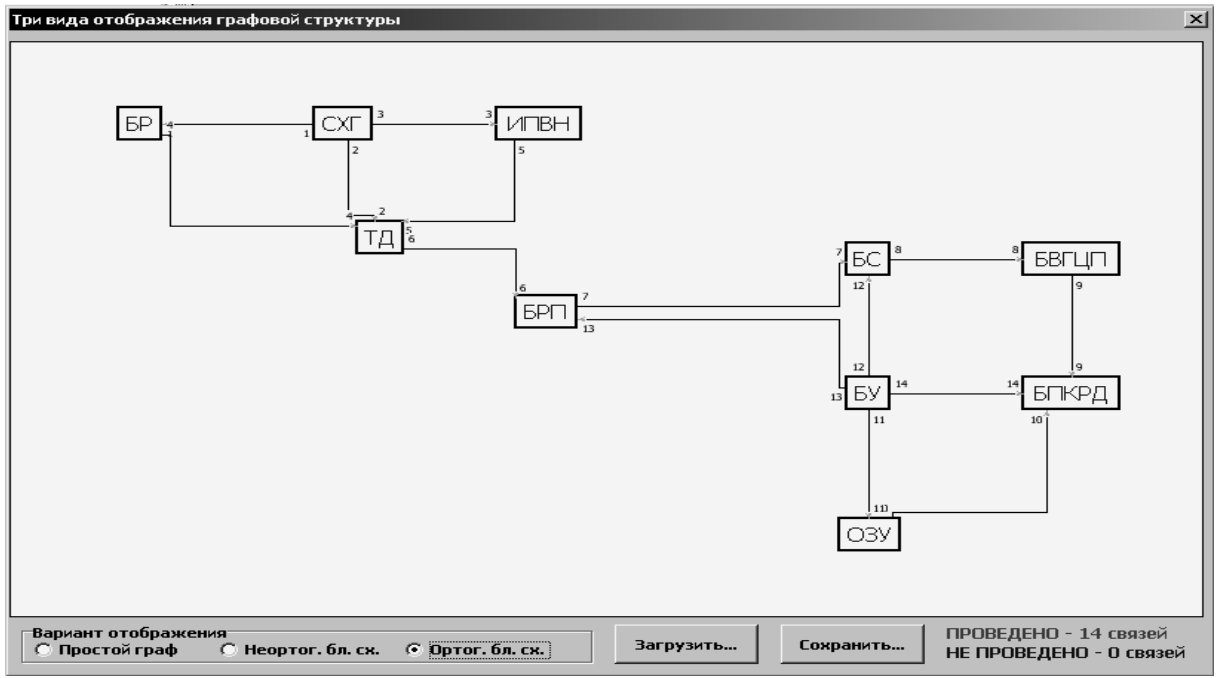


Рис. 4. Граф, отображенный в виде структурной схемы

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Муха, Ю. П.* Алгебраическая теория синтеза сложных систем / Ю. П. Муха, О. А. Авдеюк, И. Ю. Королёва. – Волгоград: Политехник, 2003. – 320 с.

2. *Новиков, Ф. А.* Дискретная математика для программистов / Ф. А. Новиков. – СПб.: Питер, 2001. – 304 с.

3. *Секачёв, В. А.* Специализированный программный пакет для автоматизации проектирования измерительных систем / В. А. Секачёв // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2003. – № 6. – С. 59–61.

4. Функциональный оптимизатор структур измерительных систем : свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. ВНТИЦ № 2007613295 Российская Федерация / Ю. П. Муха, В. А. Секачёв; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 03.08.2007.

5. *Мелихов, А. Н.* Применение графов для проектирования дискретных устройств / А. Н. Мелихов, Л. С. Берштейн, В. М. Курейчик. – М.: Наука, 1974. – 304 с.

УДК 537.876+621.39

С. А. Парпула, В. С. Гирич, В. П. Заярный

S. A. Parpula, V. S. Girich, V. P. Zayarniy

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ СВЧ-ДИАПАЗОНА С ЛИНЕЙНО-РАСШИРЯЮЩИМСЯ РАСКРЫВОМ

STUDY OF ELECTRODYNAMIC CHARACTERISTICS TRAVELING-WAVE ANTENNA WITH LINEARLY-EXTENDING REVEALING THE MICROWAVE RANGE

Волгоградский государственный технический университет

Volgograd State Technical University

E-mail: parpula@yandex.ru, vlad_net77@mail.ru, zvp2000@mail.ru

С применением методов компьютерного моделирования исследовались образцы коротких антенн СВЧ-диапазона с линейно-расширяющимся раскрывом с изменяемыми геометрическими параметрами. Получены результаты о влиянии этих параметров на широкополосность исследовавшихся антенн. Получены диаграммы направленности, выявлено влияние геометрических параметров на электродинамические характеристики антенны.

Ключевые слова: СВЧ-диапазон, диаграмма направленности, геометрические параметры, короткие антенны, бегущая волна.

With the use of computer simulation, the samples studied short-range microwave antennas with linear-expanding aperture with variable geometric parameters. Results on the effects of these parameters on the broadband antennas investigated. Obtained pattern, revealed the influence of geometrical parameters on the electromagnetic characteristics of the antenna.

Keywords: microwave range, directional pattern, geometrical parameters, short antennas, traveling wave.

В последнее время повышенный интерес представляют разработки антенн для радиотехнических систем СВЧ-диапазона, удовлетворяющие требованиям широкополосности, узконаправленности или же, наоборот, и компактности, имеющие оптимальные диаграммы направленности (ДН). К тому же экспериментальные исследования подобных антенн остро нуждаются в теоретическом обосновании их характеристик, что указывает на важность и актуальность данных исследований.

Построение строгих электродинамических моделей антенн, подобных исследовавшимся (на нерегулярных линиях), является весьма сложной задачей. Однако если изначально положить, что в направляющей структуре распространяется только один тип волны (*E* или *H*) и что он не изменяется вследствие изменения поперечного сечения щели, то для анализа излучения антенн с расширяющимися щелями можно использовать известные результаты для расчета параметров симметричной щелевой линии [1]. В данном случае исследовались антенны, для которых изменение поперечного сечения вдоль направляющей структуры антенны является линейным (рис. 1). Ее регуляризация для конечного числа участков позволила применить известные модельные представления [1, 2] для каждого регулярного участка и по их суммарному вкладу рассчитать ДН всей антенны [3].

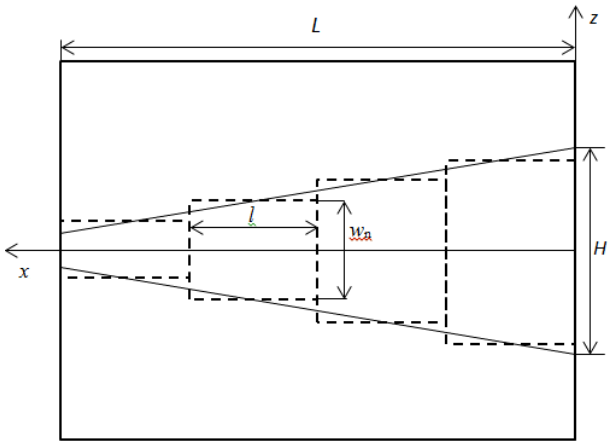


Рис. 1. Аппроксимация расширяющейся направляющей структуры антенны регулярными участками

Для подобной ступенчатой аппроксимации нерегулярной структуры предполагается, что шаг увеличения ширины щели должен быть много меньшим четверти длины волны:

$$w_n - w_{n-1} = w_{n+1} - w_n = \Delta w << \frac{\lambda_0}{4}, \qquad (1)$$

где w_n – ширина щели *n*-го регулярного участка направляющей структуры антенны; λ_0 – длина волны электромагнитных колебаний на входе антенны [4, 5].

При этом результирующее поле в дальней зоне будет определяться суммированием вклада в излучение, вносимого каждым регулярным участком:

$$E(\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} E_n(\theta,\varphi), \qquad (2)$$

где $E_n(\theta, \varphi)$ – вклад в поле дальней зоны *n*-участком [6, 7].

Для сохранения условия бегущей вдоль направляющей структуры антенны волны потребуем, чтобы мощность, проходящая через каждый регулярный участок, оставалась постоянной:

$$P_{n-1} = P_n = P_{n+1} = \text{const}. \qquad (3)$$

Мощность, проходящая вдоль *n*-участка регулярной структуры, может быть определена как

$$P_n = \frac{V_n^2}{Z_n}, \qquad (4)$$

где V_n – разность потенциалов в щели, а Z_n – волновое сопротивление.

Заменим V_n на поперечную составляющую поля регулярной симметричной щелевой линией (СЩЛ) и положим $P_n = 1$. Формула (2) с учетом (3) принимает вид:

$$E(\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} \sqrt{Z_n} \cdot E_{0n}(\theta,\varphi), \qquad (5)$$

где E_{0n} – поле излучения *n*-участка, которое может быть определено по какой-либо модели антенны с щелью постоянной ширины (ПШЩА), а Z_n может быть взято из выражения

$$Z_в = \frac{60\pi^2}{\ln\left(\frac{2H}{w} + \sqrt{\left(\frac{2H}{w}\right)^2 - 1}\right)}. \qquad (6)$$

Процедура ступенчатой аппроксимации может быть автоматизирована или произведена вручную. Произведенные расчеты показывают, что результаты хорошо сходятся, когда значение $\Delta w = \lambda_0/8$ [5, 6].

Как показано в [8], поперечная компонента электрической напряженности электромагнитного поля для *i*-го регулярного участка антенны (рис. 1) определяется следующим выражением:

$$E_\theta(\theta,\varphi)=\frac{j\omega\varepsilon w\cdot\sin\varphi\cdot e^{-jk_0r}}{4\pi^2 r}\int_{-w/2}^{w/2}\frac{e^{jk_0z'\cos\theta}}{\sqrt{\left(\frac{w}{2}\right)^2-z^2}}dz'\times$$
$$\times\int_0^L e^{jk_0x'\sin\theta\cos\varphi}\cdot e^{k_xx'}\cdot\left[1+e^{j\frac{\pi}{4}}F\left(v\cdot\sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)+\frac{\sqrt{2}e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\pi}\frac{e^{-j\frac{\pi}{2}v^2}}{v}\right]dx'. \quad (7)$$

Интегралы в расчетных формулах находятся численно, а построение ДН ПШЩА в главных плоскостях производится нормированием результатов при $\varphi = \pi$ для *E*-плоскости и $\theta = \pi/2$ для *H*-плоскости [9].

Расчеты производились для антенн, имевших длину *L* в пределах (1÷5λ), и ширину раскрыва *d* в пределах (1÷3λ) мм, на частоте 10ГГц, для *E*-плоскости электромагнитных колебаний. На рис. 2 приведена диаграмма направленности, полученная в результате моделирования с учетом (5)–(7) для случая *L* = 90 мм (*d* = 60мм). Видно, что уровень боковых лепестков не превышает значения 0,1 от поля, излученного непосредственно перед антенной (при $\theta = 0$).

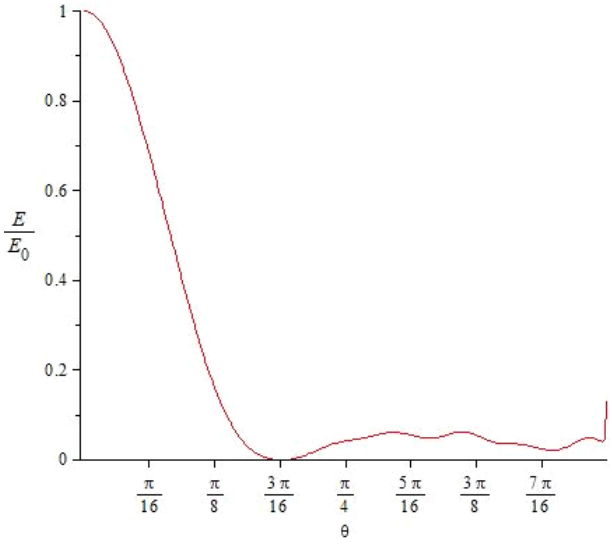


Рис. 2. Диаграмма направленности для случая *L* = 90 мм (*d* = 60 мм)

При изменении ширины антенны (*d*) сильно меняется ширина главного лепестка, а вместе с ним и уровень боковых лепестков. На рис. 3, *а, б* представлены диаграммы направленности с шириной раскрыва *d* = 30 и 90 мм соответственно. Длина антенны в обоих случаях одинакова (*L* = 90 мм).

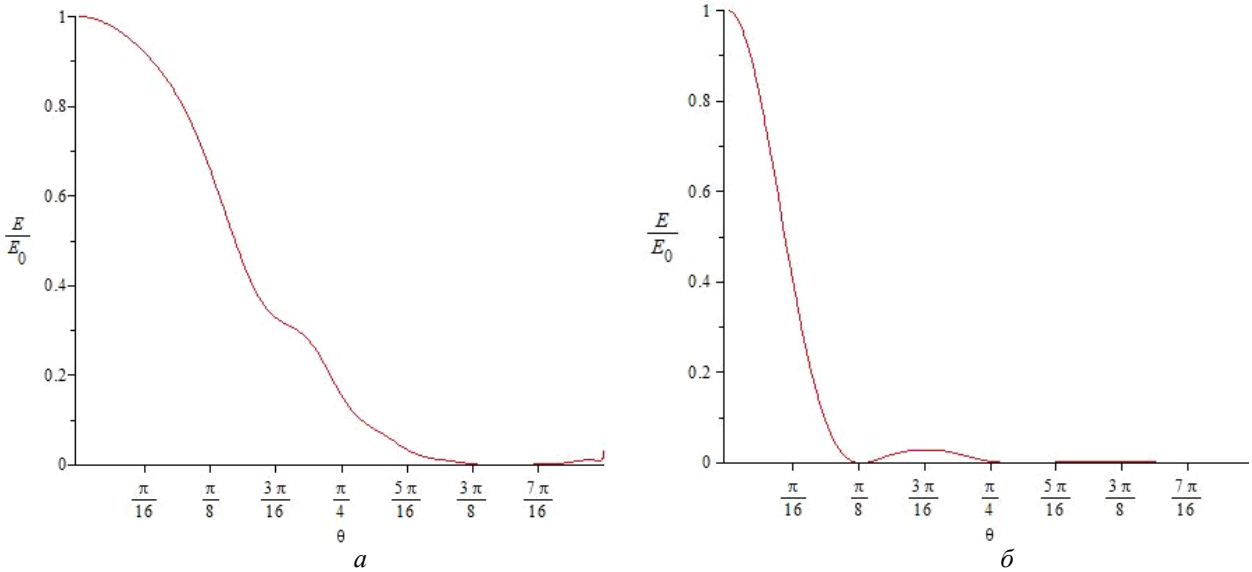


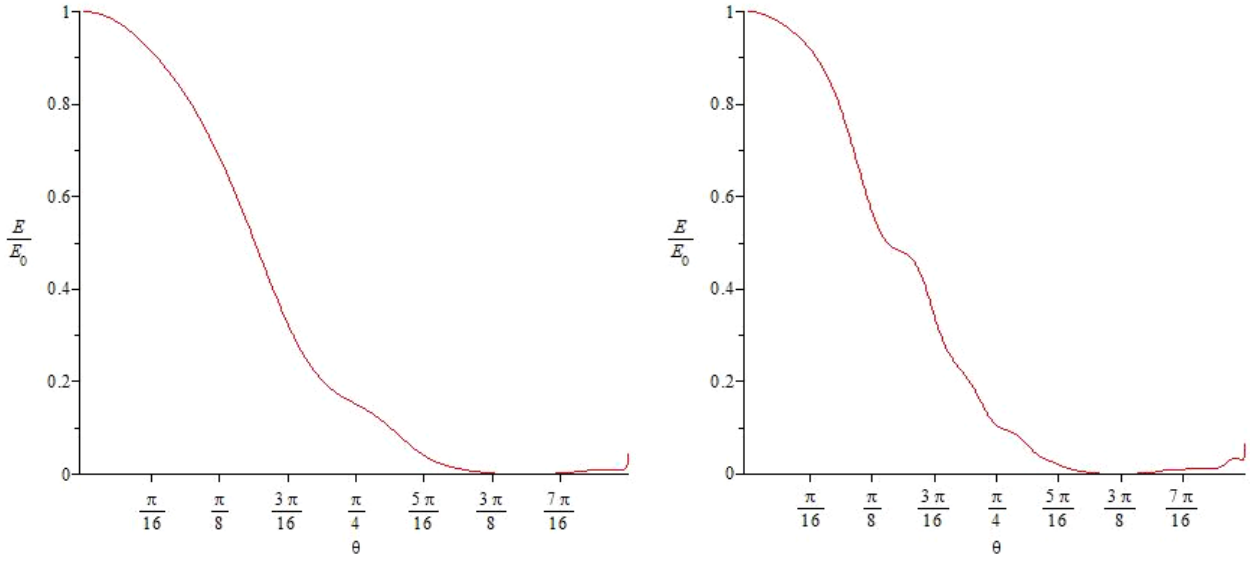
Рис. 3. Диаграмма направленности для случая *L* = 90 мм:
а – *d* = 30 мм; *б* – *d* = 90 мм

Из рис. 3 видно, что с увеличением ширины раскрыва, главный лепесток сильно сужается и наоборот.

Изменение длины антенны (*L*) существенно влияет на появление боковых лепестков. На рис. 4 *а, б* представлены диаграммы направ-

ленности с шириной раскрыва L = 60 и 150 мм соответственно. Ширина антенны в обоих случаях одинакова (d = 30 мм).

Расчеты показывают, что при увеличении длины антенны (L), начинает формироваться второй лепесток, затем и остальные боковые лепестки. Ширина главного лепестка меняется незначительно.



а *б*

Рис. 4. Диаграмма направленности для случая d = 30 мм:
а – L = 60 мм; *б* – L = 150 мм

Подобный характер диаграмм направленности сохраняется практически во всем диапазоне изменения частот (от 5,9 до 11,3 ГГц).

Анализируя зависимости, представленные на рис. 3, необходимо отметить, что с увеличением ширины раскрыва d возрастает ширина главного лепестка ДН.

При увеличении длины антенны L ширина главного лепестка, как следует из рис. 4, практически не меняется, в то время как происходит увеличение уровня боковых лепестков.

Следует отметить, что стабильность характеристик исследовавшихся антенн в рассматриваемой полосе частот (от 5,9 до 11,3 ГГц) позволяет считать их достаточно широкополосными в плане практического применения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Sharma, A. K.* An Experimental investigations of Millimeter-Wave Fin Antennas / A. K. Sharma, R. M. Wilson, A. Rosen // IEEE Antennas & Propagation Society APS. – 1985. – Vol. 6. – P. 97–100.

2. *Bhat, B.* Analysis, design and applications of fin lines / B. Bhat, S. Koul // Artech House. – 1987.

3. *Janaswamy, R.* Analysis of the tapered slot antenna / R. Janaswamy, D. Schaubert // IEEE Trans. AP. – 1987. – Vol. 35. – P. 1058–1065.

4. *Гирич, В. С.* Короткие антенны поверхностной волны на симметричной щелевой линии передачи / С. В. Гирич, А. А. Фролов, Ю. А. Домаев // Физика и технические приложения волновых процессов : Тезисы докладов и сообщений / под. ред. В. А. Неганова и Г. П. Ярового. – II Международная научно-техническая конференция. Самара, 2003.

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 // Известия ВолгГТУ : межвуз. сб. науч. ст. / ВолгГТУ. – Волгоград, 2008. – (Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь» ; вып. 2). – С. 77–80.

7. *Гирич, С. В.* Характеристики излучения антенн бегущей волны, созданных на основе симметричной щелевойлинии передачи : дис. … канд. физ.-мат. наук : 01.04.03 / С. В. Гирич. – М., 2000. – 116 с.

8. Современное состояние и проблемы / Д. И. Воскресенский [и др.] ; под ред. Л. Б. Бахраха и Д. И. Воскресенского. – М.: Сов. радио, 1979. – 208 с.

9. *Куммер, В. Х.* Антенные измерения / В. Х. Куммер, Э. С. Джиллеспи // ТИИЭР. – 1978. – Т. 66. – № 4. – С. 143–173.

УДК 681.3.08

Р. П. Романенко

R. P. Romanenko

ВЫБОР И МОДЕРНИЗАЦИЯ ОПТИМАЛЬНОЙ СХЕМЫ КОМПЛЕКСИРОВАНИЯ РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ И АВТОНОМНЫХ СИСТЕМ

SELECTION AND MODERNIZATION OF THE OPTIMAL SCHEME OF INTEGRATION OF RADIO NAVIGATION AND AUTONOMOUS SYSTEMS

Арчединская дистанция сигнализации, централизации и блокировки – структурное подразделение Приволжской дирекции инфраструктуры структурного подразделения Центральной дирекции инфраструктуры – филиала ОАО «РЖД»

Archeda's distance of signaling, centralization and blocking - a structural subdivision of the Volga Directorate of the infrastructure of the structural unit of the Central Directorate of the infrastructure – the branch of OJSC «Russian Railways»

E-mail: romanenkoroman1988@yandex.ru

Представлены схемы комплексирования навигационных измерителей. К сигналам применены Вейвлет-преобразования. Предложена установка дополнительного блока на основе вейвлет-анализа принимаемой информации.

Ключевые слова: спутниковая радионавигационная система, вейвлет-преобразование, комплексирование, генератор кодов, бесплатформенная инерциальная навигационная система.

Presents the scheme of integration of GNSS navigation meters. To the signals applied Wavelet transform. Proposed installation of the additional unit on the basis of Wavelet-analysis of the received information.

Keywords: satellite radio-navigation system, Wavelet-transformation, integration, code generator, strapdown inertial navigation system.

Использование информации спутниковой радионавигационной системы подвижными объектами различного назначения имеет более чем тридцатилетнюю историю, начало которой было положено вводом в строй морских доплеровских низкоорбитальных систем первого поколения «Транзит» и «Цикада». Уже тогда рассматривались вопросы комплексирования этих систем с другими измерителями.

Однако широкое применение спутниковых радионавигационных систем стало возможным лишь с вводом в эксплуатацию среднеорбитальных систем второго поколения ГЛОНАСС и GPS. Разработано значительное число типов аппаратуры потребителей.

Во многих практических случаях невозможно точно описать модели сообщения и наблюдения [1] – имеет место высокая степень помех и недостаточный уровень достоверности получаемой информации от приемной аппаратуры. В связи с этим появилось осознание необходимости мер и проведения мероприятий по повышению точности, помехоустойчивости аппаратуры потребителей, обеспечению непрерывности работы навигационных средств в условиях существования естественных и искусственных помех, затенения антенн аппаратуры потребителей и возможного ухудшения качества навигационных сигналов космических аппаратов спутниковых радионавигационных систем (СРНС). Другими словами, появилась необходимость предоставления потребителю информации о местонахождении подвижного объекта в любой момент времени при любых погодных условиях и рельефах местности с высокой точностью.

Ключевым решением данной задачи является комплексирование и совместная обработка информации СРНС с информацией других навигационных систем и устройств. Этому способствует то обстоятельство, что на многих подвижных объектах помимо аппаратуры потребителей СРНС размещаются и используются такие средства, как инерциальные и инерциально-доплеровские навигационные системы (ИНС и ИДНС), курсо-доплеровские и курсо-воздушные системы счисления, одометрические системы, аппаратура радиотехнических систем ближней (РСБН) и дальней (РСДН) навигации и др.

Объединение (интеграция) оборудования в единый функционально, структурно и конструктивно взаимосвязанный навигационный комплекс позволит полнее использовать имеющуюся на борту подвижного объекта избыточность информации, благодаря чему появляется возможность повышения точности, помехоустойчивости, непрерывности и надежности навигационных определений, расширения круга решаемых задач и улучшения качества их выполнения.

Совершенствование и развитие навигационных измерителей позволяет решать сложные задачи управления движением различных объ-

ектов. Задачей комплексной обработки навигационной информации является совместная обработка данных навигационного счисления для определения навигационных параметров движущегося объекта с максимально возможной точностью.

Для оптимального и эффективного решения задач управления необходимо обеспечивать получение контролируемых параметров с достаточной точностью. Современные задачи управления сложными системами делают целесообразным разработку и использование различных схем комплексной обработки разнородных данных. Тем не менее, в известной литературе слабо освещены задачи комплексирования данных, полученных в различных системах координат в режиме движения объектов с малыми и нулевыми скоростями. Вместе с тем именно для таких режимов управления зачастую требуется наибольшая точность. При решении подобных задач в рамках сложных систем необходимо учитывать вычислительную сложность и надежность синтезируемых алгоритмов.

В связи с этим возникает актуальная задача разработки и моделирования алгоритмов комплексирования разнородных наблюдений спутниковых радионавигационных систем, инерциальных навигационных систем для обеспечения работы системы управления движением с малыми и нулевыми скоростями.

Комплексирование навигационных измерений подразумевает:

– уточнение углов ориентации (курса, крена и дифферента), оценку и уточнение параметров калибровки навигационных датчиков, таких как дрейфы гироскопов, масштабные коэффициенты, смещения акселерометров и др.;

– обеспечение на этой основе непрерывности навигационных определений подвижных объектов и повышение точности определения координат, высоты, скорости подвижного объекта на всех этапах его движения, в том числе и при временной неработоспособности аппаратуры потребителя в случаях воздействия помех или энергичных маневров подвижных объектов;

– улучшение характеристик целостности навигационных определений, т. е. способности за счет совместной обработки информации автономных средств (особенно ИНС) и СРНС обеспечивать решение задачи бортового автономного контроля целостности – CAIM или для авиации – AAIM (Airborne Autonomous Integrity Monitoring), в дополнение к контролю целостности, осуществляемому в приемнике СРНС (RAIM);

– обеспечение за счет более точной информации, полученной в процессе вторичной обработки, сокращения времени поиска и вхождения в режим слежения, а также улучшение характеристик контуров слежения за кодом, частотой и фазой несущей частоты, сужение соответствующих полос пропускания и, как следствие, повышение помехозащищенности АП СРНС.

При комплексировании используются следующие принципы:

– совмещение функций радиотехнических систем, приводящее к появлению многофункциональных интегрированных комплексов;

– объединение технических средств, измеряющих одни и те же или функционально связанные навигационные параметры; комплексная (совместная) обработка информации и взаимная информационная поддержка нескольких устройств или систем. Общие идеи методов комплексной обработки навигационной информации восходят к К. Гауссу, а основные ее методы были созданы и получили дальнейшее развитие в работах А. Н. Колмогорова, Н. Винера, Л. Заде и Дж. Рагаззини, Р. Калмана, В. С. Пугачева, В. М. Семенова, Р. Л. Стратоновича, В. И. Тихонова, М. С. Ярлыкова, П. Д. Крутько, И. А. Жохова, В. К. Болнокина и др.

В соответствии с простейшим алгоритмом комплексирования предусматривается использование на выходе навигационного комплекса (НК) координат и скорости аппаратуры потребителей (АП) СРНС при ее нормальной работе и информации автономной системы при неработоспособности АП СРНС.Такие алгоритмы вторичной обработки информации реализованы на многих подвижных объектах, особенно модернизируемых. Аппаратной основой комплексирования является наличие в навигационном комплексе цифровых вычислителей и стандартных линий информационного обмена.

Оценка погрешностей и их источников в навигационном фильтре строится, как практически общепринято, с применением алгоритмов оптимального последовательного линейного (фильтр Калмана) и нелинейного оценивания (фильтрации) и их модификаций. Важнейшей частью навигационного фильтра является блок прогнозирования оценок погрешностей на основе моделей ошибок автономных систем. Знание моделей и точность их описаний будут определять точность прогнозирования оценок погрешностей, а с ней и точность определения навигационных параметров в автономном режиме.

Остановимся более подробно на применении методов оптимальной последовательной фильтрации. Отметим, что при реализации алгоритмов вторичной обработки информации возникает потребность в экономии вычислительных ресурсов с одной стороны и в обеспечении устойчивости расчетов с другой.

Схема (рис. 1) дает представление и о так называемой слабосвязанной схеме комплексирования при реализации связи в виде пунктирной линии от инерциальной навигационной системы (ИНС) к аппаратуре потребителей спутниковой радионавигационной системы (АП СРНС), которая означает передачу приемнику информации ИНС для обеспечения более быстрого поиска и вхождения в режим слежения с учетом данных от бортового эталона времени и частоты (БЭВЧ) и системы воздушных сигналов (СВС). При этом также могут быть реализованы управляющие воздействия, поступающие из навигационного фильтра в саму инерциальную навигационную систему (внешний контур) для коррекции погрешностей ориентации и ошибок инерциальных датчиков.

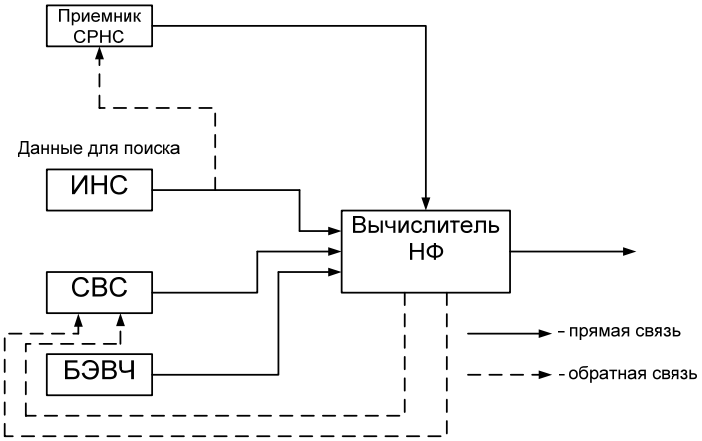


Рис. 1. Разомкнутая и слабосвязанная схемы

Рис. 2 дает представление о сильносвязанной схеме комплексирования, когда спутниковая инерциальная система представляет собой единую аппаратуру, состоящую из трех модулей (приемник СРНС, модуль чувствительных элементов ИНС и модуль вычислителя).

В вычислителе реализуются как основные алгоритмы бесплатформенной инерциальной навигационной системы (БИНС), так и алгоритмы оптимальной последовательной обработки данных БИНС с обратными связями для коррекции счисляемых данных. Кроме того, с выхода фильтра координаты и скорости поступают в приемник для ускорения поиска.

Если в приемнике СРНС также имеется навигационный фильтр, а БИНС дает полное решение задачи инерциальной навигации (вплоть до вычисления координат), то получается схема сильносвязанной системы с избыточностью. Такая архитектура, в частности, реализуется в системах Litton LN-100G и Honeywell H-764G.

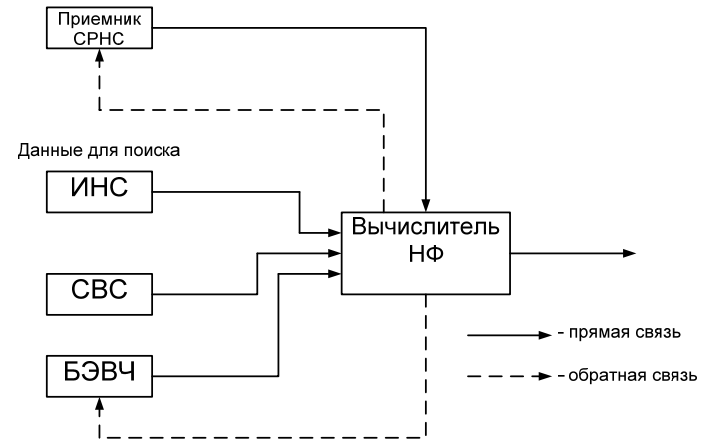


Рис. 2. Сильносвязанная схема комплексирования

Схема (рис. 2) предполагает возможность встраивания приемника СРНС в блок ИНС, что позволяет существенно облегчить обеспечение достаточно быстрых связей между двумя устройствами, поскольку внутренние линии информационного обмена могут иметь более высокое быстродействие, чем быстродействие, определенное используемыми в настоящее время стандартами.

На рис. 3 приведена глубокоинтегрированная схема навигационного комплекса, включающая упрощенную спутниковую аппаратуру, блок чувствительных элементов БИНС и вычислитель. Приемник включает радиочастотную часть, генератор кодов, корреляторы и поисковую часть. Вычислитель реализует алгоритмы бесплатформенной ИНС и оптимальной оценки параметров.

Данная схема отличается от схемы на рис. 1 тем, что в приемнике СРНС вообще отсутствуют контуры слежения. Задача определения возлагается на навигационный фильтр. Реализация глубокоинтегрированной схемы требует весьма мощных вычислителей, поскольку предполагается довольно высокая размерность вектора состояния (до 40 и более) в условиях достаточно быстрых изменений. Глубокоинтегрированная схема частично объединяет первичную и вторичную обработку информации.

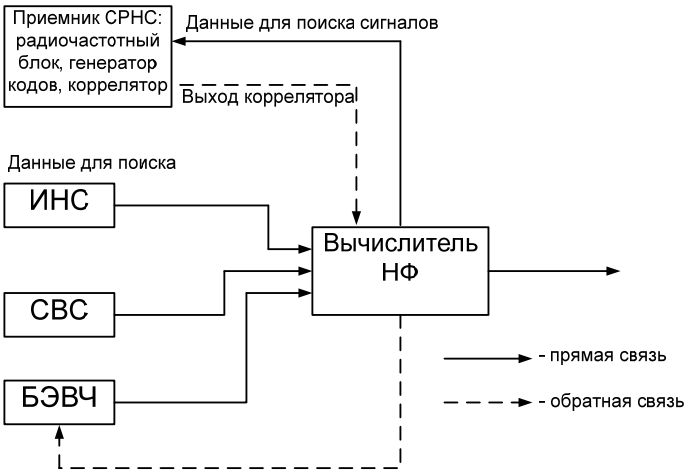


Рис. 3. Глубокоинтегрированная схема комплексирования

Основное отличие связанных и интегрированной схем комплексирования от разомкнутой состоит в том, что прогноз параметров движения в них осуществляется с помощью реализуемых самой БИНС алгоритмов счисления с учетом управляющих воздействий, полученных на основе работы алгоритмов.

Естественно, что максимального выигрыша от комплексирования навигационных измерителей можно достичь, решив соответствующую задачу синтеза, что позволяет определить единую оптимальную структуру и характеристики системы комплексирования.

Однако общая сложность проблемы такова, что такая задача пока практически решается отдельно на уровнях первичной и вторичной обработки информации, деление на которые по существу является условным. Под *первичной обработкой информации* понимают поиск, обнаружение, селекцию, преобразование и обработку (в режиме слежения) сигналов навигационных и специальных измерителей с целью определения соответствующих радионавигационных параметров (например, псевдодальности и приращения псевдодальности или псевдоскорости). Под *вторичной обработкой информации* понимают выполняемую в ЭВМ обработку выходных данных самих измерителей, результаты которой используются для определения и уточнения координат и скорости движения, углов ориентации подвижного объекта и источников погрешностей измерителей. Если вычисление параметров движения осуществляется в аппаратуре потребителя СРНС, то может вводиться термин «предварительная вторичная обработка информации» (ПВОИ). С другой стороны, при глубокой коррекции ИНС иногда используется понятие первичной обработки сигналов и ее чувствительных элементов.

Для осуществления комплексирования будем использовать сильносвязанную схему, так как ее применение подразумевает более интенсивную обработку сигналов по сравнению с остальными двумя схемами. Кроме того, для до-

полнительного снижения времени обработки сигналов предлагается использовать вейвлет-преобразования (в частности, лифтинг преобразования).

Формула (1) и метод вейвлет-преобразования описаны ниже.

$$\Psi_{mk}(t) = a^{m/2} \cdot \Psi\left(a^m (t+k)\right),$$

$$S(t) \sum_{m,k=-\infty}^{\infty} \cdot S_{mk} \Psi_{mk}(t). \qquad (1)$$

Напомним условия точного восстановления для двух пар биортогональных фильтров. Рассмотрим две пары фильтров: (h, g) и $(\tilde{h}, \tilde{g})$. Проводим разложение при помощи свертки с $(\tilde{h}^{o}, \tilde{g}^{o})$, а восстановление – при помощи (h, g) (в ортогональном случае $h = \tilde{h}$; $g = \tilde{g}$).

В терминах *z*-преобразования разложение на высокие и низкие частоты с прореживанием вдвое имеет вид, описанный формулой (2):

$$X(z) \to \left[\left(\tilde{H}\left(z^{-1}\right) X(z) + \tilde{H}\left(-z^{-1}\right) X(-z)\right)/2,\ \left(\tilde{G}\left(z^{-1}\right) X(z) + \tilde{G}\left(z^{-1}\right) X(-z)\right)/2\right]. \qquad (2)$$

Записав в аналогичном виде процесс восстановления с помощью пары (*h*, *g*) и приравняв результат к *X*(*z*), получаем выражения (3), описанные ниже:

$$\begin{aligned} H(z)\tilde{H}\left(z^{-1}\right) + G(z) \cdot \tilde{G}\left(z^{-1}\right) &= 2; \\ H(z)\tilde{H}\left(-z^{-1}\right) + G(z) \cdot \tilde{G}\left(-z^{-1}\right) &= 0. \end{aligned} \qquad (3)$$

[2]

Метод лифтинга позволяет строить новые фильтры, удовлетворяющие выражениям (3), из уже имеющихся и выполнять вейвлет-преобразование быстрее за счет декомпозиции на элементарные шаги лифтинга.

Следует отметить, что для поиска сигнала и оценки его наличия требуется не весь набор фильтров и отчетов, а только та часть, в которой обнаружен сигнал, для передачи его в коррелятор.

Применение вейвлет-преобразования позволит осуществить подавление шума в сигналах, реконструировать сигналы, разделить исходных данных на составляющие [3]. В связи с этим, для внедрения в уже существующий алгоритм, будет необходимо в приемник установить дополнительный блок, в основе которого лежит вейвлет-анализ принимаемой информации.

Совместное использование данных нескольких навигационных приборов позволит повысить точность и достоверность процедур определения положения подвижного объекта. Оптимальное решение состоит в объединении всех доступных навигационных наблюдений в единый вектор с последующей многомерной оптимальной фильтрацией.

Таким образом, интеграция оборудования в единый функционально, структурно и конструктивно взаимосвязанный навигационный комплекс позволит полнее использовать имеющуюся на борту подвижного объекта избыточность информации, благодаря чему появится возможность повышения точности, помехоустойчивости, непрерывности и надежности навигационных определений, расширения круга решаемых задач и улучшения качества их выполнения. Для потребителя это будет выражаться в виде получения информации о местонахождении нужного подвижного объекта, уровень достоверности которой составляет 89–94 % и не зависит от погодных условий и рельефа местности нахождения этого объекта; точность определения объекта увеличится в 2–3 раза, что является весьма существенным.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Сэйдж, Э. П.* Теория оценивания и ее применение в связи и управлении : пер. с англ. / Э. П. Сэйдж, Дж. Мэлс ; под ред. Б. Р. Левина. – М.: Связь, 2006. – 496 с.

2. *Левкович-Маслюк, Л. И.* Вейвлет-анализ и его приложения. Учебный курс / Л. И. Левкович-Маслюк, А. В. Переберин // 8-я Международная конференция по компьютерной графике и визуализации ГрафиКон'98 Москва, 7–11 сентября 1998 г. – 179 с.

3. *Валеев, С. Г.* Применение непрерывного Вайлета при обработке дискретной информации / С. Г. Валеев, Е. А. Вершилкина ; Ульяновский государственный технический университет. – Ульяновск, 2007. – 7 с.