

ISSN 1818-0442

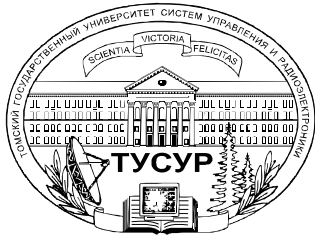
Доклады ТУСУРа. 2016 • Том 19, №4

ДОКЛАДЫ

Томского государственного университета
систем управления и радиоэлектроники

2016 • Том 19, № 4





Министерство образования и науки Российской Федерации

**ДОКЛАДЫ
ТОМСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
Том 19, № 4, 2016**

Периодический научный журнал

Выходит 4 раза в год

Основан в 1997 г.

ISSN 1818-0442

Гл. редактор:

А.А. Шелупанов, д.т.н., проф.

Зам. гл. редактора:

А.В. Кобзев, д.т.н., проф.

Р.В. Мещеряков, д.т.н., проф.

Ю.А. Шурьгин, д.т.н., проф.

Редакционный совет:

М.П. Батура, д.т.н., проф. (Минск)

Б.А. Беляев, д.т.н., проф.
(Красноярск)

А.Г. Буймов, д.т.н., проф.

С.А. Гаврилов, д.т.н., проф. (Москва)

Ю.П. Ехлаков, д.т.н., проф.

В.М. Исаев, д.т.н. (Мытищи)

А.М. Кориков, д.т.н., проф.

Ю.Н. Кульнин, академик РАН
(Владивосток)

В.Ш. Меликян, чл.-корр. НАН
Республики Армения (Ереван)

Е.М. Окс, д.т.н., проф.

И.Н. Пустынский, д.т.н., проф.

В.К. Сарьян, академик НАН
Республики Армения (Москва)

В.В. Шайдуров, чл.-корр. РАН
(Красноярск)

С.М. Шандаров, д.ф.-м.н., проф.

Г.С. Шарьгин, д.т.н., проф.

Ответственный секретарь:

В.Н. Масленников, к.т.н., доцент

Адрес редакции:

634050, г. Томск,
пр. Ленина, 40, ТУСУР,
тел. (382-2) 51-22-43

Свидетельство
о регистрации МЧС РФ
1027000867068
от 13 октября 2004 г.

Подписной индекс 20648
в каталоге Агентства
«Роспечать»: газеты и журналы

Издательство

**Томского государственного
университета систем управления
и радиоэлектроники**
634050, Томск, пр. Ленина, 40,
тел. (382-2) 51-21-21

Оригинал-макет выпуска подготовлен
и отпечатан тираж ИП В.М. Бочкаревой
Техн. редактор В.М. Бочкарева
Корректор В.Г. Лихачева

Подписано в печать 25.12.2016.

Формат 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 11,9

Тираж 500. Заказ 34.

Содержание

**ELECTRONICS, RADIO ENGINEERING, COMMUNICATIONS,
AND COMPUTER SCIENCE***

Trenkal E.I., Loshchilov A.G.

New approach for increasing the precision of TDR analysis
of multilayer environments 5

Zolotukhin D.B., Burdovitsin V.A., Oks E.M., Tyunkov A.V.,

Yushkov Yu.G., Brown I.G.

Gas-metal e-beam-produced plasma for oxide coating deposition
at fore-vacuum pressures 10

Bakeev I.Yu., Zenin A.A., Tyun'kov A.V., Klimov A.S.

Composition of the gas atmosphere during the electron beam interaction
with the alumina powder in the forevacuum pressure range 13

Burdovitsin V.A., Kazakov A.V., Medovnik A.V., Oks E.M., Brown I.G.

Optical radiation in breakdown of the acceleration gap of a forevacuum
pressure, wide-aperture, plasma-cathode, pulsed electron source 17

Klimov A.S., Zenin A.A.

Electron beam evaporation of alumina ceramics at forevacuum pressures 20

Nashed G.G.L., Hanafy W.E.

Constructan $f(T)$ -theory from abouncing FRW universe 23

Timoshkin A.V.

Viscous fluid model in inflationary universe avoiding self-reproduction 34

Khurshudyan M.

On viscous holographic dark energy universe with Nojiri-Odintsov cut-off 38

Potapov A.A., Garipova G.M., Nandi K.K.

Perfect fluid dark matter model revisited 46

Nguyen A.T., Korikov A.M.

Neural network model with fuzzy activation functions
for time series predictions 49

About the TUSUR 53

**ЭЛЕКТРОНИКА, ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА,
РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ**

Аникин А.С., Крутиков М.В.

Временные характеристики сигналов источника сантиметрового
радиоизлучения, прошедших пересечённую наземную трассу 57

Ходенков С.А., Боев Н.М.

Исследование распределения высокочастотных токов в полосковых
проводниках фильтра на основе двумерного электромагнитного кристалла 64

Тренкаль Е.И., Лоцилов А.Г.

Измерение уровней жидкостей методом импульсной
рефлектометрии (обзор) 67

* The publisher and editors of this volume do not bear any legal liability or responsibility
for the inaccuracy of information, or for any errors or omissions of authors of texts in
English.

Дроботун Н.Б. Модуль сверхширокополосного усилителя диапазона 10 МГц – 20 ГГц с диссипативной коррекцией АЧХ	74
Чуманов М.В., Паргачёв И.А., Мокрушин И.В., Серебренников Л.Я., Краковский В.А. Акустооптические затворы на основе кристалла РКТР	78
Задорин А.С., Лукина А.А. Исследование моделей подавления паразитных мод оптоэлектронного СВЧ-автогенератора на основе инжекционной и многоконтурной схем	81

УПРАВЛЕНИЕ, ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА И ИНФОРМАТИКА

Катаев М.Ю., Лукьянов А.К., Maksyutov S. Модифицированный метод эмпирических ортогональных функций восстановления общего содержания углекислого газа из спутниковых данных	87
Крюков Я.В., Демидов А.Я., Покаместов Д.А. Алгоритм расчета мощности каналов при неортогональном множественном доступе NOMA	91
Маковкин В.И., Замятин Н.В. Система мониторинга и обработки информации о состоянии резервуарного парка	95
Горяинов А.Е., Бабак Л.И. Методика автоматизированного синтеза параметрических моделей пассивных компонентов СВЧ-монокристаллических интегральных схем	101
Вороненкова А.А., Тютиков В.В. Аналитический синтез и анализ вариантов системы управления объектом с запаздыванием	108
Грибанова Е.Б. Стохастические алгоритмы решения обратных задач экономического анализа с ограничениями	112
Светлаков А.А., Пугачева О.А. Синтез градиентных методов минимизации функций многих переменных с применением правых обратных матриц	117

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Хан К.И., Семенов В.Д., Пахмурин Д.О., Кобзев А.В. Калибровочный модуль для комплекса локальной гипертермии «Феникс-2»	125
Винтоняк Н.П., Семенов В.Д., Кабиров В.А., Кобзев А.В., Сулайманов А.О. Оценка величины паразитных индуктивностей токоведущих шин в источнике питания испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока	129
Муликов Д.С., Михальченко Г.Я. Симметрирование напряжений на выходных конденсаторах трёхфазного трёхуровневого активного выпрямителя в режиме передачи энергии в нагрузку	133
Требования к оформлению статей для печати в журнале	136

**ELECTRONICS, RADIO ENGINEERING,
COMMUNICATIONS,
AND COMPUTER SCIENCE***

UDC 621.396.41

E.I. Trenkal, A.G. Loshchilov

New approach for increasing the precision of TDR analysis of multilayer environments

The authors propose the solution allowing to determine the structure and the layers parameters of the multiphase liquid in real-time mode and thereby to increase the measurement precision. The method is based on using the periodic controllable loads in the measuring probe construction, which can change their own parameters at the required time moment. In the paper a description of the mathematic model of the proposed solution is presented; an algorithm for determination of the layers parameters of the multiphase liquid is proposed; the calculation example of the model multiphase liquid parameters using the proposed algorithm is shown. Also the comparison of the precision of the proposed and standard approaches is presented.

Keywords: level measurement, multiphase liquid, TDR, method, measuring probe, controllable loads, parameters measurement.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-5-9

One of the standard processes of modern industry is measurement of liquid levels in tanks. In spite of the availability of a variety of methods and techniques for implementation of this procedure, their application efficiency and measurement precision are often related to the parameters of measuring liquids and their change under the influence of external factors. One of the actual tasks is the analysis of a multilayer medium, which is the combination of several liquids with different properties. An example is the monitoring task of layer-by-layer composition of liquids at the stage of oil-product clearing requiring the determination of the following levels: the oil, the bottom water and the emulsion layer.

One of the promising methods for solving this task is the time domain reflectometry (TDR) method, which was initially applied for the diagnostics of cable lines [1]. The method is as follows: the investigated object is affected by a video pulse or step function. Analyzing the object response to the test signal, its properties are determined.

In the 1960s the TDR method was first applied to determine the level of the single liquid [2]. In [3] the application of the method for measuring of the multiphase liquid's levels (fuel oil and seawater) is described. The article [4] shows the detailed description of physical principles of the liquid level measurement using the TDR method. In addition, in this article the comparison with the alternative methods is presented. Numerous papers [5–8] describing the practical implementation of the TDR method for liquids' level measurement are known.

The restriction for the existing solutions is that priori information about the parameters of the multiphase liquid for the accurate determination of its levels is used. Consideration of these parameters is performed either on the basis of reference data or as a result of the calibration procedure during the mounting of the measurement system. In the latter case the highest accuracy is achieved.

However, in practice the liquids' properties are not stationary and depend on external conditions and can be changed during the measurement. The interface between

adjacent layers is often an emulsion, whose parameters are quite difficult to predict. A high temperature of the measured liquids leads to intense evaporation of the upper layers and the change of the air layer properties. This is rarely taken into account when the method is used.

Problem definition

It may be concluded that the values of the predefined parameters of a liquid may be true only in a limited time interval. To improve the accuracy of the TDR analysis of multiphase liquids, it is necessary to dynamically determine the parameters of each layer during the measurement.

Thus, a relevant task is to find a method for determining the multiphase liquid's parameters. The method must allow getting the properties of the inner layers of this liquid in real time.

Theory

One of the ways to improve the accuracy of level sensors based on the TDR is shown in the patents [9, 10]. The authors offer to use the periodical discontinuities in the probe design for the calibration of signal propagation speed in the investigated environments using the delays of the signals reflected from these discontinuities. The disadvantage of such solution is the attenuation of the energy of the useful signal on this discontinuities and complication of the reflectogram due to the presence of a lot of reflections between them.

Based on this calibration method, we offer the following solution of the problem: to use the controllable loads with the known parameters in the probe design. It allows to realize two operating modes of the measuring probe: the calibration mode in which the condition of the controllable loads is successively changed and the parameters of the investigated environments are determined, and the measurement mode in which the controllable loads have no effect on the signal propagation in the probe, or distortion caused by their presence is not significant.

1. Mathematical model of the proposed solution

In Fig. 1 an example of the measuring probe with the controllable loads is shown.

For simplicity the case in which each layer of the measuring liquid contains at least one controllable load in the measuring probe will be considered. The equivalent circuit diagram of such measuring probe represents the cascading segments of the transmission lines L_{ij} and the controllable loads, which represent the lumped obstacle Z_k .

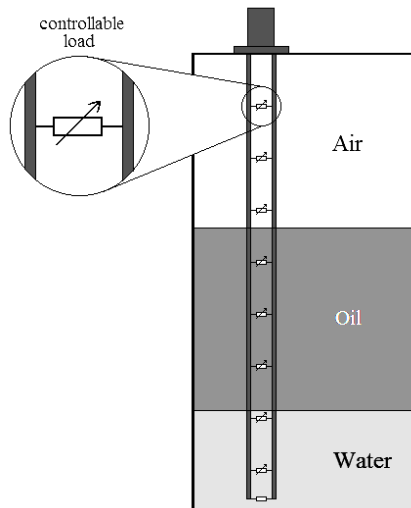


Fig.1. Example of the measuring probe with controllable loads

The model of such probe with the controllable loads can be described by the method of classic transmission matrix. The full transmission matrix of the measuring probe AP is equal to the product of the matrices AL_i , each of which complies with the segment of the measuring probe in a layer of the modeled liquid:

$$AP = \prod_{i=1}^N AL_i,$$

where i – the index of the layer; N – the number of the modeling layers.

The equation of the transmission matrix of the measuring probe segment AL_i can be written as:

$$AL_i = \left(\prod_{j=1}^M A_{i,j} \cdot AZ_{i,j} \right) \cdot A_{i,M_i+1},$$

where j – the index of the controllable load in i -th layer; M_i – the number of the controllable loads in i -th layer; $A_{i,j}$ – the transmission matrix of the measuring probe segment; $AZ_{i,j}$ – the transmission matrix of the controllable load.

The transmission matrix of the measuring probe segments L_{ij} can be written as:

$$A_{i,j} = \begin{bmatrix} ch(\gamma_i \cdot l_{i,j}) & \rho_i \cdot sh(\gamma_i \cdot l_{i,j}) \\ \frac{1}{\rho_i} \cdot sh(\gamma_i \cdot l_{i,j}) & ch(\gamma_i \cdot l_{i,j}) \end{bmatrix},$$

where $l_{i,j}$ – the length of the segment L_{ij} ; ρ_i – the impedance of the transmission line segment; γ_i – the propagation coefficient equal to:

$$\gamma = \alpha + j\beta.$$

In the simplest case, the controllable load can be written as transmission matrix of a quadripole:

$$AZ_k = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_{pk} & 1 \end{bmatrix},$$

where Z_{pk} – the impedance of the controllable load Z_k .

Voltage on the input of the measuring probe immersed in a multiphase liquid is determined as

$$u_{in}(t) = F^{-1} \left(E(f) \frac{Z_{in}(f)}{Z_{in}(f) + Z_g} \right),$$

where $E(f)$ – the spectrum of the test signal; Z_g – the output resistance of the generator; F^{-1} – inverse Fourier transform operator; $Z_{in}(f)$ – the frequency response of complex input resistance of the probe.

The frequency response of complex input resistance of the probe can be define by formula

$$Z_{in}(f) = \frac{AP_{0,0}(f) \cdot Z_l + AP_{0,1}(f)}{AP_{1,0}(f) \cdot Z_l + AP_{1,1}(f)},$$

where Z_l – the load resistance on the measuring probe output.

The main function of the controllable loads Z_k is to perform the mode of full or partial reflection of the test signal for determination of the layer parameters of the liquid under investigation, which are calculated based on the known distance l_k^* from the measuring probe entrance to the controllable load.

2. Algorithm of determining the structure and the parameters of a multiphase liquid

The algorithm of determining the layer parameters of a multiphase liquid contains the following steps:

1. Formation of the vector of reflectograms.

The sequence of the calculation of the measuring probe reflectograms for the definite set of the controllable loads states is conducted. The reflectogram vector U_k is formed, where k – the number of a controllable load providing the mode of the full or partial reflection of the test signal. Index $k = 0$ corresponds to the mode in which all controllable loads have off-state.

2. Definition of the response array.

Based on the received reflectogram, the two arrays are formed: R – the array containing the information about the responses reflected from the phase boundaries and the end of the measuring probe. R^* – the array containing the information about the responses reflected from the controllable loads.

The elements of the vectors $R^{<1>}$, $R^{*<1>}$ are response delays relative to the test signal, and the elements of the vectors $R^{<2>}$, $R^{*<2>}$ are the amplitudes of the responses.

During formation of the array R , to avoid the parasitic responses caused by signals multiple reflections from the phase boundaries, the signal selection algorithm is applied [11].

The value of the element R_0 complies with test signal response.

To form the array R^* , differences of reflectograms $\Delta U(t)$ determined in the step 1 are calculated:

$$\Delta U_k(t) = U_k(t) - U_0(t),$$

where $k \in [1, K]$; K – the number of the controllable loads in the measuring probe.

The values of the elements R_k^* comply with delays and amplitudes of the first responses on each difference reflectograms $\Delta U(t)_k$.

3. Definition of the controllable loads belonging.

Belonging of the controllable loads to the analyzed liquid layers are defined. For that, element-by-element comparison of the delay vectors $R^{* <1>}$ и $R^{<1>}$ is provided. For each element R_k^* , the appropriate layer index i , in which the controllable load is located and the number of the controllable load j in the i -th layer are provided. As a result, each element of the array R^* and the vector l^* may be characterized by indexes i and j , writing them in the form of $R_{i,j}^*$ and $l_{i,j}^*$.

4. Definition of the layers parameters of the multiphase liquid.

The layers' parameters of the measured liquid ϵ_i and α_i are determined for each layer in the following sequence:

a) based on the parameter of the responses reflected from the controllable loads, the average value of the propagation velocity v_i in i -th layer is calculated:

$$v_i = \frac{1}{M_i} \sum_j \frac{2 \cdot (l_{i,j}^* - \sum_{n=1}^{i-1} l_n)}{R_{i,j}^{* <1>} - R_{i-1}^{<1>}}. \quad (1)$$

b) the dielectric constant and the length of the layer are determined:

$$\epsilon_i = \left(\frac{c}{v_i} \right)^2, \quad (2)$$

$$l_i = \frac{v_i \cdot (R_i^{<1>} - R_{i-1}^{<1>})}{2}, \quad (3)$$

where c – the speed of light.

c) the average value of the attenuation coefficient α_i [N] in i -th layer is calculated:

$$\alpha_i = \frac{1}{M_i} \sum_j \frac{\ln \left(\frac{R_0^{<2>} \cdot \prod_{n=1}^{i-1} ((1 - \Gamma_n^2) \cdot e^{-2 \cdot l_n \cdot \alpha_n})}{R_{i,j}^{* <2>}} \right)}{2 \cdot (l_{i,j}^* - \sum_{n=1}^{i-1} l_n)}, \quad (4)$$

where Γ_i – reflection coefficient from i -th layer determined by the formula:

$$\Gamma_i = \frac{R_i^{<2>}}{R_0^{<2>} \cdot \prod_{n=1}^{i-1} ((1 - \Gamma_n^2) \cdot e^{-2 \cdot l_n \cdot \alpha_n}) \cdot e^{-2 \cdot l_i \cdot \alpha_i}}. \quad (5)$$

Modeling

The developed algorithm based on using the periodic controllable loads in the measuring probe construction has been tested on the mathematic model. The parameters of the model liquid are shown in Table 1.

The model of the measuring probe contained three controllable loads ($K = 3$), which are located in the different layers of the multiphase liquid and provide the

mode of full reflection in the on-state. The distances from the measuring probe entrance to the controllable loads are the following: $l_1^* = 0,375$ m; $l_2^* = 0,75$ m; $l_3^* = 1,125$ m.

Table 1

Multiphase liquid parameters			
Layer number	Dielectric constant ϵ	Losses α , dB/m	Layer length, l , m
1	1	0,5	0,5
2	3	1	0,5
3	80	2	0,5

To determine the layer parameters of the multiphase liquid, the described algorithm is applied. At the first stage the reflectograms $U_k(t)$ in the modes $k = 0$ (Fig. 2) and $k = 1, 2, 3$ (Fig. 3) are calculated and the response arrays R and R^* are formed

$$R = \begin{bmatrix} t_0 & A_0 \\ d_1 = t_1 - t_0 & A_1 \\ d_2 = t_2 - t_0 & A_2 \\ d_3 = t_3 - t_0 & A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 3,33 \cdot 10^{-9} & -0,25 \\ 9,1 \cdot 10^{-9} & -0,53 \\ 3,89 \cdot 10^{-8} & -0,34 \end{bmatrix}.$$

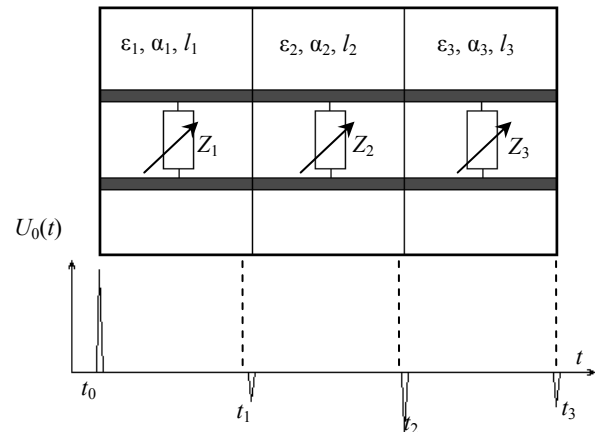


Fig. 2. Forming the reflectogram $U_0(t)$ in the mode $k = 0$

$$R^* = \begin{bmatrix} d_1^* = t_1^* - t_0^* & A_1^* \\ d_2^* = t_2^* - t_0^* & A_2^* \\ d_3^* = t_3^* - t_0^* & A_3^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2,5 \cdot 10^{-9} & -0,96 \\ 6,22 \cdot 10^{-9} & -0,83 \\ 1,66 \cdot 10^{-8} & -0,4 \end{bmatrix}.$$

After forming the arrays R and R^* , belonging of the controllable loads to the analyzed liquid layers is defined by comparison of the vectors elements $R^{* <1>}$ and $R^{<1>}$:

Z_1 : $d_1^* < d_1$ – belongs to the first layer, $i = 1, j = 1$;

Z_2 : $d_1 < d_2^* < d_2$ – belongs to the second layer, $i = 2, j = 1$;

Z_3 : $d_2 < d_3^* < d_3$ – belongs to the third layer, $i = 3, j = 1$.

In Table 2 the parameters A^* , d^* , l^* corresponding to the controllable loads are represented in the form of a table.

Finally, the layer parameters of the multiphase liquid are defined in sequence by formulas (1)–(5). Calculation results are shown in Table 3.

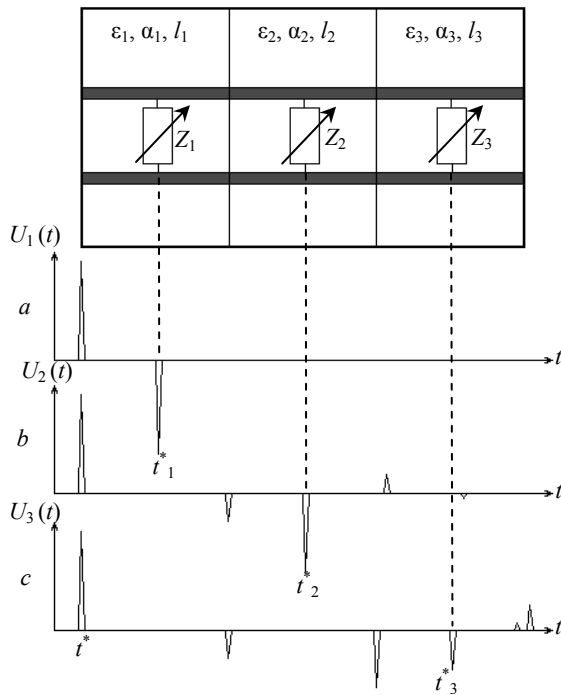


Fig. 3. Forming the reflectograms $U_1(t) - U_3(t)$, where
 a – the reflectogram in the mode $k = 1$ ($Z_1 = 0$);
 b – the reflectogram in the mode $k = 2$ ($Z_2 = 0$);
 c – the reflectogram in the mode $k = 3$ ($Z_3 = 0$).

Table 2

Controllable loads parameters				
i	j	$R_{i,j}^*$		Distance to the controllable load $l_{i,j}^*$, m
		Response delay $d_{i,j}$, s	Response amplitude $A_{i,j}$, V	
1	1	$2,5 \cdot 10^{-9}$	-0,96	0,375
2	1	$6,22 \cdot 10^{-9}$	-0,83	0,75
3	1	$1,66 \cdot 10^{-8}$	-0,4	1,125

Table 3

Calculated parameters of the multiphase liquid layers					
layer number	Layer length l_i , m	Losses α_i , dB/m	Impedance ρ_i , Ohm	Dielectric constant ϵ	Propagation velocity v_i , m/s
1	0,5	0,5	50	1	$3 \cdot 10^8$
2	0,5	1	28,86	3	$1,73 \cdot 10^8$
3	0,5	2	5,59	80	$3,36 \cdot 10^7$

Comparison of the standard approach and the new solution

For the evaluation of efficiency of the new approach it was performed the modeling of the measurement of the multiphase liquid parameters using the standard and new measurement approaches. The key difference between the approaches is method for evaluation of the environment dielectric constant: in the standard approach the reference data is used; in the proposed solution the measurement of the environment parameters is performed in calibration mode.

The parameters of the model multiphase environment and reference data about the dielectric constant of the layers are presented in the Table 4.

Table 4

Multiphase liquid parameters				
Layer number	Dielectric constant ϵ	Reference dielectric constant ϵ	Losses α , dB/m	Layer length l , m
1	1,05	1	0,5	0,3
2	2,3	2,1	1	0,5
3	70	80	2	0,5

The measuring probe which is realized the new approach contained six controllable loads ($K = 6$). The positions of the loads in the probe are shown in the Table 5. The probe length is equal to height of the tank.

Table 5

Localization of the controllable loads in the probe design	
Controllable load number	The distance to the controllable load
1	0,186
2	0,371
3	0,557
4	0,743
5	0,929
6	1,114

In the modeling the noise of generator and receiver are taken into consideration. The noises parameters are following: normal law of distribution, RMS-noise of the generator – 1 mV, RMS-noise of the receiver – 600 μ V. Also in the model the quantization procedure with resolution 16 bit was added.

The calculation result of the length of the layers for both approaches is presented in the Table 6. Also in the table the relative measurement errors are shown.

Table 6

Calculated length of multiphase liquid layers				
Layer number	Standard approach		Proposed approach	
	Layer length l , m	Relative error δ , %	Layer length l , m	Relative error δ , %
1	0,307	2,333	0,299	0,045
2	0,523	4,6	0,5003	0,062
3	0,468	6,4	0,499	0,102

The presented calculation results show that the proposed method has higher accuracy compared to standard method. The higher accuracy of the proposed solution pre-conditioned by the ability to measure of the parameters of investigated environment during the measurement procedure.

Conclusion

To determine the levels of multiphase liquids using TDR method with high precision, it is necessary to know the structure of the multiphase liquid and parameters of its layers. Taking into consideration the fact that the parameters of the measured liquid are often not stationary and depend on the environment condition, the procedure of parameters determination, at the best case, must be provided at the moment of the levels measurement.

In the paper, we propose a solution allowing to determine the structure and the layers parameters of the multiphase liquid in real-time mode and thereby to in-

crease the measurement precision. The method is based on using the periodic controllable loads in the measuring probe construction, which can change their own parameters at the required time moment. In the paper a description of the mathematic model of the proposed solution is presented; the algorithm for determination of the layers parameters of the multiphase liquid is proposed; the calculation example of the model multiphase liquid parameters using the proposed algorithm is shown; the comparison with standard approach is presented. The presented calculation result shows high efficiency of the proposed method, so using the controllable loads in the measuring probe construction is a perspective solution for the task of extracting the multiphase liquids parameters.

References

1. Glebovich G.V. Issledovanie obektov s pomoshchyu pikosekundnykh impulsov [Research of objects using picosecond pulses]. – M.: Radio i svyaz, 1984. – 256 p.
2. Pat. US3474337. Petrick J.R. System for sensing levels and electrical characteristics of fluent materials. Patent, No. US3474337, 1969.
3. Harney W.J., Nemarich C.P. Electromagnetic level indicating (EMLI) system using time domain reflectometry. OCEANS '83. – Proceedings, 1983. – PP. 233–236.
4. Nemarich C.P. Time domain reflectometry liquid level sensors // IEEE Instrumentation & Measurement Magazine. – 2001. – Vol. 4. – PP. 40–44.
5. Gerding M., Musch T., Schiek B. Precision level measurement based on time-domain reflection (TDR) measurements // Advances in Radio Science. – 2002. – PP. 27–31.
6. Cataldo A., Lay-Ekuakille A., De Carlo C. Remote sensing of liquid characteristics using Time Domain Reflectometry // Proceedings of the SPIE. – 2002. – Vol. 4814. – PP. 465–473.
7. Yahya S.I. A multi-level gauging system for crude oil settling mass tanks using a one-port time-domain technique. WIT Transactions on Engineering Sciences. – 2012. – Vol. 81. – PP. 255–266.
8. Cataldo A., Catarinucci L., Tarricone L., Attivissimo F., Trotta A. A frequency-domain method for extending TDR performance in quality determination of fluids // Measurement science and technology. – 2007. – Vol. 18, No. 3. – PP. 675–688.
9. Dozer B.E. Self-calibrating liquid-level measuring device. Patent, No. US3398578, 1968.
10. Vanyashin V.A., Zakonov M.A., Zagidullin M.Z., Mezikov A.K., Habibullin R.A. Urovnemer [Level transmitter]. Patent RF, No. 2491519, 2013.
11. Trenkal E.I., Loshchilov A.G. Algoritm selektsii poleznykh signalov v zadache TDR-izmereniya urovney mnogofaznykh zhidkostey [The algorithm of desired signal selection for TDR analysis of multilayer liquids] // Elektronika i mikroelektronika SVCh. – 2016. – No. 1. – PP. 222–226.

Trenkal Evgeniy Igorevich

Postgraduate student of the chair of design of radio electronic components in Tomsk state university of control system and radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7-913-816-57-16
E-mail: trenkal@mail.ru

Loshchilov Anton Gennadevich

Ph.D., the head of the chair of design of radio electronic components in Tomsk state university of control system and radioelectronics (TUSUR), the head of special design bureau «Smena»
Phone: +7-906-947-69-20
E-mail: yogl@mail.ru

Тренкаль Е.И., Лошилов А.Г.

Новый метод повышения точности TDR-анализа многослойных сред

Предложено решение, позволяющее в режиме реального времени определять структуру и параметры слоев многофазной жидкости, тем самым повысить точность измерения. Метод основан на использовании в конструкции измерительного зонда управляемых нагрузок, способных изменять свои параметры в необходимый момент времени. В работе представлено описание математической модели предложенного решения; предложен алгоритм определения параметров слоев многофазной жидкости; показан пример расчета параметров модельной многофазной жидкости по описанному алгоритму. Также представлено сравнение точности предлагаемого решения и классического подхода измерения.

Ключевые слова: измерение уровня, многофазная жидкость, TDR, способ, измерительный зонд, управляемые нагрузки, измерение параметров.

UDC 537.533; 537.563.2

D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, I.G. Brown

Gas-metal e-beam-produced plasma for oxide coating deposition at fore-vacuum pressures

This article describes an experiment on the deposition of oxide coatings on silicon and metal substrates from a gas-metal plasma. The plasma was produced by e-beam evaporation of metals (Mg, Al) with subsequent ionization of gas (oxygen) and evaporated material particles at fore-vacuum (1–10 Pa) pressures. We studied the ion composition and species fraction in the gas-metal plasma (using quadruple mass-spectrometry), as well as the thickness and surface resistivity of the coatings.

Keywords: fore-vacuum, plasma-cathode electron source, coating deposition.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-10-12

A gas-metal plasma is a plasma containing ions of both gaseous and metallic species with controlled relative content. Such plasmas are of paramount interest for the deposition of nitride [1] and oxide [2] films and complex composite structures [3] on the surfaces of chosen substrates. Gas-metal plasmas for technological applications are routinely produced using arc discharges with added gas flow, or a magnetron discharge in self-sputtering mode. In recent work we have demonstrated the advantages of using a fore-vacuum pressure, plasma-cathode, electron beam source [4–7] for various applications including the generation of gas-metal plasmas by electron beam evaporation of metals in oxygen for the deposition of oxide coatings [8]. Here we describe our further research on the features of gas-metal plasmas at fore-vacuum pressures and the properties of deposited coatings.

Experimental

The experimental setup is shown in Fig. 1. The vacuum chamber was pumped using only a fore-vacuum rotary vane pump (Edwards 80) to a base pressure of approximately 1 Pa. Oxygen or helium gas was introduced into the chamber, and the working pressure was set up to 10 Pa.

The electron beam was focused by a short magnetic lens to a diameter of around 5 mm. The beam current was measured using a collector placed into the beam without the target. The electron beam focal point was located on the surface of a metal (Al or Mg) target placed under the beam on a graphite crucible. The beam heated, melted and evaporated the target, and ionized the background gas and evaporated particles, thus producing a gas-metal plasma in the region adjacent to the substrate. This plasma was used for deposition of the coating on a thin substrate made of various materials (stainless steel, corundum ceramics, or silicon) and of area $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$. The substrate was located 4 cm from the e-beam axis and 3 cm above the target surface perpendicular to it. The deposition duration was measured from the visually observed beginning of target melting, and was varied from 1 to 8 min. The energy of ions bombarding the substrate was controlled by a bias voltage of up to 30 V supplied to the bias electrode of 8 cm diameter positioned under the crucible. Mass-to-charge composition of the gas-metal plasma was monitored by

a modified quadruple mass-spectrometer RGA-100. The entrance aperture of the spectrometer was located opposite the substrate and 3 cm from the beam axis; its volume was pumped by a turbo pump to a base pressure of less than 0.01 Pa. Micrographs of the deposited coatings as well as the elemental composition were acquired with a Hitachi TM-1000 scanning electron microscope (SEM). The coating thickness was measured using a Calotest CAT-S-0000. The coating profile was investigated using a 3D non-contact profilometer Micro Measure 3D Station. For coating surface resistivity measurements, two concentric copper electrodes were formed on the surface of the films. These electrodes were deposited by e-beam evaporation of copper in a helium atmosphere at a pressure of 2–3 Pa, in the same experimental setup. The resistance (Ohms) of the oxide coating between the two copper electrodes was measured by a tera-ohm meter E6-13A, and the surface resistivity (Ohm/\square) and specific resistivity ($\text{Ohm}\cdot\text{m}$) was calculated using well-known methods taking into account the copper electrode area and coating thickness.

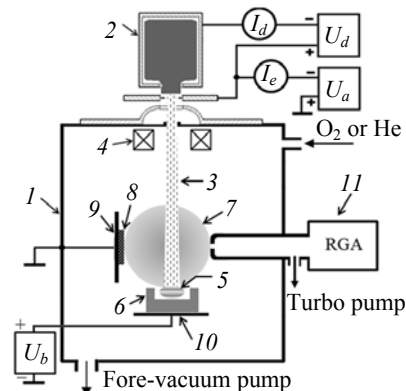


Fig. 1. Experimental setup [8]: 1 – vacuum chamber; 2 – plasma-cathode electron source; 3 – electron beam; 4 – focusing system; 5 – metal (Al or Mg) target; 6 – graphite crucible; 7 – gas-metal beam plasma; 8 – substrate; 9 – substrate holder; 10 – bias electrode; 11 – modified quadruple ion mass analyzer RGA-100 [9]

Results and discussion

The mass-to-charge spectra of ions extracted from the gas-metal plasma show that, under similar experi-

mental conditions, the fractional content of metal ions depends on the kind of metal evaporated by the beam (Fig. 2).

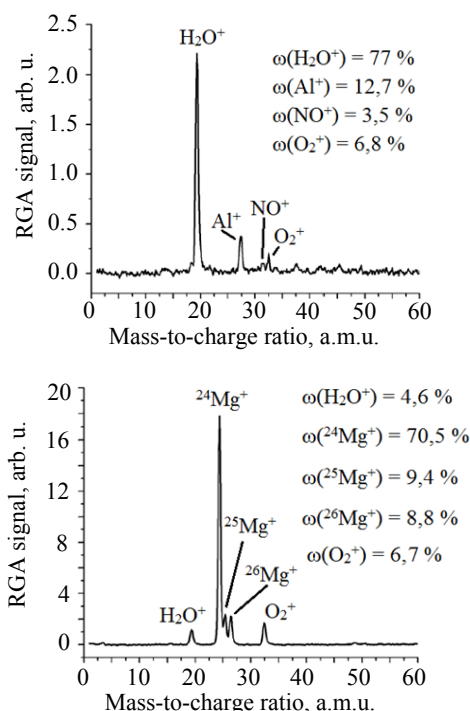


Fig. 2. Fraction of gas and metal ions in the plasma during evaporation of Al (upper) and Mg (lower), in oxygen at 3.5 Pa. For both cases, beam current was 25 mA, beam energy 7 keV

One can see that for the same e-beam power density the fraction of Mg ions in plasma is greater than for Al. We explain this as due to the physical properties of aluminum such as boiling point and specific heat (2792 K and 284.1 kJ/mole) being more than twice those for magnesium (1363 K and 131.8 kJ/mole). Thus the aluminum evaporation process and the fraction of its ions in the plasma are significantly less for the same experimental parameters.

The surface resistivity of the coating deposited on corundum ceramic from a magnesium-oxygen plasma for a 1 min deposition period is higher than the surface resistivity of coating deposited on a steel substrate (Table 1).

Table 1
Surface resistivity for Mg oxide coatings

Substrate material	Surface resistivity, MOhm/□	Experimental conditions
Stainless steel	1.2–3.5	Beam current 75 mA and energy 6 keV, $t = 1$ min
Corundum ceramics	3.5–12	

The specific resistivity and the thickness of the coating deposited from aluminum-oxygen plasma increases with time (see Fig. 3).

SEM photos of aluminum-oxide coatings deposited on a stainless steel substrate with a copper mask are

shown in Fig. 4, displaying the copper mask as well as the thickness measuring method.

SEM photos of the oxide coatings deposited on a silicon substrate are shown in Fig. 5, revealing the high degree of uniformity of these coatings.

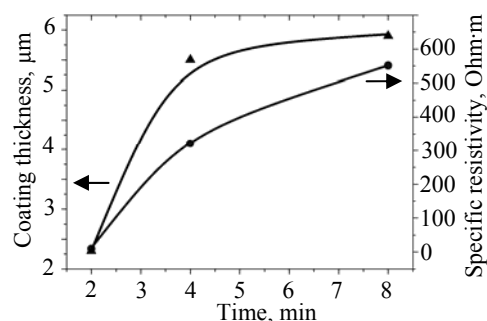


Fig. 3 Coating thickness (left axis) and specific resistivity (right axis) vs. time of e-beam evaporation of an Al target in oxygen. Experimental conditions: beam current 95 mA, beam energy 13 keV, oxygen pressure 10 Pa

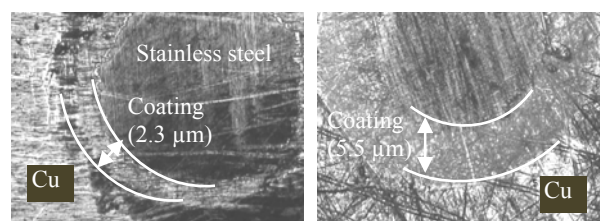


Fig. 4. Aluminum-oxide coating on stainless steel, with copper mask, for deposition times 2 min (left) and 4 min (right). Experimental conditions: beam current 95 mA, beam energy 13 keV, oxygen pressure 10 Pa

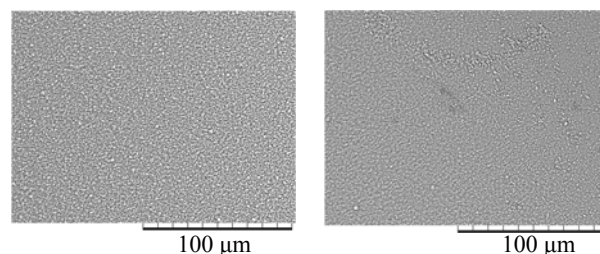


Fig. 5. Photos of the surfaces of coatings deposited on Si substrates from plasmas of oxygen and metal – Mg (left) and Al (right)

Conclusion

An electron-beam produced gas-metal beam plasma has been utilized for the deposition of oxide coatings on steel, silicon and corundum ceramic substrates. We note that the specific resistivity of aluminum-oxide films formed by this method has a value which is between the resistivity of anodized Al_2O_3 (dielectric, with specific resistivity of $\sim 8 \cdot 10^8$ Ohm·m) as well as pure aluminum (metal, $2.6 \cdot 10^{-8}$ Ohm·m), and differs by at least eight orders of magnitude from these limit points.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grant #16-08-00183).

References

1. Savvides N. Electrical transport, optical properties, and structure of TiN films synthe-sized by low-energy ion

assisted deposition / N. Savvides, B. Window // J. Appl. Phys. – 1988. – Vol. 64, № 1. – PP. 225–234.

2. Ion-assisted deposition of mixed $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$ films / R.P. Netherfield, P.J. Martin, C.G. Pacey, W.G. Sainty, D.R. McKenzie, G. Auhterlunie // J. Appl. Phys. – 1989. – Vol. 66, № 4. – PP. 1805–1809.

3. Superhard nanocomposite Ti-Al-Si-N films deposited by reactive unbalanced magnetron sputtering / N. Jiang, Y.G. Shen, H.J. Zhang, S.N. Bao, X.Y. Hou // Materials Science and Engineering: B. – 2006. – Vol. 135, № 1. – PP. 1–9.

4. Zolotukhin D.B. Generation of a beam plasma by a forevacuum electron source in a space bounded by dielectric walls / D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // Tech. Phys. Russ. J. Appl. Phys. – 2015. – Vol. 60, № 5. – PP. 772–774.

5. Zolotukhin D.B. Monte Carlo simulation of elastic and inelastic scattering of an electron beam in gas / D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin // Proceedings of TUSUR. – 2012. – Vol. 26, № 2. – PP. 55–58.

6. Monitoring of the mass-charge composition of beam plasma at the residual gas pressures up to 10 Pa / D.B. Zolotukhin, A.S. Klimov, K.P. Savkin, A.V. Tunkov, Yu.G. Yushkov // Izvestiya vuz. Fizika. – 2015. – Vol. 58, № 9/3. – PP. 106–109.

7. Generation of magnesium ions using fore-vacuum plasma electron source / A.V. Tyunkov, Yu. G. Yushkov, D.B. Zolotukhin, K.P. Savkin // Proceedings of TUSUR. – 2014. – Vol. 34, № 4. – PP. 60–62.

8. Deposition of dielectric films on silicon surface by fore-vacuum plasma electron source / D.B. Zolotukhin, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov // Rev. Sci. Instrum. – 2016. – Vol. 87, № 6. – PP. 063302.

9. Modified quadrupole mass analyzer RGA-100 for beam plasma re-search in forevacuum pressure range / D.B. Zolotukhin, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, E.M. Oks // Rev. Sci. Instrum. – 2015. – Vol. 86, № 12. – PP. 123301.

Zolotukhin Denis Borisovich

PhD student, Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)

Phone: +7 (382-2) 41-33-69

E-mail: ZolotukhinDen@gmail.com

Burdovitsin Victor Alexeevich

Dr. Sc., Professor, Department of Physics, TUSUR

Phone: +7 (382-2) 41-33-69

E-mail: Burdov@fet.tusur.ru

Oks Efim Michailovitch

Dr. Sc., Professor, Head of Physics Department, TUSUR

Phone: +7 (382-2) 41-33-69

E-mail: oks@fet.tusur.ru

Tyunkov Andrey Vladimirovich

Cand. Sc., Associated Professor, Department of Physics, TUSUR

Phone: +7 (382-2) 41-33-69

E-mail: andrew71@sibmail.com

Yushkov Yuri Georgievich

Cand. Sc., Associated Professor, Department of Physics, TUSUR

Phone: +7 (382-2) 41-33-69

E-mail: yuyushkov@gmail.com

Brown Ian Gordon

PhD, Senior Physicist (retired) Lawrence Berkeley

National Laboratory, Berkeley, California, USA

E-mail: igbrown@comcast.net

Золотухин Д.Б., Бурдовицин В.А., Окс Е.М.,

Тюньков А.В., Юшков Ю.Г., Браун Я.Г.

Газо-металлическая электронно-пучковая плазма для осаждения оксидных покрытий в форвакуумной области давлений

Статья описывает эксперимент по осаждению оксидных покрытий на кремниевые или металлические образцы из газо-металлической плазмы. Такая плазма генерировалась при электронно-лучевом испарении металлов (Mg, Al) с одновременной ионизацией газа (кислород) и частиц испаренного вещества в форвакуумном диапазоне давлений (1–10 Па). Исследованы: ионный состав плазмы, доля газовой и металлической ионной компоненты (с использованием квадрупольного масс-спектрометра), толщина и поверхностное сопротивление покрытий.

Ключевые слова: форвакуум, электронный источник с плазменным катодом, осаждение покрытий.

UDC 537.533:539.9

I.Yu. Bakeev, A.A. Zenin, A.V. Tyun'kov, A.S. Klimov

Composition of the gas atmosphere during the electron beam interaction with the alumina powder in the forevacuum pressure range

The results of the investigation of the composition of the gas atmosphere during the electron beam interaction with alumina powder in the forevacuum pressure range are presented. It is shown that during the beam interactions with the powder, there is an intensive outgassing from the particle surface. These gases are water vapor, helium, carbon dioxide, carbon monoxide or nitrogen. Thus, when the electron beam irradiation of alumina powder is performed, the spread of powder particles is carried out by intensive desorption of molecules adsorbed on the surfaces during location in the atmosphere.

Keywords: alumina, electron beam, forevacuum pressure range, outgassing.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-13-16

Nowadays special attention is given to the development of three-dimensional printing technology products using different materials [1], including ceramic [2], and their introduction into manufacturing. Despite of the variety of printing methods for ceramics (stereolithography (SLA) [3], laminated object manufacturing (LOM) [4], selective laser sintering (SLS) [5], fused deposition modeling (FDM) [6], three-dimensional printing (3DP) [7], etc.), all of them implement a same principle. This principle includes a layer-by-layer forming of a ceramic batch shape using binders and its subsequent post-processing in a high temperature furnace for binder removal and direct sintering of the powder particles. It should be noted that exist no articles devoted to using an electron-beam for a layer-by-layer forming of ceramic. One of the reasons complicating the usage of this technology for ceramic is powder spreading caused by the electron-beam action. The most probable cause of this phenomena is charging of particles [8].

This problem can be solved in two ways: 1) a special mechanism of charge compensation and 2) a forevacuum plasma source [10, 11] working in the pressure range from several to dozens of Pascals to generate the electron beam. In the latter case, the compensation of the charge on dielectric surfaces is performed by the ion flow from plasma produced by the electron beam propagation.

In the article are presented the investigations of the alumina powder electron-beam treatment by the forevacuum electron source, previously mentioned in [11, 12]. It is shown that despite the compensation of the negative charge by the ion flow from beam plasma, powder particle spread is still observed. Intensive outgassing from the particle surface is recognized as one of the main reasons of this phenomena.

The aim of this work was to investigate the composition of the gas atmosphere during the electron beam interaction with the alumina powder in the forevacuum pressure range.

Techniques and methods

The scheme of the experimental setup is shown in Fig. 1. The treatment of alumina powder by an electron beam is performed by two techniques.

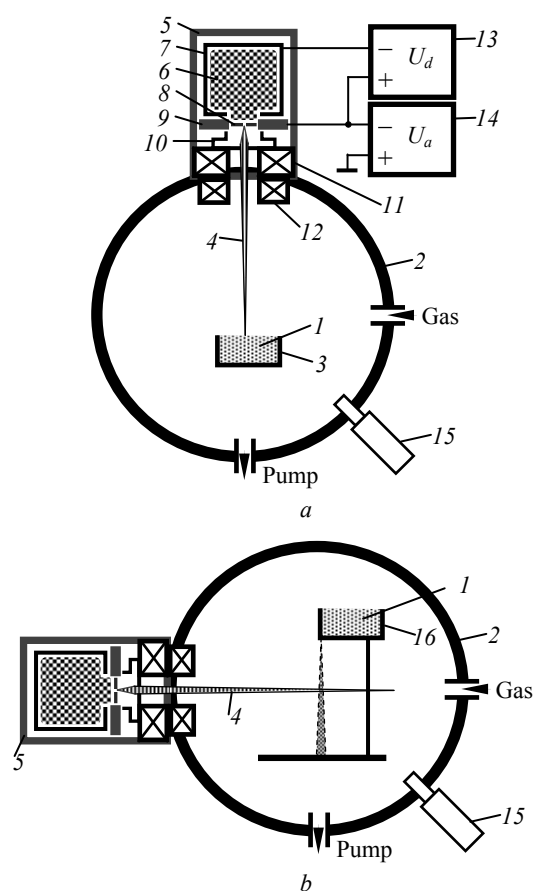


Fig. 1. Scheme of experimental setup: *a* – electron-beam irradiation of powder in the crucible; *b* – electron-beam irradiation of falling powder; 1 – alumina powder; 2 – vacuum chamber; 3 – graphite crucible; 4 – electron beam; 5 – forevacuum electron source; 6 – emission plasma; 7 – hollow cathode; 8 – anode; 9 – perforate electrode; 10 – extractor (grounded electrode); 11 – magnetic focusing system; 12 – magnetic deflection system; 13 – discharge power supply; 14 – accelerating voltage power supply; 15 – container with the hole for powder falling

In the first technique, the alumina powder 1 in a graphite crucible 2 is placed in the vacuum chamber 3 and irradiated by an electron beam 4 generated by the forevacuum plasma electron source 5 [10]. The electron

beam 4, with diameter about 1 mm, is formed by electron extraction from emission plasma 6, produced by the glow discharge with a hollow cathode 7, though the central hole (diameter ~ 0.75 mm) in the perforated electrode 8 overlapping the emission aperture in the anode 9. The voltage U_a applied between the anode 9 and the grounded extractor 10 performs the acceleration of the electrons to the required energies. After that, the electron beam is exposed to focusing by the magnetic coil 11 and scanning by the magnetic deflection system 12 into a square image on the powder surface.

The power of the discharge and the accelerating voltage is produced by the discharge power supply 13 and the accelerating voltage supply 14 respectively. The beam current is measured by deflection off to a detached current collector.

Pumping of the vacuum chamber is produced only by a forevacuum pump, and pressure P in the vacuum chamber is controlled by feeding the working gas (air).

The composition of the gas atmosphere is defined using the industrial residual gas analyzer RGA 100 15 (Stanford Research Systems). The sensor of the analyzer is pumped by the individual vacuum system comprising the membrane and turbomolecular pumps. To provide the necessary pressure drop between the vacuum chamber and the sensor, the diameter of the entry hole in the analyzer should not exceed 1 mm.

The second technique have two differences: the alumina powder particles are falling through the hole in one edge in the container 16 (Fig. 1, b); the irradiation of falling powder particles is performed by the horizontally oriented electron beam. In this case the diameter of the beam is 20 mm.

Experimental results

In Fig. 2 are presented the mass spectra of the residual atmosphere (Fig. 2, a) and the gas atmosphere (Fig. 2, b, c) in the vacuum chamber during electron-beam treatment of alumina powder in the graphite crucible at different parameters of the electron beam.

It can be seen from these results that there is water vapor ($m/z = 17$ и 18) and molecules of residual gas (helium $m/z = 2$, carbon dioxide CO_2 $m/z = 44$, nitrogen N_2 or carbon monoxide CO $m/z = 28$) in a significant amount in the vacuum chamber before treatment of the powder (Fig. 2, a).

During irradiation with a low power density of the beam (Fig. 2, b) with pressure increasing to $P = 3.5$ Pa, the following changes in the mass spectra take place: the peak height $m/z = 17$ and 18 decreases that indicates gradual pumping of water vapor from the vacuum chamber; the concentration of CO or N_2 trebles ($m/z = 28$); the rise of the peak $m/z = 44$ (CO_2) is observed; the peaks $m/z = 32$ (which corresponds to the oxygen) and $m/z = 14$ (atomic nitrogen) appear. During irradiation with the power density $P_s = 100$ W/cm² (melting of alumina particles is observed, $P = 5$ Pa), the working chamber is filled mainly with water vapor, helium and carbon monoxide (Fig. 2, c). It should be noted that the concentration of gases increases almost 8 times when compared to the initial situation (Fig. 2, a), and

concentration of water vapor increases by 20%. The latter fact, together with the other results, may indicate that the pressure rise in the vacuum chamber during heating alumina powder by the electron beam comes from intensive outgassing of gas and water molecules adsorbed on the powder particle surfaces when the powder was located in atmosphere.

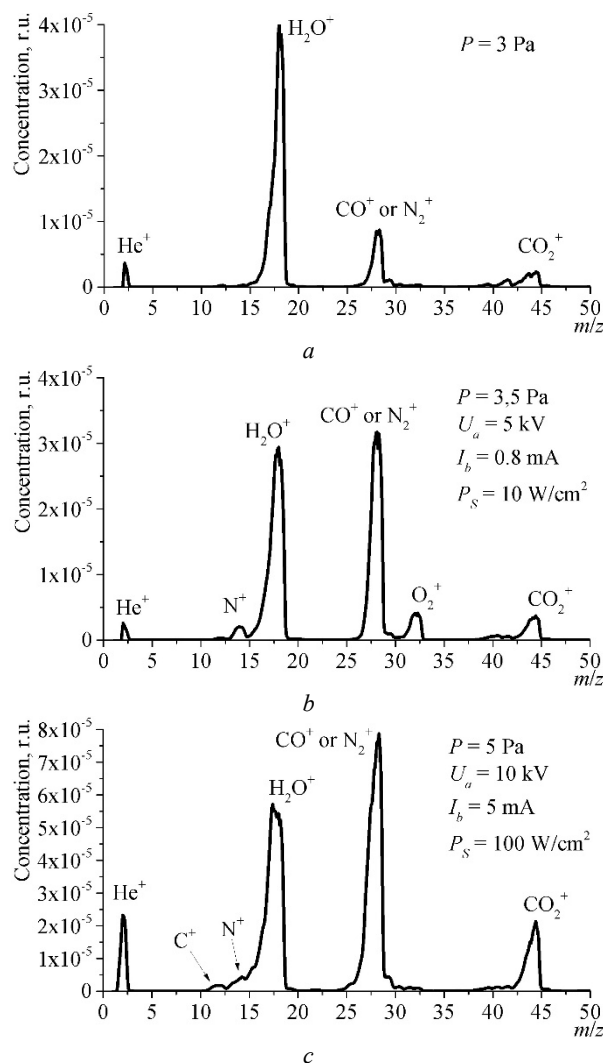


Fig. 2. Composition of residual atmosphere before treatment (a) and the gas atmosphere during electron-beam treatment of alumina powder in the graphite crucible at different parameters of electron beam (b, c)

The increasing pressure in the vacuum chamber may also be connected with heating the graphite crucible, in which the powder is located. In this case the outgassing is performed from the crucible surface: its can be molecules of gases, water; but also can take place burning of residual organic compounds. Thus, the appearance of peak $m/z = 12$ corresponding to carbon in Fig. 2, c confirms the influence of the crucible on the results obtained by the first technique.

To eliminate the influence of the crucible on the composition of the gas atmosphere, the experiment was conducted using the second technique where the irradiation of the falling powder particles through the hole in

the container (Fig. 1, b) is performed by the horizontal oriented electron beam. The dynamic of changes in the gas atmosphere during the irradiation with beam parameters $U_a = 10$ kV, $I_b = 30$ mA, $P_s = 95$ W/cm² is presented in Fig. 3.

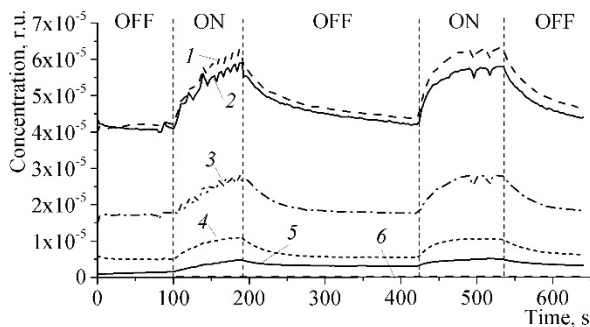


Fig. 3. Dynamic of changes in the gas atmosphere during irradiation of falling powder particles by electron beam (area ON): 1 – $m/z = 17$ (H_2O^+); 2 – $m/z = 18$ (H_2O); 3 – $m/z = 28$ (N_2 или CO); 4 – $m/z = 44$ (CO_2); 5 – $m/z = 14$ (N); 6 – $m/z = 32$ (O_2)

When the beam is turned on before the irradiation moment, the pressure in the vacuum chamber reaches 8 Pa (Fig. 3, area OFF, time $t = 0-100$ s). As can be seen from the dynamics in Fig. 3, when the spilling mechanism of powder is turned on and the powder particles cross the beam, concentration of water vapor and the investigated gases begin to increase (area ON, $t = 100-185$ s). When the spilling mechanism is turned off ($t = 185$ s), the pressure in the vacuum chamber equals to 12 Pa and begins to decrease (area OFF, $t = 185-420$ s). Then, the concentration of water vapor and gases down to the initial level ($t = 420$ c). When the spilling mechanism is turned on and turned off again, the described phenomena is observed as well (area ON, $t = 420-535$ s; area OFF $t > 535$ s).

Fig. 4. presents mass spectra obtained during electron-beam irradiation of the falling particles, when the pressure is increased to the maximum in the experiment,

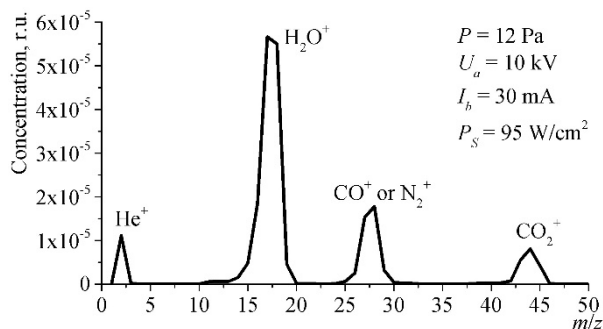


Fig. 4. Composition of gas atmosphere during electron-beam treatment of falling powder particles

This mass spectra is qualitatively different from the mass spectra, obtained when irradiation of the powder was performed in the crucible, by the absence of peaks of carbon C ($m/z = 12$) and atomic nitrogen N ($m/z = 14$). The concentration of water vapor, helium, carbon diox-

ide, carbon monoxide and nitrogen significantly prevails over the content of other gases in both techniques.

Thus, the results obtained when investigating the gas atmosphere composition during the electron beam interaction with the falling alumina powder-also confirm that the increasing pressure in the vacuum chamber during the treatment is caused by outgassing of gas and water vapor adsorbed during location in the atmosphere from the surface of the particles.

Conclusion

The composition of the gas atmosphere during the electron beam interaction with the alumina powder in the forevacuum pressure range is investigated by two techniques: irradiation of the powder in a graphite crucible and irradiation of falling powder particles. The results of using both techniques indicate that when interaction of the electron beam with powder particles is performed, the intensive outgassing of water vapor, helium, carbon dioxide, carbon monoxide, nitrogen from the particle surface is produced. This confirms the assumption that the intensive outgassing is the reason why particles spread during electron-beam irradiation.

This work is supported by RFBR grant No. 15-08-00871.

References

1. Chua C.K., Leong K.F., Liu Z.H. Rapid Tooling in Manufacturing // Handbook of Manufacturing Engineering and Technology, 2015. – PP. 2525–2549.
2. Tay B.Y., Evans J.R.G., Edirisinghe M.J. Solid free-form fabrication of ceramics // International Materials Reviews. – 2003. – Vol. 48. – PP. 341–370.
3. Chartier T., Chaput C., Doreau F., Loiseau M. Stereolithography of structural complex ceramic parts // Journal of materials science. – 2002. – Vol. 37. – PP. 3141–3147.
4. Zhang Y., He X., Du S., Zhang J. Al₂O₃ Ceramics Preparation by LOM (Laminated Object Manufacturing) / Int. J. Adv. Manuf. Technol. – 2001. – Vol. 17. – PP. 531–534.
5. Liu F.H., Liao Y.S. Fabrication of inner complex ceramic parts by selective laser gelling // Journal of the European Ceramic Society. – 2010. – Vol. 30. – PP. 3283–3289.
6. Bellini A., Shor L., Gucer S.I. New developments in fused deposition modeling of ceramics // Rapid Prototyping Journal. – 2005. – Vol. 11, No. 4. – PP. 214–220.
7. Lewis J.A., Smay J.E., Stuecker J., Cesarano J. Direct Ink Writing of Three-Dimensional Ceramic Structures // J. Am. Ceram. Soc. – 2006. – Vol. 89, No. 12. – PP. 3599–3609.
8. Sigl M., Lutzmann S., Zäh M.F. Transient Physical Effects in Electron Beam Sintering // Solid Freeform Fabrication Symposium Proceedings 17, Austin, Texas/USA. – 2006. – PP. 397–405.
9. Burdovitsin V.A., Klimov A.S., Oks E.M. On the possibility of electron-beam processing of dielectrics using a forevacuum plasma electron source // Technical Physics Letters. – 2009. – Vol. 35, No. 6. – PP. 511–513.
10. Kazakov A.V., Klimov A.S., Zenin A.A. Elektronno-luchevoe sintez dioksidsirkonievoy keramiki [Electron-beam synthesis of zirconia ceramics] // Doklady Tomskogo gosudarstvennogo universiteta sistem upravleniya i radioelektroniki. – 2012. – No. 2(26), Part 2. – PP. 186–189.
11. Bakeev I.Yu., Zenin A.A., Klimov A.S. Osobennosti obrabotki dielektricheskikh poroshkov elektronnyim luchom v forvakuume [Features of treatment of dielectric powders by an electron beam in the forevacuum pressure range] // Perspekt-

tivy razvitiya fundamentalnykh nauk: sbornik trudov XIII Mezhdunarodnoy konferentsii studentov, aspirantov i molodykh uchenykh [Prospects of Fundamental Sciences Development: Proc. XIII International Conference of Students and Young Scientists]. – Tomsk: Natsionalnyy Issledovatel'skiy Tomskiy politekhnicheskii universitet. – 2016. – Vol. 7. – PP. 24–26.

12. Bakeev I.Yu., Zenin A.A. O vozmozhnosti obrabotki dielektricheskikh poroshkov electronnym puchkom v forvakuume primenitelno k tekhnologii 3d-prototipirovaniya [About the possibility of treatment of dielectric powders by an electron beam in conformity with rapid prototyping] // Nauchnaya sessiya TUSUR-2016: materialy Mezhdunarodnoy nauchno-tekhnicheskoy konferentsii studentov, aspirantov i molodykh uchenykh [Scientific session of TUSUR-2016: proc. International Scientific-technique Conference of Students, Postgraduate Students and Young Scientists]. – Tomsk: V-Spektr, 2015. – Part. 2. – PP. 106–108.

Bakeev Ilya Yur'evich

TUSUR, department of physics, junior research scientist
Phone: +7-953-923-17-26
E-mail: bakeeviyu@mail.ru

Zenin Aleksey Aleksandrovich

TUSUR, department of physics, senior research scientist, PhD
Phone: +7-952-807-62-02
E-mail: zenin1988@gmail.com

Tyun'kov Andrey Vladimirovich

TUSUR, department of physics, senior research scientist, PhD
Phone: +7-952-884-35-11
E-mail: andrew71@sibmail.com

Klimov Aleksandr Sergeevich

TUSUR, department of physics, senior research scientist, PhD
Phone: +7-952-884-35-11
E-mail: klimov@main.tusur.ru

Бакеев И.Ю., Зенин А.А., Тюньков А.В., Климов А.С.

Состав газовой атмосферы при взаимодействии электронного пучка с порошком оксида алюминия в форвакуумной области давлений

Представлены результаты исследований состава газовой атмосферы при взаимодействии электронного пучка с порошком оксида алюминия в форвакуумной области давлений. Показано, что в момент взаимодействия пучка с порошком происходит интенсивное газовыделение с поверхности частиц паров воды, гелия, диоксида углерода, монооксида углерода или азота. Таким образом, при облучении порошка оксида алюминия электронным лучом в форвакуумной области давлений разлет частиц обусловлен интенсивной десорбцией молекул, адсорбированных на их поверхности.

Ключевые слова: оксид алюминия, электронный пучок, форвакуумная область давлений, газовыделение.

UDC 537.521.7

V.A. Burdovitsin, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks, I.G. Brown

Optical radiation in breakdown of the acceleration gap of a forevacuum pressure, wide-aperture, plasma-cathode, pulsed electron source

We have investigated the spectrum of optical radiation during breakdown in the acceleration gap of a wide-aperture, plasma-cathode, pulsed electron source based on a vacuum arc discharge in the forevacuum pressure range (3–20 Pa). The analysis shows that breakdown considerably increases the spectral line intensity and results in additional gas and metal lines. The spectrum is dominated by atomic and molecular lines from the working gas. The presence of metal lines under breakdown conditions suggests that cathode spots arise at the emission electrode, assisting the gas discharge in the acceleration gap.

Keywords: Plasma electron source, pulsed electron beam, arc discharge, acceleration gap, breakdown.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-17-19

Pulsed plasma-cathode electron sources operating at forevacuum pressures of 3–50 Pa allow electron beam treatment of conducting and dielectric materials without any additional equipment for surface charge compensation [1, 2]. However wider application of such sources is limited by a series of factors, among which is the breakdown strength of the e-beam acceleration gap.

Breakdown phenomena have been investigated for forevacuum plasma sources of continuous electron beams based on a hollow-cathode glow discharge [3, 4] and of small-aperture (less than 10 mm) pulsed electron beam sources with current less than 10 A [5], but the cause of breakdown in fore-vacuum sources of wide-aperture electron beams with long pulse duration and currents higher than 10 A is still little understood.

Among the possible causes of breakdown in an acceleration gap is the backward ion flow and «secondary plasma» in the gap [3], ion charging of dielectric inclusions at the emission electrode or stabilizing grid [6], acceleration system geometry, and change in perveance of the gap [7]. All these factors contribute to accelerating gap breakdown, but which factor dominates in fore-vacuum wide-aperture pulsed electron sources is not clear. Here we report on our studies of the spectrum of optical radiation produced in breakdown of the acceleration gap of a forevacuum-pressure pulsed plasma-cathode electron beam source based on an arc discharge.

Experimental setup and research technique

The fore-vacuum plasma electron source used is described in detail elsewhere [8]. A schematic of the experimental setup is shown in Fig. 1.

Cathode 1 of the plasma source is a copper rod enclosed in ceramic insulator 2. Anode 3 is a hollow copper cylinder at the base of which is an emission window of diameter 90 mm covered with fine stainless steel grid 4. The arc discharge is initiated by an insulator flashover between cathode 1 and trigger electrode 5.

The acceleration gap is formed by emission grid 4 and stainless steel grid extractor 6. The electrodes of the acceleration gap are electrically insulated by high-voltage insulator 7.

The electron source is located on flange 8 of the vacuum chamber pumped by a mechanical forevacuum

pump. The pressure (3–20 Pa) is controlled directly through gas supply to the vacuum chamber. The working gas is air.

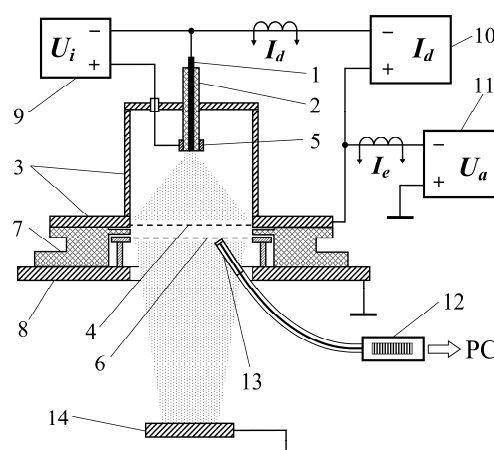


Fig. 1. Schematic of the experimental setup: 1 – cathode; 2 – ceramic insulator; 3 – anode; 4 – emission grid electrode; 5 – trigger electrode; 6 – accelerating electrode (extractor); 7 – high-voltage insulator; 8 – vacuum chamber flange; 9 – trigger generator; 10 – pulsed discharge power supply; 11 – DC accelerating voltage source; 12 – optical spectrometer; 13 – optical probe; 14 – collector

The arc discharge, which is the source of the emission plasma, is ignited using pulsed trigger generator 9 and is powered by pulsed discharge power supply 10. The extraction of electrons from the arc discharge plasma and their acceleration is provided by DC accelerating voltage source 11. In the experiment, the pulse-averaged discharge current I_d was 25–30 A, and the pulse duration was 1.8 ms; the voltage across the acceleration gap was $U_a = 8$ –12 kV. The discharge current I_d and the emission current I_e were measured with current transformers.

The spectra of optical radiation produced in the acceleration gap during its breakdown were analyzed using optical spectrometer 12 (Ocean Optics 2000USB) with a wavelength range of 200–1100 nm. The signal to the spectrometer was transmitted via fiber optics from an optical probe 13 screened with quartz glass. The

probe was located in the vacuum chamber at 7 mm from the extractor, and the entrance aperture of the probe was directed toward the acceleration gap so as to view most of it. The spectral lines observed in the experiment were identified according to [9–11].

Results and analysis

Breakdown of the acceleration gap was judged from the accelerating (gap) voltage U_a and emission current I_e . Upon gap breakdown, the emission current I_e first increases steeply and then decreases to 0 within about one hundred microseconds while the accelerating voltage U_a immediately drops to zero. Figure 2 shows waveforms of the discharge current I_d , emission current I_e , and accelerating voltage U_a under (a) normal and (b) breakdown conditions. The normal condition provides stable generation of electron beam without breakdown of the accelerating gap.

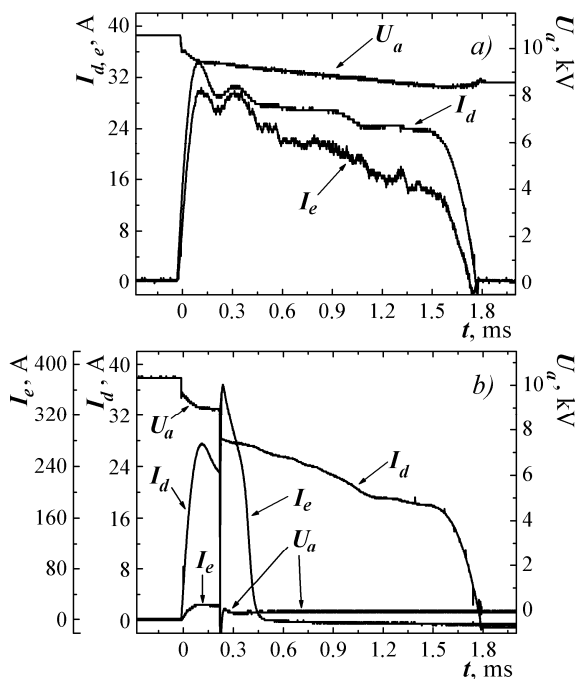


Fig. 2. Discharge current I_d , emission current I_e , and accelerating voltage U_a under (a) normal, and (b) breakdown conditions

Figure 3 shows optical radiation spectra under (a) normal, and (b) breakdown conditions.

With no breakdown in the gap (Fig. 3, a), the spectrum reveals lines of the working gas. In the forevacuum pressure range (with a mechanical pump only), the residual atmosphere consists mainly of nitrogen, oxygen, and water vapor. Thus the optical spectrum contains atomic lines of H and O, molecular lines of N_2 , and molecular lines of OH from water vapor. The atomic lines of O and H, like the OH lines of, can also be due to water vapor [11]. In addition to the lines of neutral atoms and molecules, the spectrum reveals lines of singly charged N_2^+ ions which are most intense at 391.4 and 427.1 nm.

Under breakdown conditions in the gap (Fig. 3(b)), the spectral line intensity increases considerably, and

additional gas and metal (Fe) lines appear in the spectrum. The gas lines dominate over the metal lines both in number and in intensity. The lines of neutral molecular nitrogen N_2 are more intense than those of ionized N_2^+ and than the lines of neutral OH and O. At $\lambda = 574$ –775 nm, the spectrum reveals three groups of lines which, according to ref. [12], belong to the first positive system (FPS) of molecular nitrogen N_2 .

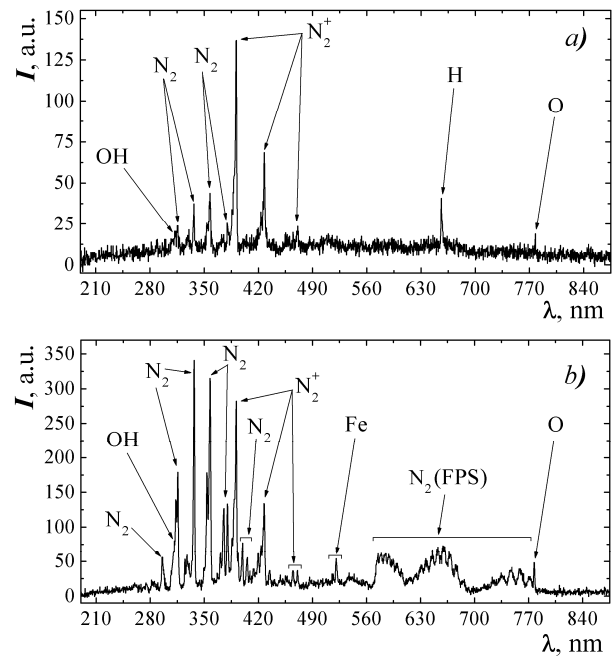


Fig. 3. Optical spectra under (a) normal, and (b) breakdown conditions; $p = 15$ Pa

In the breakdown spectrum, only lines of Fe are distinguishable among the metal lines, due to the high percentage of Fe (higher than 70%) in the electrode material (stainless steel) of the gap, and only lines of its neutral atoms.

Thus the predominance of atomic and molecular lines of the working gas and the presence of N_2^+ ion lines in the breakdown spectrum suggest that breakdown in the acceleration gap of the source is due to the ignition of a gas discharge. Early in the breakdown, cathode spots may arise at the emission electrode, assisting the gas discharge in the gap. The formation of a cathode spot is evidenced by spectral lines of the metal contained in the material of the emission electrode.

Conclusion

Our study shows that the optical radiation spectrum produced in breakdown of the acceleration gap of the forevacuum wide-aperture pulsed plasma electron source is dominated by atomic and molecular lines of the working gas. Also observed are lines from ions of the working gas. The presence of metal lines in the spectrum suggests that a cathode spot (or spots) is formed at the emission electrode, assisting the gas discharge in the acceleration gap of the source.

The work was supported by the RFBR grant No. 16-38-00224.

References

1. Burdovitsin V.A., Klimov A.S., Medovnik A.V., Oks E.M. Electron beam treatment of non-conducting materials by a fore-pump-pressure plasma-cathode electron beam source // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2010. – Vol. 19, No. 5. – PP. 055003.
2. Burdovitsin V.A., Gul'kina V.S., Medovnik A.V., Oks E.M. Charge compensation in an insulated target bombarded by a pulsed electron beam in the forevacuum pressure range // *Technical Physics. The Russian journal of applied physics*. – 2013. – Vol. 58, No. 12. – PP. 1837–1839.
3. Burdovitsin V.A., Kuzemchenko M.N., Oks E.M. Electric strength of the accelerating gap of a plasma electron source at rough vacuum // *Technical Physics. The Russian journal of applied physics*. – 2002. – Vol. 47, No. 7. – PP. 926–928.
4. Burdovitsin V.A., Goreev A.K., Klimov A.S., Zenin A.A., Oks E.M. Expansion of the working range of forevacuum plasma electron sources toward higher pressures // *Technical Physics. The Russian journal of applied physics*. – 2012. – Vol. 57, No. 8. – PP. 1101–1105.
5. Medovnik A.V., Burdovitsin V.A., Oks E.M. Formation of a pulsed electron beam in a plasmacathode system under forevacuum pressures // *Russian physics journal*. – 2010. – Vol. 53, No. 2. – PP. 134–139.
6. Vorobyov M.S., Denisov V.V., Koval N.N. The multiarc plasma cathode electron source // *Proc. 25th International symposium on discharges and electrical insulation in vacuum (ISDEIV)*. – Tomsk, 2012. – PP. 615–618.
7. Gruzdev V.A., Zalesky V.G. Physical processes of electron beam formation in plasma sources // *Vestnik of Polotsk State Univ. Ser. C*. – 2007. – No. 9. – PP. 2–14.
8. Kazakov A.V., Burdovitsin V.A., Medovnik A.V., Oks E.M. A forevacuum pulse arc-discharge-based plasma electron source // *Instruments and experimental techniques*. – 2013. – Vol. 56, No. 6. – PP. 680–683.
9. Sansonetti J.E., Martin W.C., Handbook of basic atomic spectroscopic data // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. – 2005. – Vol. 34, No. 4. – PP. 1559–2259.
10. Lofthus A., Krupenie P.H. The spectrum of molecular nitrogen // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1977. – Vol. 6, No. 1. – PP. 113–307.
11. Matsutani A., Ohtsuki H., Koyama F. Characterization of H₂O – inductively coupled plasma for dry etching // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2008. – Vol. 100, No. 6. – PP. 062022.
12. Lock E.H., Fernsler R.F., Slinker S.P., Singer I.L., Walton S.G. Global model for plasmas generated by electron beams in low-pressure nitrogen // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2014. – Vol. 47, No. 42. – PP. 425206.

Burdovitsin Victor Alexeyevich

Dr. Sc., Professor, Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7 (382-2) 41-33-69
E-mail: burdov@fet.tusur.ru

Kazakov Andrey Victorovich

Ph. D., Associate professor, Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7 (382-2) 41-33-69
E-mail: andrykazakov@gmail.com

Medovnik Alexander Vladimirovich

Ph. D., Associate professor, Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7 (382-2) 41-33-69
E-mail: MedovnikAV@mail.ru

Oks Efim Mikhailovich

Dr. Sc., Professor, the Head of the Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7 (382-2) 41-47-12
E-mail: oks@fet.tusur.ru

Brown Ian Gordon

Ph. D., Senior Physicist (retired) Lawrence Berkeley, National Laboratory, Berkeley, California, USA
E-mail: igbrown@comcast.net

Бурдовицин В.А., Казаков А.В., Медовник А.В., Окс Е.М., Браун Я.Г.

Исследование оптического излучения пробоя ускоряющего промежутка форвакуумного широкоапертурного импульсного плазменного источника электронов

Проведены исследования оптического излучения, возникающего при пробое ускоряющего промежутка импульсного широкоапертурного плазменного источника электронов на основе дугового разряда, функционирующего в форвакуумном диапазоне давлений (3–20 Па). Показано, что по сравнению с оптическим излучением при нормальной генерации пучка при пробое ускоряющего промежутка значительно увеличивается интенсивность спектральных линий и появляются дополнительные линии газа и металла. Установлено, что в оптическом спектре излучения при пробое доминируют спектральные линии атомов и молекул рабочего газа, а также наблюдаются ионы рабочего газа. Появление спектральных линий, соответствующих металлу, свидетельствует о формировании катодного пятна на эмиссионном электроде, которое способствует развитию газового разряда в ускоряющем промежутке источника.

Ключевые слова: плазменный источник электронов, импульсный пучок электронов, дуговой разряд, пробой ускоряющего промежутка.

UDC 537.533

A.S. Klimov, A.A. Zenin

Electron beam evaporation of alumina ceramics at forevacuum pressures

The paper presents research results on electron beam evaporation and vapor deposition of alumina ceramics using a plasma electron source designed specially for operation at forevacuum pressures. The deposited coating thickness is analyzed depending on the distance to the evaporated target and on the angle between the beam axis and the direction to the substrate center. It is shown that in the forevacuum pressure range, the spatial distribution of the coating thickness is more uniform compared to deposition in high vacuum. This fact can be associated with dispersion of evaporated material particles at gas molecules.

Keywords: electron beam evaporation, plasma electron source, forevacuum pressure range, dielectric surface charging.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-20-22

One of the major features of electron beam evaporation of materials is the possibility to attain high power densities in which the electron beam far excels other heat sources [1, 2], being second, in some cases, only to laser radiation. Concentration of comparatively high power over a small area provides local heating of materials, which is particularly important for treatment of refractory metals and alloys with minimal changes in their initial structure in the exposure zone. Electron beam treatment of non-conducting (dielectric) materials, compared to metals, has specific features associated primarily with the necessity to neutralize the charge brought by an electron beam to an irradiated non-conducting surface [3, 4]. One of the ways of solving the problem is to use forevacuum plasma electron sources capable of producing electron beams in the range of pressures higher than those typical of standard electron sources. In a forevacuum electron source operating at 5–20 Pa, the negative surface charge is compensated both by ions from the beam plasma and by ions from the plasma of a non-self-sustained discharge arising between an irradiated target and grounded walls of the vacuum chamber [5]. The efficiency of energy transport from an electron beam to an irradiated dielectric target in the forevacuum pressure range has been demonstrated on the example of welding and melting of ceramic materials [6, 7] and their surface hardening [8]. Another application of electron beams at forevacuum pressures can be evaporation of non-conducting materials, in particular ceramics, with subsequent vacuum deposition of coatings. When arrived at an evaporated target, the accelerated electrons of a beam transfer their kinetic energy to the target, heat its thin surface layer of depth no greater than several micrometers, and provides evaporation right from the material surface, making these heating method more efficient than others. The possibility of direct electron beam treatment of dielectric materials is the key feature of forevacuum plasma electron sources. Moreover, it is possible to realize evaporation of dielectrics in the sources without a crucible, which can greatly increase the evaporation efficiency. The aim of our study was to realize and investigate electron beam evaporation of dielectric materials,

in particular ceramics, in the forevacuum pressure range.

Experiment

In the experiment, we studied how the thickness of deposited film depends on the spatial location of a substrate on which it is deposited. The substrates were located at different distances from the evaporated target and at the same distance but at different angles to the beam axis. A schematic of the experimental arrangement is shown in Fig. 1.

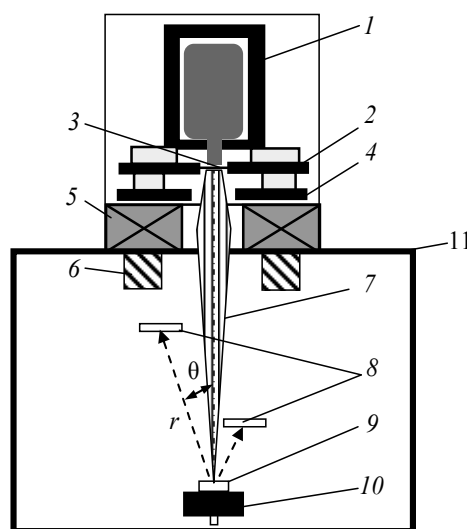


Fig. 1. Experimental arrangement: 1 – cylindrical hollow cathode; 2 – anode; 3 – emission electrode (perforated plate); 4 – accelerating electrode-extractor; 5 – focusing solenoid; 6 – deflecting magnetic system; 7 – electron beam; 8 – substrates; 9 – evaporated specimen; 10 – graphite holder; 11 – vacuum chamber

The plasma electron source was based on a hollow-cathode discharge and produced a narrow focused electron beam in forevacuum. The operating pressure in the vacuum chamber was 10 Pa and was controlled by gas supply directly to the chamber. The source was operated in isobaric mode, i.e., with no gas supply to the cathode cavity. This mode is typical for forevacuum plasma electron sources.

The evaporated material was alumina ceramics (VK94-1) shaped as a disk of diameter 14 mm and height 5 mm. The evaporated specimen was placed in the cavity of a graphite crucible located in the vacuum chamber in the plane of beam incidence (on the beam axis).

The beam current sufficient for evaporation of ceramics was ensured by emission through 120 holes of diameter 0.7 mm in the emission electrode (anode) of the source. At an accelerating voltage of 10 kV and beam current of 50 mA, the power density at the target reached 800 W/cm². The substrates were made of glass to dimensions of 15×20 mm and thickness of 2 mm and were arranged at distances multiple of 2.5–3 cm from the evaporated target and at a fixed angle between the beam axis and the direction to the substrate center (Fig. 1). The distance to the first and the last substrate was 4.5 and 19.5 cm, respectively. Before evaporation, the target was uniformly heated by a defocused electron beam for 10 min to preclude fracture of the specimen under thermomechanical stresses during electron beam irradiation. Within 20 min after, the electron beam was focused at the specimen, and at a power density of 600 W/cm², intense evaporation of the ceramics began. The evaporation time at constant beam power density was 20 min.

One of the main parameters characterizing the evaporator is the spatial distribution of evaporated material vapors. The spatial distribution was determined by measuring the deposited film thickness on the substrates uniformly arranged on the inner surface of a semi-sphere with the evaporated material at its center (Fig. 2) for which we used a MII-4M interferometer.

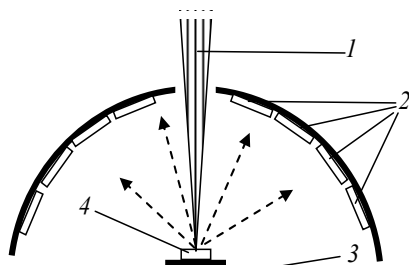


Fig. 2. Arrangement for measuring the angular distribution of evaporated material: 1 – electron beam; 2 – substrates; 3 – graphite crucible; 4 – ceramic specimen

Thus, we constructed an angular distribution of the film thickness knowing its measured values and the angle between the beam axis and the direction to the substrate center. The elemental composition of the film was analyzed with a Quanta 200 3D-scanning electron microscope (EDAX, Netherlands).

Results and analysis

Evaporation in high vacuum has been rather thoroughly studied; electron beam evaporation from different types of sources (point, wire, two-dimensional) is considered elsewhere [9]. For evaporation from a two-dimensional source, as is in the experiment, the distribution of the deposited layer thickness obeys Knudsen's cosine law [10]:

$$h = \frac{m}{\pi \rho} \cdot \frac{\cos^2 \theta}{r^2}, \quad (1)$$

where h is the film thickness on a substrate, m; m is the mass of material evaporated per unit time, kg/s; ρ is the density of evaporated material, kg·m⁻³; r is the distance from the source to the substrate, m; θ is the angle between the normal and the direction to the substrate center.

According to this law, the matter deposited per unit area per unit time is inversely proportional to the squared distance from the source to the substrate.

Our experiments demonstrate that for electron beam evaporation in the forevacuum pressure range, the deposited film thickness decreases monotonically with increasing the distance h from the evaporated material to the substrate (Fig. 3); the experimental points rather accurately fit the straight line calculated by the cosine law (1). The evaporation rate in the experiments was 20–80 μg/cm²s, and the deposition rate was 2.6–10.4 μg/cm²s. Increasing the gas pressure decreased both the ceramic evaporation rate and the film deposition rate.

Another distinguishing feature of electron beam evaporation at forevacuum pressures is a more uniform angular distribution of evaporated material.

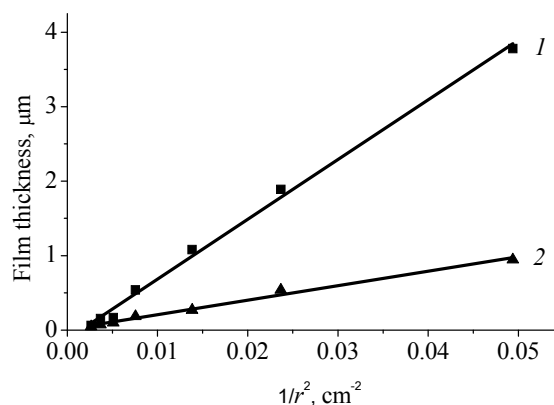


Fig. 3. Film thickness h vs the squared distance to the source at 10 Pa for helium (1) and oxygen (2).

Figure 4 presents measurement results for the film thickness on the substrates uniformly arranged on the inner surface of a semi-sphere with the evaporated material at its center. Most of the evaporated material reaches the substrate and is rather uniformly deposited up to angles of $\pm 45^\circ$ with the beam axis (Fig. 4).

For comparison, the same figure shows an angular distribution calculated by the cosine law (curve 3). Varying the electron beam parameters scarcely affects the distribution.

The elemental composition of the film (Table) obtained by evaporation of the alumina ceramics in helium and oxygen shows that in the inert gas, the film is depleted of oxygen. The ratio of oxygen to aluminum is 0.78, whereas this ratio in the evaporated material is 1.5.

The situation can be changed by adding oxygen in the vacuum chamber. In this case, the elemental composition of the film remains unchanged but the atomic

ratio between oxygen and aluminum becomes close to the ratio in the evaporated material.

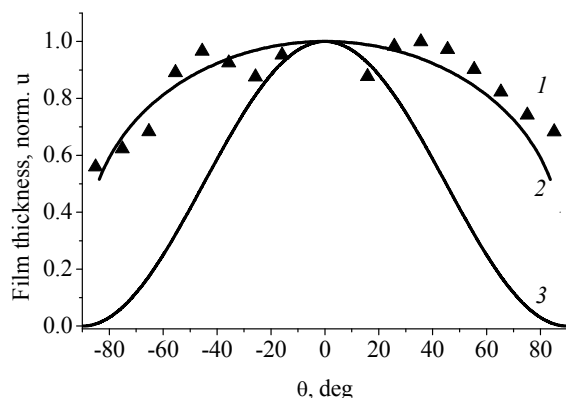


Fig. 4. Angular distribution of the film thickness h :
1 – experimental data for a power density 600 W/cm^2 and pressure of 8 Pa; 2 – approximation of the experimental data; 3 – calculations by the cosine law

Elemental composition of the coating

Element	Evaporation in oxygen	Evaporation in helium
	Relative content, %	Relative content, %
C	11.83	22.43
O	47.56	33.21
Al	31.25	42.55
Si	9.36	1.81

Conclusion

Electron beam irradiation of ceramic materials at forevacuum pressures allows their evaporation with subsequent vapor deposition of coatings without negative charge accumulation at the irradiated surface. The thickness of thus obtained coatings is more uniform compared to deposition in high vacuum. This fact can be explained by dispersion of evaporated material particles at gas molecules under high pressure.

The work was supported RFBR grant No. 15-38-20264.

References

1. Rykalin N.N. Fundamentals of electron beam treatment of materials. – M.: Mashinostroenie, 1978. – 239 p.
2. Schuler A.A. Comparison Between Electron And Laser Beam Technologies // Proc. SPIE 0455, Industrial Applications of High Power Lasers. – 1984. – PP. 102–108.
3. Filachev A.M. Problems of electron beam treatment of dielectrics / A.M. Filachev, B.I. Fuks // Prikl. Fiz. – 1996. – No. 3. – PP. 39–46.
4. In Situ Surface Voltage Measurements of Dielectrics Under Electron Beam Irradiation / J.L. Hodges, J.R. Dennison, J. Dekany, G. Wilson, A. Evans, A.M. Sim // IEEE Trans. on Plasma Sci. – 2014. – No. 42(1). – PP. 255–265.
5. Electron beam treatment of non-conducting materials by a fore-pump-pressure plasma-cathode electron beam source / V.A. Burdovitsin, A.S. Klimov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Plasma Sources Sci. Technol. – 2010. – No. 19. – P. 055003.
6. Burdovitsin V.A., Klimov A.S., Oks E.M. On the possibility of electron beam treatment of dielectrics with a forevacuum plasma electron source // Pis'ma Zh. Tekh. Fiz. – 2009. – Vol. 35, No. 11. – PP. 61–66.
7. Zenin A.A. Electron beam soldering of alumina ceramics and metal with a forevacuum plasma electron source / A.A. Zenin, A.S. Klimov // Doklady Tomskogo gosudarstvennogo universiteta sistem upravleniya i radioelektroniki. – 2013. – No. 1 (27). – PP. 10–13.
8. Burdovitsin V.A. Surface modification of ceramics with a pulsed electron beam produced by a forevacuum plasma source / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks, E.V. Skroblov, Yu.G. Yushkov // Perspekt Mater. – 2011. – No. 6. – PP. 1–6.
9. Holland L., Steckelmacher W. // Vacuum. – 1952. – Vol. 2, No. 4. – 346 p.
10. Knudsen M. The cosine law in the kinetic theory of gases // National Aeronautics and Space Administration. – 1967. – PP. 1–6.

Klimov Aleksandr Sergeevich

Cand. Sc., Associated Professor, Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7 (382-2) 41-33-69
E-mail: klimov@main.tusur.ru

Zenin Alexey Aleksandrovich

Cand. Sc., Associated Professor, Department of Physics, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR)
Phone: +7 (382-2) 41-33-69
E-mail: zenin1988@gmail.com

Климов А.С., Зенин А.А.

Особенности электронно-лучевого испарения керамики на основе оксида алюминия в форвакуумной области давлений

Представлено исследование процесса электронно-лучевого испарения и осаждения из паровой фазы керамических материалов в форвакуумной области давлений. Для испарения алюмооксидной керамики на основе оксида алюминия использовался плазменный электронный источник, специально созданный для работы в форвакуумной области давлений. Определена зависимость толщины напыляемого покрытия от расстояния до испаряемой мишени и угла между осью электронного пучка и направлением на центр подложки. Показано, что в форвакуумной области давлений пространственное распределение толщины покрытий более равномерное по сравнению с напылением в высоком вакууме. Это обстоятельство может быть связано с рассеянием частиц испаренного вещества на молекулах газа при высоком давлении.

Ключевые слова: электронно-лучевое испарение, плазменный электронный источник, форвакуумная область давлений, зарядка поверхности диэлектрика.

Construct an $f(T)$ -theory from a bouncing FRW universe

G.G.L. Nashed^{1,2,3*} and W. El Hanafy^{1,3†}

¹Centre for theoretical physics, the British University in Egypt, 11837 - P.O. Box 43, Egypt

²Mathematics Department, Faculty of Science, Ain Shams University, Cairo, Egypt and

³Egyptian Relativity Group (ERG)

We show that the teleparallel $f(T)$ gravity can provide compatible versions of bouncing cosmologies. In this work two bounce universe models have been investigated. We present their phase portraits by constructing the phase space of the models. Also, the thermalization process of the universe during the bouncing period is discussed. We rewrite the solutions in Einstein frame to represent the torsion gravity as extra degree-of-freedom. The evolution of the equation-of-state of the torsion fluid has been studied. Assuming that the matter component to be a canonical scalar field, we obtain the scalar field potentials induced by the $f(T)$ gravity of the two suggested models. The evolution of the scalar field equation-of-state during bouncing period has been investigated. Moreover, we study the energy conditions of these two models. Finally, the slow roll validity in the bouncing cosmology is discussed.

PACS numbers: 98.80.-k, 98.80.Qc, 04.20.Cv, 98.80.Cq.

Keywords: inflation, scalar field, teleparallel gravity.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-23-33

I. EINSTEIN'S COSMOLOGY

Copernican (or cosmological) principle is believed to be a good approximation to construct a reliable cosmological model.

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)\delta_{ij}dx^i dx^j, \quad (1)$$

where $a(t)$ is the scale factor. Standard cosmology today is a manifestation of Copernican principle and Einstein's field equations of general relativity (GR) are given by,

$$G_{\mu\nu} = \kappa^2 \mathfrak{T}_{\mu\nu}, \quad (2)$$

where $G_{\mu\nu}$ is called Einstein tensor, $\kappa^2 = 8\pi G/c^4$, G is the Newtonian's gravitational constant and c is the speed of light in vacuum. We assume the natural unit system $c = \hbar = k_B = 1$, and the stress-energy tensor $\mathfrak{T}_{\mu\nu}$ is taken for a perfect fluid as,

$$\mathfrak{T}_{\mu\nu} = \rho u_\mu u_\nu + p(u_\mu u_\nu - g_{\mu\nu}), \quad (3)$$

where $u_\mu = \delta_\mu^0$ is the 4-velocity of the fluid in co-moving coordinates, ρ and p are the density and pressure of the fluid, respectively.

Applying the Einstein field equations to the FRW universe leads to Friedmann equations

$$H^2 = \frac{\kappa^2}{3}\rho, \quad \dot{H} + H^2 = -\frac{\kappa^2}{6}(\rho + 3p), \quad (4)$$

where $H \equiv \dot{a}/a$ is the Hubble parameter and the dot denotes the derivative with respect to time. Constraining the Friedmann equations by the equation-of-state $p = \omega\rho$, then solve for the scale factor [1]

$$a_{\text{FRW}} = \begin{cases} a_k [(1 + \omega)(t - t_i)]^{\frac{2}{3(1+\omega)}}, & \omega \neq -1; \\ e^{H_0(t-t_i)}, & \omega = -1. \end{cases} \quad (5)$$

Where a_k , H_0 and t_i are constants. The former is the usual power-law scale factor, for $\omega > -1/3$ the universe is expanding with deceleration, while it is accelerated when $\omega < -1/3$. The later gives de Sitter universe, where $\omega = -1$, which does not allow the universe to evolve, that could be considered in late phases rather inflation.

$$\dot{H} = -\frac{3}{2}(1 + \omega)H^2. \quad (6)$$

We classify the four different regions in Figure 1 as follows:

(I)-region represents an accelerated contracting universe as $q < 0$ and $H < 0$,

(II)-region represents a decelerated contracting universe as $q > 0$ and $H < 0$,

(III)-region represents a decelerated expanding universe as $q > 0$ and $H > 0$ which characterizes the standard FRW models,

(IV)-region represents an accelerated expanding universe as $q < 0$ and $H > 0$ which characterizes the so-called inflation or dark energy phases.

According to the GR phase portraits, it is clear that different choice of an equation-of-state produces a different phase portrait, such that $\omega_m > -1/3$ gives decelerated phases, $\omega_m = -1/3$ identifies the zero acceleration curve, while $\omega_m < -1/3$ gives accelerated phases as shown in Figure 1. Figure 2 is the phase portrait of GR plus a cosmological constant, Λ . From Fig. 2, it is clear that when $\Lambda = 0$ we return to the phase portrait of Fig. 1 and when $\Lambda > 0$ we have the blue curve which represents a big bang singularity followed by an inflation then a bounce after crossing the fixed point (stable one) in finite time. Same discussion can be applied when $\Lambda < 0$, which represented by the red curve.

*Electronic address: nashed@bue.edu.eg

†Electronic address: waleed.elhanafy@bue.edu.eg

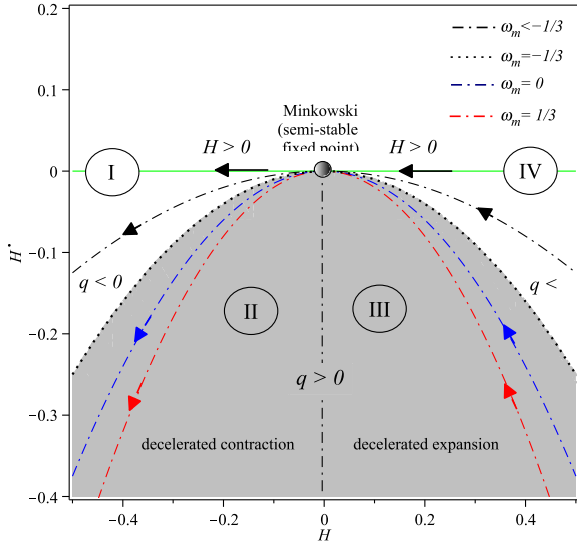


FIG. 1: The standard general relativistic phase portraits. The dot curve represents the zero acceleration boundary, it divided the phase space into two regions. The shaded region is the deceleration region, while the unshaded is the acceleration one. The labels (I)-(IV) give four possible behaviors.

We investigate the possibility to cross from $\dot{H} > 0$ branch to $\dot{H} < 0$ through the de Sitter fixed point H_2 . The former branch goes effectively as a phantom-like ($\omega_{eff} < -1$), while the latter is a non-phantom ($\omega_{eff} > -1$). The conditions for this transition to occur are listed as follows. The conditions for this transition to occur are listed as follows [?]

- (i) $\lim_{H \rightarrow H_{inf}} \dot{H}_+ = 0$,
- (ii) $\lim_{H \rightarrow H_{inf}} d\dot{H}_+/dH = \pm\infty$,
- (iii) $t = \int_{H_{inf}}^H dH/\dot{H}_+ < \infty$.

In addition to these conditions, it has been shown that the crossing is possible only when $\dot{H}(H)$ is a doubled valued function [2, 3].

If we want to reproduce the above phase portraits of Fig. 3 or Fig. 4 within GR using linear equation-of-state we will get a conflict with continuity equation [3]. Therefore, we need to modify GR.

II. PHASE PORTRAITS OF $f(T)$ COSMOLOGY

A. Teleparallel space

This space is denoted in the literature by many names teleparallel, distant parallelism, Weitzenböck, absolute parallelism, vielbein, parallelizable space. An AP-space is a pair (M, h_a) , where M is an n -dimensional smooth manifold and h_a ($a = 1, \dots, n$) are n independent vector fields defined globally on M . The vector fields h_a are called the parallelization vector fields.

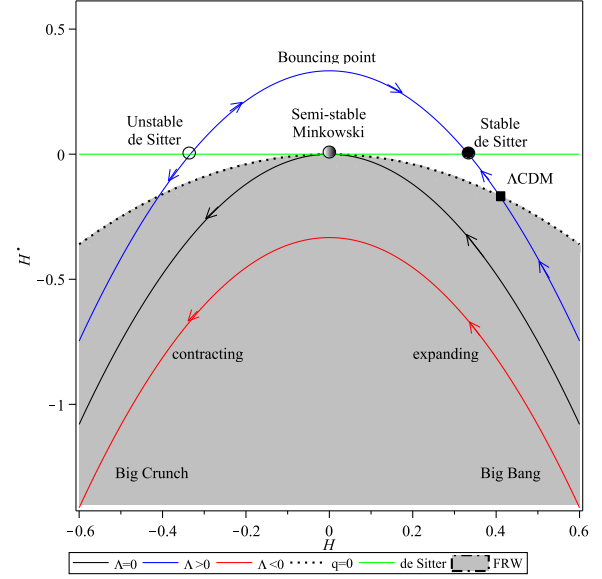


FIG. 2: Λ CDM phase portrait.

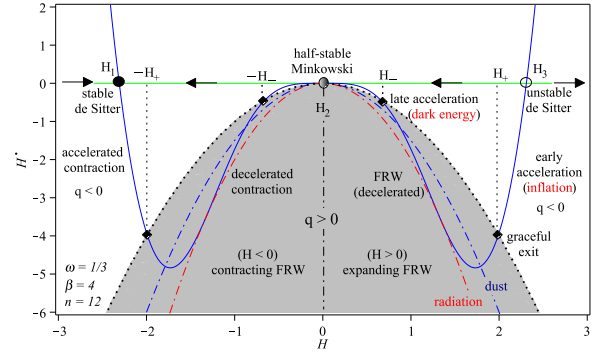


FIG. 3: From acceleration to deceleration.

Let h_a^μ ($\mu = 1, \dots, n$) be the coordinate components of the a -th vector field h_a , where Greek and Latin indices are constrained by the Einstein summation convention. The covariant components $h_{a\mu}$ of h_a are given via the relations

$$h_a^\mu h_{\mu\nu} = \delta_\nu^a \quad \text{and} \quad h_a^\mu h_b^\mu = \delta_a^b, \quad (7)$$

where δ is the Kronecker tensor. Because of the independence of h_a , the determinant $h \equiv \det(h_a^\mu)$ is nonzero. On a teleparallel space (M, h_a) , there exists a unique linear connection, namely Weitzenböck connection, with respect to which the parallelization vector fields h_a are parallel. This connection is given by

$$\Gamma_{\mu\nu}^\alpha \equiv h_a^\alpha \partial_\nu h_a^\mu = -h_a^\alpha \partial_\nu h_a^\mu, \quad (8)$$

and is characterized by the property that

$$\nabla_\nu^{(\Gamma)} h_a^\mu \equiv \partial_\nu h_a^\mu + \Gamma_{\lambda\nu}^\mu h_a^\lambda \equiv 0, \quad (9)$$

where the operator $\nabla_\nu^{(\Gamma)}$ is the covariant derivative with respect to the Weitzenböck connection. The connection (8) will also

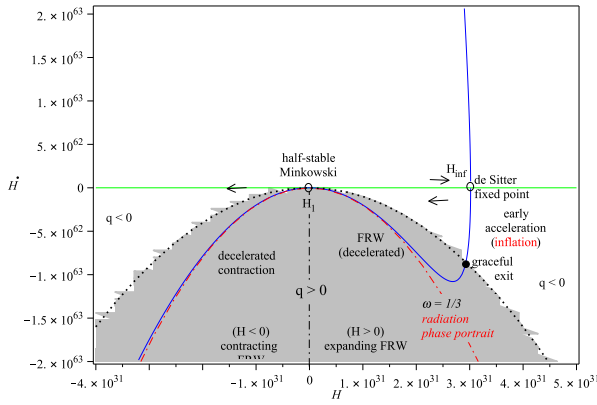


FIG. 4: Phantom cross conditions.

be referred to as the canonical connection. The relation (9) is known in the literature as the AP-condition.

The non-commutation of an arbitrary vector fields V_a is given by

$$\nabla_\nu^{(\Gamma)} \nabla_\mu^{(\Gamma)} V_a^\alpha - \nabla_\mu^{(\Gamma)} \nabla_\nu^{(\Gamma)} V_a^\alpha = R^\alpha_{\epsilon\mu\nu} V_a^\epsilon + T^\epsilon_{\nu\mu} \nabla_\epsilon^{(\Gamma)} V_a^\alpha,$$

where $R^\alpha_{\epsilon\mu\nu}$ and $T^\epsilon_{\nu\mu}$ are the curvature and the torsion tensors of the canonical connection, respectively. The AP-condition (9) together with the above non-commutation formula force the curvature tensor $R^\alpha_{\mu\nu\sigma}$ of the canonical connection $\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$ to vanish identically. Moreover, the parallelization vector fields define a metric tensor on M by

$$g_{\mu\nu} \equiv \eta_{ab} h^a_\mu h^b_\nu, \quad (10)$$

with inverse metric

$$g^{\mu\nu} = \eta^{ab} h_a^\mu h_b^\nu. \quad (11)$$

The Levi-Civita connection associated with $g_{\mu\nu}$ is

$$\hat{\Gamma}^\alpha_{\mu\nu} = \frac{1}{2} g^{\alpha\sigma} (\partial_\nu g_{\mu\sigma} + \partial_\mu g_{\nu\sigma} - \partial_\sigma g_{\mu\nu}). \quad (12)$$

In view of (9), the canonical connection $\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$ (8) is metric:

$$\nabla_\sigma^{(\Gamma)} g_{\mu\nu} \equiv 0.$$

The torsion tensor of the canonical connection (8) is defined as

$$T^\alpha_{\mu\nu} \equiv \Gamma^\alpha_{\nu\mu} - \Gamma^\alpha_{\mu\nu} = h_a^\alpha (\partial_\mu h^a_\nu - \partial_\nu h^a_\mu). \quad (13)$$

The contortion tensor $K^\alpha_{\mu\nu}$ is defined by

$$K^\alpha_{\mu\nu} \equiv \Gamma^\alpha_{\mu\nu} - \hat{\Gamma}^\alpha_{\mu\nu} = h_a^\alpha \nabla_\nu^{(\hat{\Gamma})} h^a_\mu. \quad (14)$$

where the covariant derivative $\nabla_\sigma^{(\hat{\Gamma})}$ is with respect to the Levi-Civita connection. Since $\hat{\Gamma}^\alpha_{\mu\nu}$ is symmetric, it follows that (using (14)) one can also show the following useful relations:

$$T_{\alpha\mu\nu} = K_{\alpha\mu\nu} - K_{\alpha\nu\mu}, \quad (15)$$

$$K_{\alpha\mu\nu} = \frac{1}{2} (T_{\nu\alpha\mu} + T_{\alpha\mu\nu} - T_{\mu\alpha\nu}), \quad (16)$$

where $T_{\mu\nu\sigma} = g_{\epsilon\mu} T^\epsilon_{\nu\sigma}$ and $K_{\mu\nu\sigma} = g_{\epsilon\mu} K^\epsilon_{\nu\sigma}$. It is to be noted that $T_{\mu\nu\sigma}$ is skew-symmetric in the last pair of indices whereas $K_{\mu\nu\sigma}$ is skew-symmetric in the first pair of indices. Moreover, it follows from (15) and (16) that the torsion tensor vanishes if and only if the contortion tensor vanishes. In the teleparallel space there are three Weitzenböck invariants: $I_1 = T^{\alpha\mu\nu} T_{\alpha\mu\nu}$, $I_2 = T^{\alpha\mu\nu} T_{\mu\alpha\nu}$ and $I_3 = T^\alpha T_\alpha$, where $T^\alpha = T^\alpha_\rho{}^\rho$. We next define the invariant $T = AI_1 + BI_2 + CI_3$, where A , B and C are arbitrary constants [4]. For the values: $A = 1/4$, $B = 1/2$ and $C = -1$ the invariant T is just the Ricci scalar up to a total derivative term; then a teleparallel version of gravity equivalent to GR can be achieved [5]. The teleparallel torsion scalar is given in the compact form

$$T \equiv T^\alpha_{\mu\nu} S^{\mu\nu}_\alpha, \quad (17)$$

where the superpotential tensor

$$S^\mu_{\alpha\nu} = \frac{1}{2} (K^{\mu\nu}_\alpha + \delta^\mu_\alpha T^{\beta\nu}_\beta - \delta^\nu_\alpha T^{\beta\mu}_\beta), \quad (18)$$

is skew symmetric in the last pair of indices.

B. $f(T)$ gravity

There are different extensions of TEGR, e.g. Born-Infeld extension of the TEGR [6, 7], another interesting variant is the modified teleparallel equivalent of Gauss-Bonnet gravity and its applications [8-10]. The extension to $f(T)$ -gravity has been inspired by the $f(R)$ -gravity by replacing the Ricci scalar in the Einstein-Hilbert action instead of the Ricci scalar. But the former is by replacing the teleparallel torsion scalar by an arbitrary function $f(T)$ [11-14]. We consider the action of the $f(T)$ -gravity

$$\mathcal{S} = \int d^4x |h| \left[\frac{1}{2\kappa^2} f(T) + L_m \right], \quad (19)$$

where L_m is the lagrangian of the matter and $|h| = \sqrt{-g} = \det(h^\mu_a)$. The variation of the action (19) with respect to the tetrad gives

$$\frac{1}{h} \partial_\mu (h S^{\mu\nu}_\alpha) f_T - h^\lambda_\alpha T^\rho_{\mu\lambda} S^\mu_{\rho\nu} f_T + S^{\mu\nu}_\alpha \partial_\mu T f_{TT} + \frac{1}{4} h^\nu_a f = \frac{\kappa^2}{2} h^\rho_a \mathfrak{T}^\nu_\rho, \quad (20)$$

where $f = f(T)$, $f_T = \frac{\partial f(T)}{\partial T}$, $f_{TT} = \frac{\partial^2 f(T)}{\partial T^2}$ such that the TEGR theory is recovered by setting $f(T) = T$. For more details of $f(T)$ -gravity, see the recent review [15].

C. Modified Friedmann equations

We take the metric to be of the at Friedmann-Robertson-Walker (FRW) form (1). Therefore, the vierbein may take the diagonal form

$$e_\mu^a = \text{diag}(1, a(t), a(t), a(t)). \quad (21)$$

This directly relates the teleparallel torsion scalar (17) to Hubble parameter as

$$T = -6H^2, \quad (22)$$

where $H \equiv \dot{a}/a$ is Hubble parameter and we use the dot to denote the differentiation with respect to the cosmic time t . Where $\mathcal{T}_\mu{}^\nu$ is the usual energy-momentum tensor of matter fields. We consider a perfect-fluid material-energy tensor (3). Inserting the vierbein (21) into the field equations (20) for the matter fluid (3), the modified Friedmann equations of the $f(T)$ -gravity read

$$\rho_m = \frac{1}{2\kappa^2} [f(T) + 24H^2 f_T], \quad (23)$$

$$p_m = \frac{-1}{2\kappa^2} [f(T) + 4(3H^2 + \dot{H})f_T - 48\dot{H}H^2 f_{TT}]. \quad (24)$$

In the above, the usual Friedmann equations are recovered by setting $f(T) = T$. Assuming that the matter fluid is governed by the linear equation-of-state $p_m = \omega_m \rho_m$, the system acquires the conservation (continuity) equation

$$\dot{\rho}_m + 3H(1 + \omega_m)\rho_m = 0. \quad (25)$$

D. Dynamical view of $f(T)$

We argue that the modified Friedmann equations of any $f(T)$ -theory can be viewed as a *one-dimensional autonomous system*, i.e. $\dot{H} = \mathcal{F}(H)$, if we use the linear equation-of-state of the universe matter. As a consequence we can interpret this differential equation as a vector field on a line introducing one of the basic techniques of dynamics. In order to prove our argument we use the useful relation (22), then the field equations (23) and (24) in flat space can be rewritten in terms of Hubble parameter as [16]

$$\rho_m = \frac{1}{2\kappa^2} [f(H) - H f_H], \quad (26)$$

$$p_m = \frac{-1}{2\kappa^2} \left[f(H) - H f_H - \frac{1}{3} \dot{H} f_{HH} \right], \quad (27)$$

where $f_H := \frac{df}{dH}$ and $f_{HH} := \frac{d^2f}{dH^2}$. Constraining the modified Friedmann equations to the linear equation-of-state $p_m = \omega_m \rho_m$, we write [16]

$$\dot{H} = 3(1 + \omega_m) \left[\frac{f(H) - H f_H}{f_{HH}} \right] = \mathcal{F}(H). \quad (28)$$

Since $f(H)$, f_H and f_{HH} are functions of H only, hence for any $f(T)$ -theory we can always write the modified Friedmann equations in flat space as a one-dimensional autonomous system. In order to fix our notations, we follow [17] calling equation (28) the *$f(T)$ phase portrait*, while its solution $H(t)$ is the *phase trajectory*. Thus the phase portrait corresponds to any $f(T)$ -theory can be drawn in an $(\dot{H} - H)$ *phase-space* of the Friedmann's system. In this space each point is a *phase point* and could serve as an initial condition. It is clear that when

$f(H) = -6H^2$, equation (28) reproduces the standard general relativistic phase portrait, i.e.

$$\dot{H} = -\frac{3}{2}(1 + \omega_m)H^2. \quad (29)$$

The last equation can be represented geometrically as shown in Figure 1.

One of the modified gravity theories which has been used widely in cosmology is the $f(T)$ theory. Although, this can be applied generally in modified gravity, the modified Friedmann equations of any $f(T)$ -theory can be viewed as a *one dimensional autonomous system* [16], i.e. $\dot{H} = \mathcal{F}(H)$. This feature is not available for other modified gravity theories, e.g. $f(R)$, which contain higher derivatives of H . In this sense we find that the phase space analysis is more consistent with $f(T)$ cosmology. However, similar models have been investigated, without using the phase space, in Gauss-Bonnet modified gravity [18, 19].

III. BOUNCING MODELS IN $f(T)$ COSMOLOGY

To reconstruct a bouncing universe in the framework of $f(T)$ and discuss its physical motivation we must follow the below items:

- Select a bouncing scale factor
- Reconstruct $f(T)$ of the bounce universe
- Draw the phase portrait
- Investigate the thermal evolution (slow roll validity)
- Move to Einstein frame
- Investigate the torsion equation-of-state
- Consider the matter component to be a canonical scalar field
- Evaluate the scalar potential of the $f(T)$ theory
- Investigate the equation-of-state and the energy conditions

Now are going to apply the above procedure to two models:

A. Model 1

In this model the scale factor is given by

$$R(t) = \sqrt{\beta^2 t^2 + R_0^2}. \quad (30)$$

From Eq. (30) we get the Hubble parameter

$$H(t) = \frac{\beta^2 t}{\beta^2 t^2 + R_0^2} \Rightarrow t(H) = \frac{\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4H^2 R_0^2}}{\beta H}. \quad (31)$$

The rate of the Hubble parameter is given by

$$\dot{H}(t) = \frac{\beta^2(R_0^2 - \beta^2 t^2)}{\beta^2 t^2 + R_0^2} \Rightarrow \dot{H}(H) = -\frac{2\sqrt{\beta^2 - 4H^2 R_0^2}}{\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4H^2 R_0^2}}. \quad (32)$$

The functions $f(t)$ and $f(T)$ have the form

$$f(t) = \frac{c_1 t}{\beta^2 t^2 + R_0^2} + c_2 \left(\frac{(t^2(4 + 3\omega)\beta^2 + R_0^2)[\text{hypergoem}(\frac{1}{2}, \frac{3(1+\omega)}{2}, [\frac{3}{2}], -\frac{\beta^2 t^2}{R_0^2})]}{3\beta^2(1 + \omega)(\beta^2 t^2 + R_0^2)} + \frac{(t^2[\text{hypergoem}(\frac{3}{2}, \frac{5+3\omega}{2}, [\frac{5}{2}], -\frac{\beta^2 t^2}{R_0^2})])}{3R_0^2} \right), \quad (33)$$

from which one can write it in terms of the torsion scalar as

$$f(T) = \frac{1}{3TR_0^2\beta^2(1 + \omega)(3\beta^2 \pm \beta\sqrt{6TR_0^2 + \beta^2})} \left(c_2[TR_0^2\beta^2 + 2\beta^4 \pm \alpha(TR_0^2 - 6\beta^2)\sqrt{6TR_0^2 + \beta^2}](1 + \omega) \right. \\ \times \text{hypergoem}(\frac{3}{2}, \frac{5 + 3\omega}{2}, [\frac{5}{2}], -\frac{TR_0^2 + 3\beta^2 \pm \beta\sqrt{6TR_0^2 + \beta^2}}{TR_0^2}) + TR_0^2 \left[3TR_0^2(1 + \omega) \pm c_2\sqrt{6TR_0^2 + \beta^2}(3\omega + 4) + 3\beta^2(3\omega + 4) \right. \\ \left. \times \text{hypergoem}(\frac{1}{2}, \frac{3(1 + \omega)}{2}, [\frac{3}{2}], \frac{TR_0^2 + 3\beta^2 \pm \beta\sqrt{6TR_0^2 + \beta^2}}{TR_0^2}) \pm \beta c_1(1 + \omega)\sqrt{(\pm\beta\sqrt{6TR_0^2 + 9\beta^2} - TR_0^2 - 3\beta^2)T} \right] \Big), \quad (34)$$

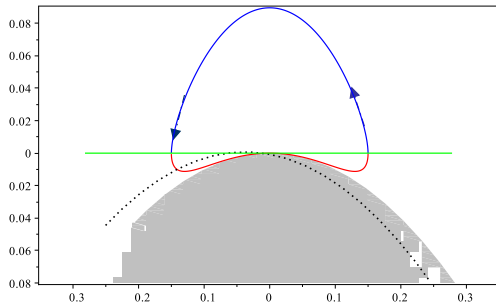


FIG. 5: Phase space of the first model.

where the standard matter energy density ρ and pressure p have their torsion scalar counterpart while ρ_T and p_T are defined as,

$$\rho_T = \frac{1}{2\kappa^2}[2Tf' - f - T], \quad (37)$$

$$p_T = \frac{2}{\kappa^2}\dot{H}(2Tf'' + f' - 1) - \rho_T. \quad (38)$$

are the torsion contributions to the energy density and pressure, respectively, which satisfy the continuity

$$\dot{\rho}_T + 3H(\rho_T + p_T) = 0. \quad (39)$$

It is convenient to transform from the *matter* frame we have been used to *Einstein* frame, which gives Einstein's field equations form and additional degrees-of-freedom by $f(T)$ -gravity. So we write the modified Friedmann equations in the case of $f(T)$ -gravity, i.e.

$$H^2 = \frac{\kappa^2}{3}(\rho + \rho_T), \quad (35)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -\kappa^2(p + p_T), \quad (36)$$

One can show that ρ_T and p_T vanish where $f(T) = T$ and the standard Friedmann equations are recovered. We argue here that the quantities ρ_T and p_T can explain the early self-acceleration of the universe. Then, by using equations (37) and (38), we can define the effective torsion equation-of-state parameter as

$$\omega_T \equiv \frac{p_T}{\rho_T} = -1 + \frac{4\dot{H}(2Tf'' + f' - 1)}{2Tf' - f - T}$$

$$= -\frac{1}{3\beta^2(t^2\beta^2 - R_0^2)[t(t^2\beta^2 + R_0^2)^3 f' + (t^2\beta^2 - R_0^2)\{(t^2\beta^2 + R_0^2)^2 f - 6\beta^4 t^2\}]} \left[(t^2\beta^2 - R_0^2)(t^2\beta^2 + R_0^2)^4 f'' - \beta^2\{t(t^2\beta^2 + R_0^2)^3 \right.$$

$$\times (9R_0^2 - 5t^2\beta^2)f' - 3(t^2\beta^2 - R_0^2)^2[(t^2\beta^2 + R_0^2)^2 f - 2\beta^4 t^2 - 4R_0^2\beta^2] \Big]. \quad (40)$$

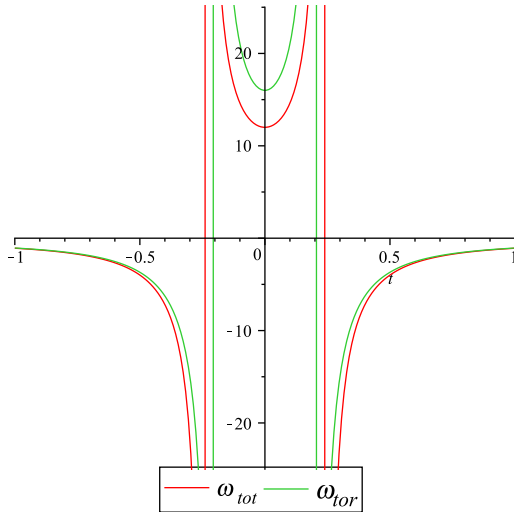


FIG. 6: Eq. of state for total matter and torsion of the first model.

We also define the effective (total) equation-of-state parameter

$$\omega_{eff} \equiv \frac{p + p_T}{\rho + \rho_T} = -\frac{t^2\beta^2 + 2R^2}{3\beta^2 t^2}. \quad (41)$$

$$f(t) = \frac{1}{(1 + e^{2\alpha t})^{3(1+\omega)}} \left[c_1 \text{hypergoem}\left(\left[-3(1+\omega), \frac{-(1+3\omega)}{2}\right], \left[\frac{-3(1+\omega)}{2}\right], e^{2\alpha}\right) \right.$$

$$\left. + c_2 e^{t\alpha(5+3\omega)} \text{hypergoem}\left(\left[2, \frac{-(1+3\omega)}{2}\right], \left[\frac{7+3\omega}{2}\right], -e^{2\alpha}\right) \right], \quad (45)$$

where hypergoem(n,d,z) is the generalized hypergeometric function $F(n, d, z)$. One can write Eq. (33) in terms of the torsion scalar in the form

$$f(T) = (T + 6\alpha^2)^{\frac{5+3\omega}{4}} \left[c_1 \text{LegP}\left(\frac{3\omega+1}{2}, \frac{3\omega+5}{2}, \frac{\sqrt{-T}}{6\alpha}\right) \right.$$

$$\left. + c_2 \text{LegQ}\left(\frac{3\omega+1}{2}, \frac{3\omega+5}{2}, \frac{\sqrt{-T}}{6\alpha}\right) \right], \quad (46)$$

where $\text{LegP}(v, x)$ and $\text{LegQ}(v, x)$ are the Legendre functions of the first and second kinds respectively.

As is clear from Fig. 6 that about bounce time (i.e., $t = 0$) we have either $\omega_{eff} > 1$ and $\omega_T > 1$ which are needed for a bounce universe to wash up the anisotropies.

B. Model 2

In this model the scale factor is given by

$$R(t) = R_0(e^{\alpha t} + e^{-\alpha t}). \quad (42)$$

From Eq. (42) we get the Hubble parameter

$$H(t) = \frac{\alpha(e^{\alpha t} - e^{-\alpha t})}{e^{\alpha t} + e^{-\alpha t}} \Rightarrow t(H) = \frac{\ln\left(\pm \sqrt{\frac{\alpha+H}{\alpha-H}}\right)}{\alpha}, \quad (43)$$

The rate of the Hubble parameter is given by

$$\dot{H}(t) = \frac{4\alpha^2 e^{2\alpha t}}{(1 + e^{2\alpha t})^2} \Rightarrow \dot{H}(H) = \alpha^2 - H^2. \quad (44)$$

Figure 7 shows the phase portrait of the second models which is clearly coincides with GR plus a positive cosmological constant, $\Lambda > 0$, where Λ in this case is related to the constant α .

The form of the function f has the form

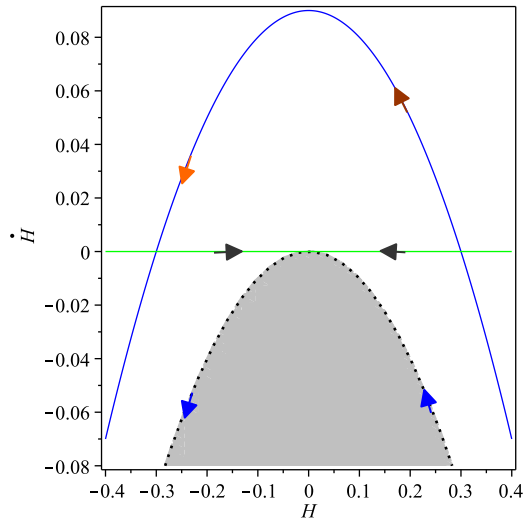


FIG. 7: Phase space of the second model.

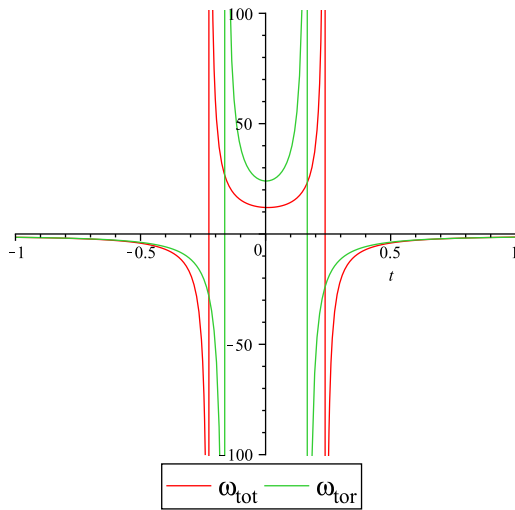


FIG. 8: Phase space of the second model.

Figure 8 shows that about bounce time (i.e., $t = 0$) we have both $\omega_{eff} > 1$ and $\omega_T > 1$ as discussed in model 1.

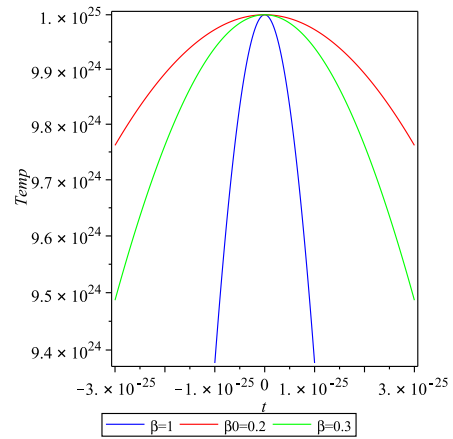


FIG. 9: The temperature of the first model

IV. THERMALIZATION OF THE UNIVERSE

According to the first law of thermodynamics, in the expanding universe, we have

$$\Theta dS = d(\rho V) + p dV, \quad (47)$$

with the integrability condition [20]

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \Theta \partial V} = \frac{\partial^2 S}{\partial V \partial \Theta},$$

the energy density and pressure satisfy

$$\frac{dp}{d\Theta} = \frac{\rho + p}{\Theta}. \quad (48)$$

Using (47) and (48), we evaluate the temperature

$$\begin{aligned} \Theta(t) &= \Theta_0 e^{\int \frac{d}{dt} p(t) dt}, \\ &\propto a^{-3\omega} = \Theta_0 a^{-3\omega}, \end{aligned} \quad (49)$$

where $\Theta_0 = \Theta(t_0)$ is an arbitrary constant, with a dimension K. We assume the boundary condition so that the temperature $\Theta \sim 2.74$ K at the present time where $t_0 \sim 10^{17}$ sec. Using Eq. (49) we plot the temperature of the first and second models as shown in Figs. 9 and 10. As shown in Fig. 9, that the temperature depends on the parameter β . In Fig. 10 it is clear that in early time the temperature is low which is a good environment to slow roll condition. Therefore, we are going to study the matter content as a scalar field in the next section.

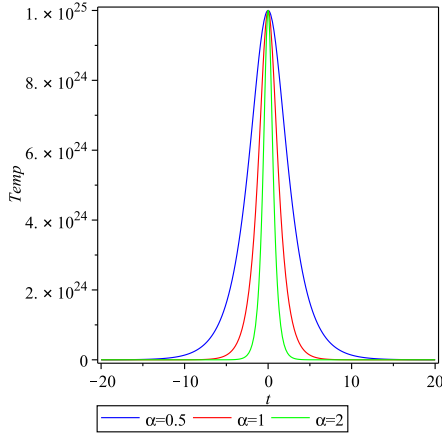


FIG. 10: The temperature of the second model

V. MATTER AS A CANONICAL SCALAR FIELD

As is well known that standard inflationary models assume a scalar field (inflaton) φ , where its density and pressure are defined by

$$\rho_\varphi = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} + V(\varphi), \quad (50)$$

$$p_\varphi = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} - V(\varphi). \quad (51)$$

Where $\dot{\varphi}^2$ represents a kinetic term of the inflaton and $V(\varphi)$ is its potential. Accordingly, the inflaton equation-of-state parameter $\omega_\varphi := p_\varphi/\rho_\varphi \cong -1$, where $V(\varphi) \gg \dot{\varphi}^2$. This assumption (slow-roll) can not be justified unless the temperature at this episode is very low.

Combining (50), (51), (35) and (36), we write the kinetic and the potential of the scalar field

$$\dot{\phi}^2(t) = \frac{1}{6\kappa^2} \left(\frac{\dot{H}\ddot{f} - \dot{f}\ddot{H}}{\dot{H}^2} \right), \quad (52)$$

$$V(t) = \frac{1}{2\kappa^2} \left[f + \left(\frac{\ddot{H}}{6\dot{H}^2} - \frac{H}{\dot{H}} \right) \dot{f} - \frac{\ddot{f}}{6\dot{H}} \right]. \quad (53)$$

In order to be consistent with literature we may use $\kappa^2 = 1/M_p^2$ with $M_p = 1.22 \times 10^{19}$ GeV. The above equations are consistent with the scalar field background (Klein-Gordon) equation of homogeneous scalar field in the expanding FRW universe

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0. \quad (54)$$

A. Model 1

Using Eqs. (52) - (54) we get

$$\dot{\phi}^2 = \frac{-c_2}{6\alpha^2\kappa^2 R_0^2} \left[\alpha^2 t^2 (1 + \omega) \times \text{hypergeom} \left(\left[\frac{3}{2}, \frac{5+3\omega}{2} \right], \left[\frac{5}{2} \right], \frac{-\alpha^2 t^2}{R_0^2} \right) - \text{hypergeom} \left(\left[\frac{1}{2}, \frac{3(1+\omega)}{2} \right], \left[\frac{3}{2} \right], \frac{-\alpha^2 t^2}{R_0^2} \right) R_0^2 \right], \quad (55)$$

and the potential has the form

$$\begin{aligned} v(t) = & \frac{-3c_2}{28\alpha^2\kappa^2 R_0^6 (1 + \omega)(\alpha^2 t^2 - R_0^2)^2} \left[-7/5 R_0^2 (1 + \omega) t^2 ([17/3 + \omega] \alpha^4 t^4 - [5 + \omega] \alpha^2 t^2 R_0^2 - 2R_0^4) [5/3 + \omega] [\alpha^2 t^2 + R_0^2] \right. \\ & \times \text{hypergeom} \left(\left[\frac{5}{2}, \frac{7+3\omega}{2} \right], \left[\frac{7}{2} \right], \frac{-\alpha^2 t^2}{R_0^2} \right) + (1 + \omega) t^4 (\alpha^2 t^2 - R_0^2) \alpha^4 [7/3 + \omega] (\beta^2 t^2 + R_0^2)^2 (5/3 + \omega) \\ & \times \text{hypergeom} \left(\left[\frac{7}{2}, \frac{3(3+\omega)}{2} \right], \left[\frac{9}{2} \right], \frac{-\alpha^2 t^2}{R_0^2} \right) + 7R_0^4 (1 + \omega) ([20/9 + \omega] \alpha^6 t^6 - 8/9 [15/8 + \omega] \alpha^4 t^4 R_0^2 \\ & - 5/9 R_0^4 t^2 \alpha^2 (16/5 + \omega) - 1/9 R_0^6) \times \text{hypergeom} \left(\left[\frac{3}{2}, \frac{5+3\omega}{2} \right], \left[\frac{5}{2} \right], \frac{-\alpha^2 t^2}{R_0^2} \right) - 14/3 R_0^6 ([4/3 + \omega] \alpha^4 t^4 \\ & \left. - 4/3 [3/2 + \omega] \alpha^2 t^2 R_0^2 - 1/3 R_0^4 \omega) \times \text{hypergeom} \left(\left[\frac{1}{2}, \frac{3(1+\omega)}{2} \right], \left[\frac{3}{2} \right], \frac{-\alpha^2 t^2}{R_0^2} \right) \right] + V_0, \end{aligned} \quad (56)$$

where c_2 and V_0 are constants of integration.

By the same method one can calculate the scalar field ϕ and the potential of the second model. Figures 10–14 shows

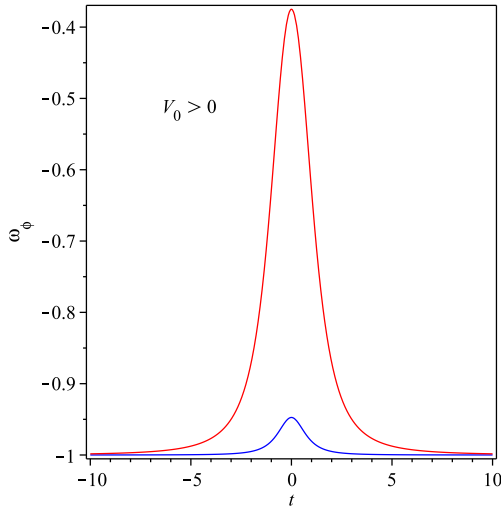


FIG. 11: The Eq. of state of the scalar field of the first model model

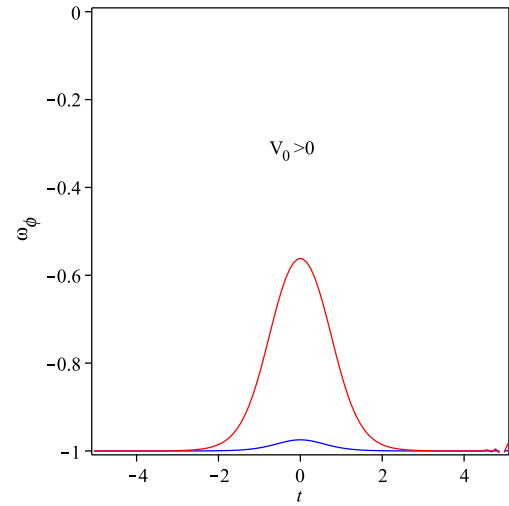


FIG. 13: The Eq. of state of the scalar field of the second model model

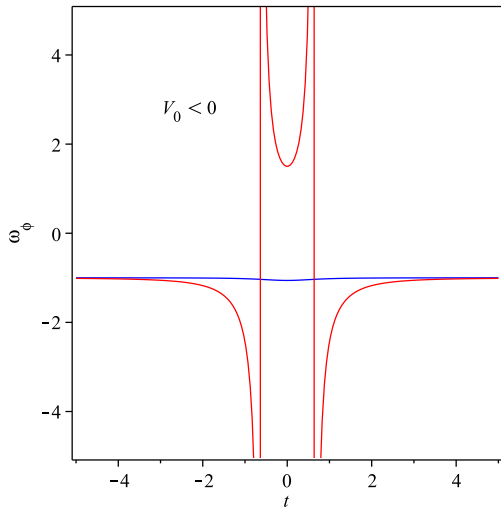


FIG. 12: The Eq. of state of the scalar field of the first model model

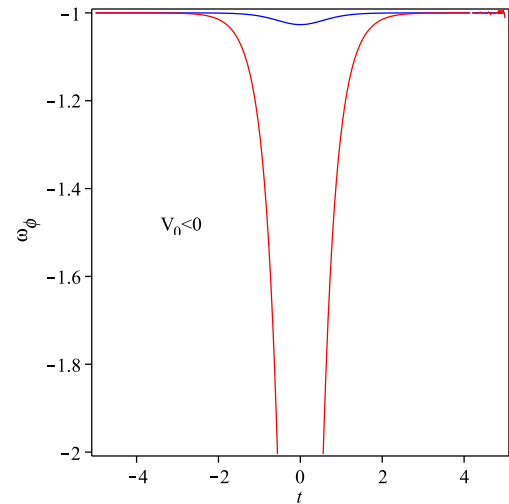


FIG. 14: The Eq. of state of the scalar field of the second model model

the behaviors of the equation of state of the scalar field for positive and negative quantities of the constant of integration V_0 when the parameter $\omega = 0$.

B. Model 2

C. Energy conditions

In this subsection we investigate another major problem that usually faces bouncing models, that is the violation of the NEC, which gives rise to ghost instability problem. In the case of a perfect fluid, these energy conditions strong energy condition, SEC, and null energy condition ,NEC, must satisfy $\rho + p \geq 0$ and $\rho + 3p \geq 0$, while the weak energy condition, WEC, and dominant energy condition, DEC, demand the fol-

lowing constrains $\rho \geq 0$ and $\rho \pm p \geq 0$.

We summaries the energy conditions of the perfect fluid as

Name	For perfect fluid
Weak	$\rho_\phi \geq 0, \quad \rho_\phi + p_\phi \geq 0;$
Null	$\rho_\phi + p_\phi \geq 0;$
Strong	$\rho_\phi + p_\phi \geq 0, \quad \rho_\phi + 3p_\phi \geq 0;$
Dominant	$\rho_\phi \geq p_\phi .$

(57)

Using the above conditions we plot the energy conditions of the first and second models in figures 15 and 16. As clear from these figures that the four energy conditions are fulfilled.

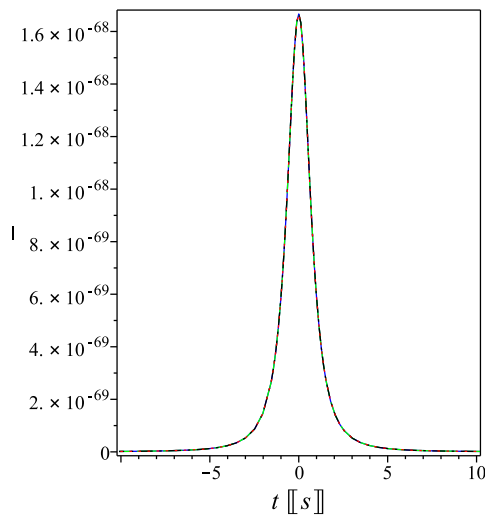


FIG. 15: The energy conditions of the first model model

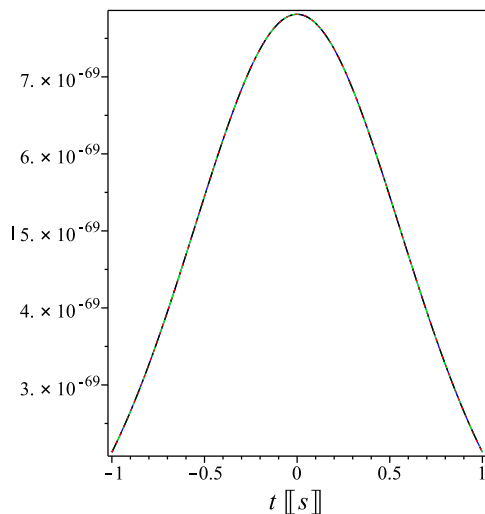


FIG. 16: The energy conditions of the second model model

VI. CONCLUSION

The results of this study can be summarized as:

- The GR applications in cosmology are very limited.
- The $f(T)$ -theories have more flexibility to overcome the limitation of GR.
- The thermal evolution in general has the form $\Theta \propto a^{-3\omega}$. Figure (10) shows that at the early time the temperature is low and this is a good environment to slow roll conditions.

- The torsion gravity provides a good candidate to describe the bounce behavior at early time (to wash the anisotropies).
- The canonical scalar field matter in $f(T)$ does not violate the NEC.

REFERENCES

1. N. Breton, J.L. Cervantes-Cota, and M. Salgad, eds., The Early Universe and Observational Cosmology, vol. 646 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag (2004).
2. A. Awad, Physical Review D 87, 103001 (2013), 1303.2014.
3. S. Nojiri and S. D. Odintsov, Physics Reports 505, 59 (2011), 1011.0544.
4. J.W. Maluf, Annalen der Physik 525, 339 (2013), arXiv: gr-qc/1303.3897, 1303.3897.
5. G.G.L. Nashed, Astrophysics & Space Science 330, 173 (2010), 1503.01379.
6. R. Ferraro and F. Fiorini, Physical Review D 78, 124019 (2008), 0812.1981.
7. F. Fiorini, Physical Review Letters 111, 041104 (2013), 1306.4392.
8. G. Kofinas and E. Saridakis, Physical Review D 90, 084044 (2014), 1404.2249.
9. G. Kofinas and E. Saridakis, Physical Review D 90, 084045 (2014), 1408.0107.
10. G. Kofinas, G. Leon, and E. Saridakis, Classical and Quantum Gravity 31, 175011 (2014), 1404.7100.
11. G. R. Bengochea and R. Ferraro, Physical Review D 79, 124019 (2009), 0812.1205.
12. G. G. L. Nashed and W. El Hanafy, European Physical Journal C 74, 3099 (2014), 1403.0913.
13. G. G. L. Nashed, Chin. Phys. Lett. 29, 050402 (2011), 1111.0003.
14. E. V. Linder, Physical Review D 81, 127301 (2010), 1005.3039.
15. Y.-F. Cai, S. Capozziello, M. De Laurentis, and E. N. Saridakis (2015), 1511.07586.
16. A. Awad, W. El Hanafy, G. G. L. Nashed, and E. N. Saridakis (2016), in progress.
17. S. H. Strogatz, Nonlinear Dynamics And Chaos: With Applications To Physics, Biology, Chemistry And Engineering, vol. 1 of Studies in Nonlinearity (1994), ISBN 0-201-54344-3, 9780201543445.
18. V. K. Oikonomou, Phys. Rev. D 92, 124027 (2015), 1509.05827.
19. V. K. Oikonomou, Astrophysics and Space Science 361, 1 (2016), ISSN 1572-946X.
20. S. Weinberg, Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity (Wiley, 1972), ISBN 9780471925675.

Нашед Дж.^{1; 2; 3} и Ханафи В. Эль^{1; 3}

¹ Центр теоретической физики,
Британский университет в Египте

² Кафедра математики, факультет наук,
Университет Айн Шамс

³ Египетская группа относительности

Нашед Дж., Ханафи В. Эль

**Построение $f(T)$ -теории из колеблющейся
Вселенной Фридмана**

Показано, что телепараллельная $f(T)$ -гравитация может предоставить совместимые версии космологии колебаний. В данной работе были изучены две модели колеблющихся вселенных, описаны их фазовые портреты посредством

построения моделей фазового пространства. Также обсуждается процесс термализации Вселенной во время периода колебаний. Заново написаны решения в рамках теории Эйнштейна с целью описания гравитации кручения как дополнительной степени свободы. Изучена эволюция уравнения состояния кручения жидкостей. Допуская, что исследуемый компонент является каноническим скалярным полем, получены потенциалы областей скалярного поля, вызванные $f(T)$ -гравитацией двух предложенных моделей. Исследована эволюция уравнения состояния скалярного поля во время периода колебания. Дополнительно были изучены энергетические условия двух моделей. В заключение, обсуждается обоснованность медленного вращения в космологии колебаний.

Ключевые слова: инфляция, скалярное поле, телепараллелизм.

A.V. Timoshkin

Viscous fluid model in inflationary universe avoiding self-reproduction

We consider the description for the inflationary universe produced by viscous fluid in a flat Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker geometry. We have obtained the conditions of the existence regime of the inflation without self-reproduction for the theoretical inflationary model which agree with last results of the Planck satellite data.

Keywords: inflation, equation of state, viscosity, spectral index, tensor-to-scalar ratio.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-34-37

Recent observational data obtained in the BICEP2 experiment [1] and the Planck observational results for cosmic inflation [2, 3] lead to more detailed studying of inflation. Inflationary theory describes the very early intermediate stage of the evolution of the Universe. The stage of inflation can be extremely short, but the universe within this time becomes exponentially large.

However, the inflationary theory has the problems of multiversality, predictability and initial conditions. The inflationary scenario which avoids self-reproduction and resolves these problems has been proposed in [4]. There are several different regimes which are possible in inflationary cosmology. We consider the simplest regime that is inflation without self-reproduction. In this scenario the universe is not stationary. Self-reproduction of the inflationary universe does not allow inflation to finish, it would never end.

It is shown in [5], $F(R)$ inflation without self-reproduction may be formulated analogously with the corresponding scalar models considered in [4]. The description of inflationary universe from perfect fluid and $F(R)$ gravity and its comparison with observational data was considered in [6]. A general review of inflationary cosmology and resolution problems of multiversality and initial conditions is given in [7].

In order to avoid the self-reproduction at the inflationary universe the thermodynamic parameter in the equation of state must simultaneously satisfy the following requirements [4]:

$1 + \omega(N) = 1$ at $N = 1$ (to have graceful exit),

$$1 + \omega(N) \leq \frac{2}{3} \text{ at } N = N_m \quad (1)$$

(to solve initial condition problem); $1 + \omega(N) \ll 1$ for $1 < N < N_m$ (inflation); $1 + \omega(N) > \varepsilon(N)$ for $1 < N < N_m$ (no self-reproduction).

Further, we will consider the description of inflation with viscosity in terms of inhomogeneous equation of state with e-folding parameter N , which is defined through the scale factor a as $a = a_0 e^{-N}$, where a_0 is a constant and $\omega(N)$ is the equation of state parameter. The number e-folds play a role of time. The energy density of the Planck unit $\varepsilon(N)$ is connected with energy density of the usual unit by relation $\varepsilon(N) = k^4 \rho(N)$.

The inhomogeneous fluids in terms time-dependent equation of state in the presence of viscosity were considered in papers [9–12]. Inhomogeneous fluid cosmology may be interpreted as modified gravity [13, 14]. Various examples inhomogeneous viscous coupled fluids were investigated in [15–17]. Paper [18] was devoted to inflationary cosmological models with viscous coupled fluids.

In this article we will reproduce the inflation by using an inhomogeneous equation of state parameter and formulate the conditions for existence of inflation in the regime of no self-reproduction for the viscous fluid models satisfying the Planck and BICEP2 results.

Inflationary model with viscosity avoiding self-reproduction

We will investigate the conditions in the early-time universe which allow avoiding the regime of self-reproduction. These conditions are described in terms of the equation of state parameter and the bulk viscosity. Note that we consider the inflation in absence of the matter. Further, we apply the formalism of inhomogeneous viscous fluid in a flat Freedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRM) space-time.

The gravitational field equations for a perfect fluid in the FLRM space-time have the following form:

$$\begin{aligned} \rho'(N) + 3[P(N) + \rho(N)] &= 0, \\ -\frac{2}{k^2} H(N) H'(N) &= \rho + P. \end{aligned} \quad (2)$$

Here the Hubble parameter is defined as $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$,

where $a(t)$ is the scale factor and $k^2 = 8\pi G$ with G being Newton's gravitational constant. The dot denotes the derivative with respect to time t . P and ρ are the pressure and energy density of the perfect fluid respectively. Here the prime operating $\rho'(N)$ and $H'(N)$ means the derivative with respect to e-folding parameter N , that is $\rho'(N) \equiv \frac{d\rho(N)}{dN}$ and $H'(N) \equiv \frac{dH(N)}{dN}$.

We now write the Friedmann's equation for the Hubble parameter:

$$\frac{3}{k^2} H^2(N) = \rho. \quad (3)$$

We take the equation of state to have the inhomogeneous form:

$$P(N) = \omega(N)\rho(N) + \zeta(N), \quad (4)$$

where $\zeta(N)$ is the viscosity.

Further we will study the conditions (1) for the inflationary model with viscosity on the subject avoiding the self-reproduction.

Let us consider the following linear form of the Hubble parameter [6]:

$$H(N) = G_0 N + G_1, \quad (5)$$

where $G_0 < 0$ and $G_1 > 0$ are the parameters.

We choose viscosity to be proportional to the square of the parameter H [18]:

$$\zeta(N) = \theta H^2(N), \quad (6)$$

where θ is positive dimensional constant. In geometric units, its dimension is equal $[\theta] = cm^{-2}$.

Using the gravitational equation of motion (2) with (5) and (6), we obtain the expression for the thermodynamic parameter:

$$\omega(N) = -1 - \frac{1}{3} \left[\frac{2G_0}{H(N)} + k^2 \theta \right]. \quad (7)$$

The second term in the square bracket represents the contribution of the viscosity.

Therefore, the equation of state (4) reads:

$$p(N) = \left[-1 - \frac{2G_0}{H(N)} \right] \rho(N). \quad (8)$$

Now we define conditions, when the thermodynamic parameter (7) in the equation of state satisfies simultaneously all requirements of avoiding self-reproduction (1). Checking condition (1a), we obtain:

$$\theta = \frac{1}{k^2} \left(\frac{2|G_0|}{G_0 + G_1} - 3 \right). \quad (9)$$

Here $|G_0| < G_1 < \frac{5}{3}|G_0|$, because $\theta > 0$. From the condition (1b) we become the meaning of e-folding parameter N at the beginning of inflation:

$$N_m = \frac{G_1}{|G_0|} - \frac{2}{2 + k^2 \theta}. \quad (10)$$

Thus, initial condition problem is solved at $N \approx N_m$.

Inflation take place if condition (1c) is fulfilled, that is

$$1 < N < \frac{G_1}{|G_0|} - \frac{2}{3 + k^2 \theta} = N'_m. \quad (11)$$

Consequently, the conditions (1b–1c) can simultaneously be satisfied if we assume that $1 < N < N_m$ ($N_m < N'_m$). Now we consider the condition (1d) «no self-reproduction» of inflation. Taken into account (7), this condition can be simplified as:

$$9H^3(N) + \theta H(N) + \frac{2G_0}{k^2} < 0. \quad (12)$$

The inequality (12) has the solution:

$$1 < N < \frac{1}{|G_0|} \left(G_1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\theta}{3}} \operatorname{ctg} 2\alpha \right), \quad (13)$$

where $\operatorname{tg} \alpha = \sqrt[3]{\operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{k^2}{3|G_0|} \left(\frac{\theta}{3} \right)^{\frac{3}{2}} \right]}$, $|\alpha| \leq \frac{\pi}{4}$. From the

comparison (10) and (13) in order to avoid initial condition problem it is necessary that took place the following dependence between the parameters:

$$G_0 + G_1 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\theta}{3}} \operatorname{ctg} 2\alpha. \quad (14)$$

Thus, we have obtained for the inflationary model with linear form for H the equation of state in the form (8). If we want to avoid the self-reproduction and the problem of initial conditions, the thermodynamic parameter (7) in the equation of state must simultaneously satisfy the requirements (9), (10) and (14).

Comparison of inflationary model with observational data

In this section we will calculate the inflationary parameters and consider the correspondence between the spectral index and tensor-to-scalar ratio with Planck and BICEP2 data.

At first calculate the so called «slow-roll» slope parameter [8]:

$$\varepsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2}. \quad (15)$$

For the linear form of the Hubble parameter (6) it is equal:

$$\varepsilon = \frac{|G_0|}{G_0 N + G_1}. \quad (16)$$

In order to have acceleration, one must require $\varepsilon < 1$. In our case that corresponds:

$$1 < N < \frac{G_1 - |G_0|}{|G_0|}. \quad (17)$$

Another important «slow-roll» parameter in studying inflation is calculated by [8]:

$$\eta = \varepsilon - \frac{1}{2\varepsilon H} \dot{\varepsilon}. \quad (18)$$

In our case it take place $\eta = \frac{\varepsilon}{2}$. The power spectrum is [8]:

$$\Delta_R^2 = \frac{k^2 H^2}{8\pi^2 \varepsilon}. \quad (19)$$

With equations (5) and (36) we find

$$\Delta_R^2 = \frac{k^2 (G_0 N + G_1)^3}{8\pi |G_0|}. \quad (20)$$

Taking into account the «slow-roll» parameters, one can calculate the spectral index n_s and the tensor-to-scalar ratio r :

$$n_s = 1 - 6\varepsilon + 2\eta, \quad r = 16\varepsilon. \quad (21)$$

We obtain

$$n_s = 1 - \frac{5|G_0|}{G_0 N + G_1}, \quad r = \frac{16|G_0|}{G_0 N + G_1}. \quad (22)$$

From the observation results by the Planck satellite, it is obtained that $n_s = 0.9603 \pm 0.0073$. The satisfaction with this result can be reached if we require that $\frac{|G_0|}{G_0 N + G_1} = 0.00794 \pm 0.000146$.

The relation between the equation of state parameter and tensor-to-scalar ratio has a view:

$$\omega(N) = -1 + \frac{r}{24} - \frac{1}{3} k^2 \theta. \quad (23)$$

Let us consider the generalization of the linear form for Hubble parameter:

$$H(N) = G_0 N^n + G_1, \quad (24)$$

where the parameter n is positive integer, $G_0 < 0$ and $G_1 > 0$.

We will check correspondence this theoretical model with Planck observational data. At first we calculate the slow-roll parameters:

$$\varepsilon = \frac{n|G_0|N^{n-1}}{H}, \quad \eta = \frac{1}{2} \left(\varepsilon - \frac{n-1}{N} \right). \quad (25)$$

It takes place the regime of the universe acceleration, if fulfills the inequality $\varepsilon < 1$. In our case it is equivalent the following condition:

$$N^n + nN^{n-1} - \frac{G_1}{|G_0|} < 0. \quad (26)$$

For example, at $n=2$ we obtain the solution:

$$1 < N < -1 + \sqrt{1 + \frac{G_1}{|G_0|}}. \quad (27)$$

Let us consider the asymptotic case, when $N \gg 1$. Then, the inequality (26) simplifies and by keeping only order term we obtain:

$$N^n < \frac{G_1}{|G_0|}. \quad (28)$$

From here the e-folding parameter N changes in

$$\text{the region } 1 < N < \left(\frac{G_1}{|G_0|} \right)^{\frac{1}{n}}.$$

Now, we find the power spectrum:

$$\Delta_R^2 = \frac{k^2 (G_0 N^n + G_1)^3}{8\pi n |G_0| N^{n-1}}. \quad (29)$$

The spectral index n_s and the tensor-to-scalar ratio r are equal:

$$n_s = 1 - 5\varepsilon - \frac{n-1}{N}, \quad r = \frac{16n|G_0|N^{n-1}}{G_0 N^n + G_1}. \quad (30)$$

Further, we discuss the coincidence of this inflationary model with Planck observation results. For the reproducing of the observations it is necessary to demand:

$$\frac{(4n+1)|G_0|N^n + (n-1)G_1}{N(G_0 N^n + G_1)} = 0.0397 \pm 0.0073. \quad (31)$$

Another restriction looks as:

$$\frac{n|G_0|N^{n-1}}{G_0 N^n + G_1} < 0.006875. \quad (32)$$

Thus, we conclude the capacity of this model to describe the evolution of the inflationary universe.

Conclusion

In this paper we have considered the description of inflation in perfect fluid model taking into account the viscosity properties in a Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker flat space-time. We paid attention to conditions, which are necessary to avoid the self-reproduction of the very-early universe in the inflationary epoch. For this purpose the expressions for thermodynamic parameter in the equation of state for three inflationary models in terms of the number of e -folds are obtained. We have analyzed in every model the conditions of “no self-reproduction” proposed in paper [4]. It is demonstrated that perfect fluid description may lead to such inflationary universe. The expressions for spectral index, the tensor-to-scalar ratio and power spectrum are calculated. Also we have expressed the thermodynamic parameter via tensor-to-scalar ratio and the viscosity. The detailed consideration of this problem one can find in [19].

This work was supported by a grant from the Russian Ministry of Education and Science; project TSPU-139 (A.V.T.).

References

1. Ade P.A.R. et al. Detection of B-mode polarization at degree angular scales [BICEP2 Collaboration] // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 112, 241101 [arXiv: 1403.3985 [astro-ph. CO]].
2. Ade P.A.R. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters [Planck Collaboration] / [arXiv: 1303.5076 [astro-ph. CO]].
3. Ade P.A.R. et al. Planck 2013 results. XXII. Constraints on inflation [Planck Collaboration] / [arXiv: 1303.5082 [astro-ph. CO]].
4. Mukhanov V. Inflation without self-reproduction // Fortschritte der Physik. – 2014. – Vol. 63, 1 [arXiv: 1409.2335 [astro-ph. CO]].
5. Nojiri S., Odintsov S.D. Inflation without self-reproduction in $F(R)$ gravity/ Astrophys. Space Sci. – 2015. – Vol. 357, 39 [arXiv: 1412.2518 [gr-qc]].
6. Bamba K., Nojiri S., Odintsov S. D. and Saez-Gomez D. Inflationary universe from perfect fluid and $F(R)$ gravity and its comparison with observational data // Phys. Rev. – 2014. – Vol. D 90 124061 [arXiv: 1410.3993 [hep-ph]].
7. Linde A. Inflationary cosmology after Planck, 2013 / [arXiv: 1402.0526 [hep-th]].
8. Myrzakulov R., Sebastiani L. Inhomogeneous viscous fluids for inflation // Astrophys. Space Sci. – 2015. – Vol. 356, 205, arXiv: [1410.3573v2 [gr-qc]].
9. Nojiri S., Odintsov S. D. Properties of singularities in (phantom) dark energy universe // Phys. Rev. – 2005. – Vol. D72, 023003.
10. Capozziello S., Cardone V.F., Elizalde E., Nojiri S. and Odintsov S.D. Observational constraints on dark energy

with generalized equations of state // Phys. Rev. – 2006. – Vol. D73, 043512.

11. Nojiri S., Odintsov S.D. The new form of the equation of state for dark energy fluid and accelerating universe // Phys. Lett. – 2006. – Vol. B 639, 144 [arXiv: hep-th/0606025].

12. Nojiri S., Odintsov S.D. Multiple lambda cosmology: dark fluid with time-dependent equation of state as classical analog of cosmological landscape // Phys. Lett. – 2007. – Vol. B 649, 440 [arXiv: hep-th/0702031].

13. Nojiri S., Odintsov S.D. Introduction to modified gravity and gravitational alternative for dark energy // J. Geom. Meth. Mod. Phys. – 2007. – Vol. 4, 115 [arXiv: hep-th/0601213].

14. Nojiri S., Odintsov S. D. Unified cosmic history in modified gravity: from F(R) theory to Lorentz non-invariant models // Phys. Rep. – 2011. – Vol. 505, 59 [arXiv: 1011.0544].

15. Bamba K., Capozziello S., Nojiri S. and Odintsov S.D. Dark energy cosmology: the equivalent description via different theoretical models and cosmography tests // Astrophys. and Space Sci. – 2012. – Vol. 342, 155 [arXiv: 1205.3421 [gr-qc]].

16. Elizalde E., Obukhov V.V. and Timoshkin A.V. Dark energy coupled with dark matter in viscous fluid cosmology // Modern Phys. Lett. – 2014. – Vol. A 29, No. 25, 1450132.

17. Brevik I., Obukhov V.V. and Timoshkin A.V. Dark energy coupled with dark matter in viscous fluid cosmology // Astrophysics and Space Science. – 2015. – Vol. 355, 399.

18. Brevik I., Timoshkin A.V. Viscous coupled fluids in inflationary cosmology // JETF. – 2016. – Vol. 122, 679 (2016).

19. Brevik I., Elizalde E., Obukhov V.V. and Timoshkin A.V. Inflationary universe with a viscous fluid avoiding self-reproduction // J. Annalen der Physik., in press.

Timoshkin Alexandr Vasiljevich

Cand. of phys.-math. science, associate professor of general physics department, senior research assistant of Tomsk State Pedagogical University (TSPU)

Tel.: +7-913-849-51-83

E-mail: alex.timosh@rambler.ru

Тимошкин А.В.

Модель вязкой жидкости в инфляционной Вселенной без самовоспроизведения

Рассматривается описание инфляционной Вселенной, индуцированной вязкой жидкостью в плоской геометрии Фридмана–Леметра–Робертсона–Уокера. Получены условия существования режима инфляции без самовоспроизведения в теоретической модели инфляции, которая согласуется с последними данными спутников Планка.

Ключевые слова: инфляция, уравнение состояния, вязкость, спектральный индекс, скалярно-тензорное отношение.

M. Khurshudyan

On viscous holographic dark energy universe with Nojiri-Odintsov cut-off

Martiros Khurshudyan^{a,b,c*}

^a*Institute for Physical Research, National Academy of Sciences, Ashtarak, Republic of Armenia*

^b*Laboratory for Theoretical Cosmology, TUSUR, Tomsk, Russia*

^c*Tomsk State Pedagogical University Tomsk, Russia*

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-38-45

Abstract

In this paper we would like to report about recent research related to the accelerated expansion of large scale universe due to a specific form of a holographic dark energy model with Nojiri-Odintsov cut-off including a specific form of parametrization of viscosity. Results presented here have been discussed during QFTG 2016 and SCD 2016 at Tomsk.

keywords: accelerated expansion, the large-scale universe, dark energy.

1 Introduction

The accelerated expansion of large scale universe is one of long standing problems of physics puzzling researchers [1] - [3]. A short review of literature on problems of modern cosmology shows that mainly three directions were developed to solve it (and related problems). In general, according to recent understanding of physics of large scale universe DE ($\approx 70\%$) provides acceleration to expanding universe; it takes the properties to be mysterious with negative pressure working against gravity [4] (and references therein). In modern cosmology, cosmological constant is the simplest model of DE ever suggested. However, mainly two problems arise with that model discussed in recent literature very intensively [5] (and references therein). In particular, fine - tuning problem indicating absence of a fundamental mechanism, which sets cosmological constant to zero or to a very small value, because in the framework of quantum field theory, the expectation value of the vacuum energy is 123 order of magnitude larger than the observed value.

One of the first approaches for solving the mentioned problems is based on dynamical DE models. One of the first models of varying DE considered in literature is the varying cosmological constant having mainly a phenomenological origin [6], [7] (and references therein). Among DE models are quintessence, phantom and quinton DE models, holographic and tachyonic DE models (see Ref. [4] and references therein). An active discussion is hold on the accelerated expansion of large scale universe involving dark fluids – Chaplygin gas (and its modifications), van der Waals gas and polytropic gas involving also viscosity, among others see [8] - [24] and references therein. On the other hand, various modifications of the field equations on the lagrangian level have been considered as more fundamental giving a wide range of modified GR theories [25], [26] (and references therein). Consideration of modified GR promises new insight into understanding of universe (and it is one of the hot topics for study). Due to the fact, that all approaches aim to explain available observational data and the constraints on the models are imposed by them, it is necessary to have appropriate tools to distinguish suggested models from each other [27] - [31]. Recently, in Ref [32] an attempt to explore nature of accelerated expansion of large scale universe has been taken. Model considered in Ref. [32] involves a generalized holographic DE model with a Nojiri - Odintsov cut - off and pressureless CDM. For the first time the generalized holographic DE with the Nojiri-Odintsov cut - off defined as

$$\rho_{DE} = \frac{3c^2}{L^2}, \quad (1)$$

with

$$\frac{c}{L} = \frac{1}{L_f} [\alpha_0 + \alpha_1 L_f + \alpha_2 L_f^2] \quad (2)$$

*Email: khurshudyan@yandex.ru

where L_f it is the future horizon and defined as

$$L_f = a \int_t^\infty \frac{dt}{a}, \quad (3)$$

while c , α_0 , α_1 and α_2 are numerical constants, has been considered in Ref [12]. Considered model of DE gives possibility of unifying of early - time and late - time universe based on phantom cosmology. Moreover, one of interesting results (among others) discussed in Ref. [12] is related to possibility of phantom - non-phantom transition, which appears in such a way that universe could have effectively phantom equation of state at early - time as well as at late - time. In this paper, we would like to consider different possibility replacing CDM with viscous dark fluid of a certain type (conditionally named DM)

$$P_{DM} = -\rho_{DM} + \rho_{DM}^\alpha + \chi H^\beta, \quad (4)$$

where α , χ and β are parameters to be determined from observations and giving positive energy density for the fluid. The dynamics of the background for considered toy model is assumed to be GR. Moreover, if there is non - gravitational dynamics between these components (which is known as interaction), then to describe the dynamics of energy densities we should have

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H\rho_{DE}(1 + \omega_{DE}) = -Q, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{DM} + 3H\rho_{DM}(1 + \omega_{DM}) = Q, \quad (6)$$

where ω_{DE} is EoS parameter of DE and ω_{DM} is EoS parameter of DM. In particular, we will consider the following form of interaction

$$Q = 3Hb(\rho_{DE} + \rho_{DM}), \quad (7)$$

and compare results with a different model assuming the following form of sign changeable interaction

$$Q = 3Hbq(\rho_{DE} + \rho_{DM}), \quad (8)$$

where b is positive constants for both cases.

The paper is organized as follows: In section 2 we will present and discuss results from cosmographic analysis of models involving different forms of interaction. In section 3 we will study the models involving Om and two point Om analysis. Moreover, validity of generalized second law of thermodynamics is demonstrated. Finally, a discussion on obtained results and possible future extension of considered cosmological models are summarized in section 4.

2 Cosmography

To simplify discussion relevant with recent observational data, as in case of Ref. [32], the following constraints $\alpha_0 \in [0, 1]$, $\alpha_1 \in [0, 1]$ and $\alpha_2 \in [0, 1]$ on parameters of the generalized holographic Nojiri - Odintsov DE model are taken into account. Moreover, the best fit of theoretical results with distance modulus has been considered. In this case non - interacting model describes by the following deceleration parameter

$$q = \frac{-2\sqrt{\Omega_{de}}\dot{L}_f(\alpha_1 + 2\alpha_2 L_f) - H\Omega_{de}(\dot{L}_f + 1)}{2H^2 L_f} + \frac{L_f (H^2 + P_{DM})}{2H^2 L_f}. \quad (9)$$

Fig. (1) represents the graphical behavior of the deceleration parameter, Ω_{DE} , Ω_{DM} , ω_{DE} and ω_{DM} versus redshift for different values of viscosity parameter χ .

The top - left plot of Fig. (1) demonstrates decreasing nature of the deceleration parameter q indicating present day value increase of it with increase of χ . Moreover, observed increase of present day value of the deceleration parameter significantly affects on transition redshift z_{tr} , in particular, increase of χ brings appropriate decrease of transition redshift z_{tr} . The top - right plot of Fig. (1) demonstrates the graphical behavior of Ω_{DE} and Ω_{DM} parameters versus redshift z and that the model is free from cosmological coincidence problem. Interesting behavior has been observed for EoS parameter of DE. In particular, bottom - left plot demonstrates that during considered period of evolution $\omega_{DE} < 0$, moreover, decreasing and increasing nature of EoS parameter provides phantom crossing in near past giving present day value of ω_{DE} well comparable with recent observational data. In summary, behavior of ω_{DE} indicates transitions between either past phantom universe, or quintessence universe and recent quintessence universe. This is due to viscosity, which in its turn gives to ω_{DM} graphical behavior presented in bottom - right plot of Fig. (1). From this plot we see, that there is a specific range of the model parameters, when $\omega_{DM} \rightarrow 0$. This case is interesting since, in standard model of cosmology matter is assumed to be pressureless. The values of model parameters corresponding to this case are $\alpha = 1.15$, $\chi = 0.1$, $\beta = 1.2$, $\alpha_0 = 0.15$, $\alpha_1 = 0.2$, $\alpha_2 = 0.25$ with $H_0 = 0.7$ and $\Omega_{DM} = 0.27$. It can

be also seen that depends on the value of viscous parameter χ at low redshifts matter described by Eq. (4) can be either DE, or usual matter. On the other hand at higher redshift it is always matter with $\omega_{DM} > 0$. During our study we also found another interesting behavior of the matter given by Eq. (4) which can be interesting for another research. In particular, with $\alpha = 0.85$ and $\chi = -0.1$ $\omega_{DM} \rightarrow 0$ can be observed, however, in this case during considered redshifts of evolution it will be a fluid with $\omega_{DM} < 0$ only. Presented, both possibilities are interesting for further study, in particular, it will be interesting to study structure formation problem and understand about impact of the viscosity on the process corresponding to mentioned regimes. Comparison of the behavior of the deceleration parameter q and ω_{DE} for various values of α parameters for $\chi = -0.1$ and $\chi = 0.1$ showed that for lower values of α only ever accelerated expanding universe will be observed. On the other hand, transition universe will be observed with increasing of α giving decreasing transition redshift z_{tr} with decreasing present day value deceleration parameter. On the other hand, we would like to indicate particular behavior of the deceleration parameter q for $\alpha = 0.85$ and $\chi = 0.1$ indicating expansion with $q = 0$ for $z \in [1.1, 2.0]$.

2.1 Interacting model 1

There are various reasons to consider interacting DE models and some of them is cosmological coincidence problem. However, analysis presented in previous section demonstrated that suggested model is free from mentioned problem. On the other hand, study of the models involving interaction between dark components today is actual due to other reasons, for instance, relevant for structure formation study since interaction can leave unique impact in dynamics of universe and within observed structures shed the light on the physics of early universe. There are already well known forms of interactions considered in literature very intensively and one of them is given by Eq. (7). Consideration of it here, gives a model of universe, where EoS of DE reads as

$$\omega_{DE} = -\frac{3bH^2L + 2\sqrt{\Omega_{DE}}\dot{\hat{L}}_f + H\Omega_{DE}(\dot{\hat{L}}_f + 1)}{3H^2L_f\Omega_{DE}}. \quad (10)$$

While the form of the deceleration parameter

$$q = \frac{L((1-3b)H^2 + P_{DM}) - 2\sqrt{\Omega_{DE}}\dot{\hat{L}}_f}{2H^2L}$$

$$-\frac{H\Omega_{DE}(\dot{\hat{L}}_f + 1)}{2H^2L}, \quad (11)$$

indicates phase transition between decelerated and accelerated expansions. Considered interaction will increase transition redshift z_{tr} and decrease present day value of the deceleration parameter with increasing interaction parameter b (for $\alpha = 1.15$, $\beta = 1.2$, $\alpha_0 = 0.15$, $\alpha_1 = 0.2$, $\alpha_2 = 0.25$, $H_0 = 0.7$ and $\Omega_{DM} = 0.27$). Study of this case shows that non-gravitational interaction for $\chi = 0.1$ will not change nature of DM, Eq. (4), while with $\chi = -0.1$ situation is different, namely, during evolution the sign of ω_{DM} will be changed indicating that at low redshift DM, Eq. (4), will evolve to DE. On the other hand, we found that non-gravitational interaction between considered dark components allows evolution of DE connecting early phantom phase (independently from sign of χ) with phantom phase of large scale universe. In both cases theoretical results are consistent with observational data.

2.2 Interacting model 2

To complete our study, we consider sign changeable interaction, Eq. (8), and found that such universe has the deceleration parameter with the graphical behavior presented in top panel of Fig. (2) indicating that increase of b will increase present day value of it for $\chi = 0.1$ and $\chi = -0.1$. On the other hand, increase of b will decrease z_{tr} for both cases. Bottom panel of Fig. (2) represents the graphical behavior of ω_{DE} and demonstrates that both cases ($\chi = 0.1$ and $\chi = -0.1$) can be supported by observational data, therefore, it is hard to conclude which one of considered models is favorable.

3 Om analysis and thermodynamics

Interesting aspect in study of accelerated expansion of low redshift universe and DE involves development of tools able to analyze models from different perspective. In this section we will concentrate our attention on Om analysis with

$$Om = \frac{x^2 - 1}{(1+z)^3 - 1}, \quad (12)$$

where $x = H/H_0$ and H_0 to be the value of the Hubble parameter at $z = 0$. It is assumed that if different trajectories have been obtained, then the

models are different. On the other hand, Om analysis has been generalized to three-point diagnostic $Om3$ and also to the two point Om

$$Om(z_2, z_1) = \frac{x(z_2)^2 - x(z_1)^2}{(1 + z_2)^2 - (1 + z_1)^2}. \quad (13)$$

Later, a small modification of two point Om has been suggested ($Om h^2$) in Ref. [35] and according to results for $z_1 = 0$, $z_2 = 0.57$ and $z_3 = 2.34$ reported in Ref. [35] the values for two point $Om h^2$ are

$$\begin{aligned} Om h^2(z_1; z_2) &= 0.124 \pm 0.045, \\ Om h^2(z_1; z_3) &= 0.122 \pm 0.01, \\ Om h^2(z_2; z_3) &= 0.122 \pm 0.012, \end{aligned} \quad (14)$$

while for Λ CDM the value is $Om h^2 = 0.1426$. Estimated values of $Om h^2$ for non - interacting model are presented in Table 1. It is evident, that with $\alpha = 0.95$ and $\chi = 0.1$ gives correct behavior for $Om h^2$. Moreover, already from studied behavior of cosmological parameters it has been seen, that $\chi = 0.1$ case is slightly favorable than $\chi = -0.1$ one (in scope of considered constraints on other parameters of the model). Combining obtained results we conclude, that for non - interacting model $\alpha \in (0.94, 1.18)$ should be considered in future for $\chi = 0.1$. Simple estimation of $Om h^2$ for other two cases indicates that, when interaction is given by Eq. (7) correct behavior for $Om h^2$ can be obtained with $\chi = -0.1$, $b = 0.03$ (even for higher values of b) and $\alpha = 0.15$. On the other hand, when interaction is given by Eq. (8), then again a narrow range around $\chi = -0.1$ will be favorable. To finalize study of suggested cosmological models question of validity of generalized second law of thermodynamics has been organized. Fig. (3) represents the graphical behavior of Om parameter and demonstrates validity of generalized second law of thermodynamics in absence of non - gravitational interaction. The validity of generalized second law of thermodynamics has been checked also for interacting models. The validity of generalized second law of thermodynamics has been studied taking into account that

$$\dot{S}_{tot} = \dot{S}_{de} + \dot{S}_{dm} + \dot{S}_h, \quad (15)$$

where $S_h = 8\pi^2 L^2$ it is the entropy associated with the horizon, while S_{dm} and S_{de} are the entropy associated with the dark matter and the dark energy, respectively, while dot represents the time derivative, which has been replaced by the derivative with

respect to redshift z . To obtain mentioned graphical behavior the following

$$TdS_i = dE_i + P_i dV, \quad (16)$$

with

$$E_i = \rho_i V, \quad (17)$$

for each component has been taken into account, where V is the volume of the system defined as follows

$$V = \frac{4\pi}{3} L^3. \quad (18)$$

4 Discussion

In this paper cosmological models are considered where two assumptions concerning to dark components are under consideration. In particular, it is assumed that one of dark components can be a model of generalized holographic DE with Nojiri - Odintsov cut - off of a specific form. The second dark component has been assumed to be viscous inhomogeneous fluid conditionally named DM. Moreover, two different type of non - gravitational interactions were taken into account having in mind that performed analysis will be used in future during study of structure formation. Cosmographic analysis of non - interacting model revealed that the model is free from cosmological coincidence problem, moreover, transition between decelerated and acceleration expansion phases exist. On the other hand, it has been observed, that decreasing of viscosity parameter χ will change nature of DE from phantom to quintessence (at higher redshifts), while at lower redshifts it is always a model of quintessence DE. Study of EoS of viscous fluid shows that it is usual fluid with $\omega_{DM} > 0$ at higher redshifts, but at lower redshifts it can evolve either into DE, or will continue to be usual fluid, for appropriate values of χ . Interesting feature of considered viscous fluid is transformation into pressureless fluid with ω_{DM} . Having this in mind, we consider two models involving two forms of interaction and observed that there are crucial aspects in dynamics of cosmological parameters differ observed for non - interacting model. In particular, we observed that in interacting models transitions are only between early time phantom and late time phantom universes. However, this helps also to have transition universe free from cosmological coincidence problem. It has been observed that increase of interaction parameter b will increase transition redshift, when interaction is

given by Eq. (7), while when interaction is given by Eq. (8), then transition redshift will decrease. In the last section of this work within the graphical behavior of the dynamics of entropy the validity of generalized second law has been demonstrated. Moreover, taking into account modified two point $Om h^2$ analysis and estimated values of it for $z_1 = 0$, $z_2 = 0.57$ and $z_3 = 2.34$, it has been found that for non - interacting model $\chi = 0.1$ is slightly favorable case then $\chi = -0.1$. Recall, that $\chi = 0.1$ provides DM model which with $\omega_{DM} > 0$ evolves to pressureless fluid with $\omega_{DM} = 0$. However, considered interactions support models with $\chi = -0.1$ providing DM to be a quintessence DE in recent universe. Discussed results are consistent with PLANCK 2015 constraints [36], however, for comprehensive picture a detailed study of the models within χ^2 should be organized. This we left to be discussed with structure formation study. On the other hand, due to the behavior of ω_{DE} at low redshifts interesting discussion can be organized involving study on future type singularities [37]. It is also possible to consider different forms of non - linear and non - linear sign changeable interactions involving different parameterizations of viscosity. Moreover, it will be interesting to study suggested model in case of existence of extra dimensions, since consideration of such situation provides modification of GR and solutions to problems of modern cosmology.

Мартирос Хуршудян

Институт физических исследований, Национальная Академия Наук, г. Аштарак, Республика Армения.

Международная лаборатория теоретической космологии, ТУСУР, Томск.

Томский государственный педагогический университет

О вязкой Вселенной голографической темной энергии с обрезками Ножири-Одинцова

В этой статье мы представляем результаты по изучению ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной благодаря голографической темной энергии с ограничениями Нодзири-Одинцова, включая специфическую форму вязкости. Результаты были обсуждены в ходе конференций QFTG 2016 года и SCD 2016 года в Томске.

Keywords: ускоренное расширение, крупномасштабная Вселенная, темная энергия.

Список литературы

- [1] A. G. Riess et al., Astron. J. 116, 1009-1038 (1998).
- [2] S. Perlmutter et al., Astrophys. J. 517, 565-586 (1999).
- [3] L. Verde et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 335, 432-441 (2002).
- [4] Jaewon Yoo, Yuki Watanabe, Int. J. Mod. Phys. D 21, 1230002 (2012).
- [5] Jerome Martin, C. R. Physique 13 (2012) 566-665
- [6] J. Sadeghi et al., Res. Astron. Astrophys. 15 (2015) 175
- [7] J. Sadeghi et al., JCAP12(2013)031
- [8] Kazuharu Bamba et al., Astrophysics and Space Science (2012) 342:155-228
- [9] E. Elizalde et al., Phys.Rev. D70 (2004) 043539
- [10] E. Elizalde et al., Phys.Rev. D77 (2008) 106005
- [11] S. Nojiri et al., Phys.Rev. D70 (2004) 103522
- [12] S. Nojiri, S. D. Odintsov, Gen.Rel.Grav. 38, 1285-1304 (2006).
- [13] S. Nojiri, S. D. Odintsov, Phys.Lett. B562 (2003) 147-152
- [14] S. Nojiri, S. D. Odintsov, Phys.Lett. B637 (2006) 139-148
- [15] I. Brevik et al., Phys.Rev. D84 (2011) 103508
- [16] I. Brevik et al., Phys.Rev. D86 (2012) 063007
- [17] A. V. Astashenok, S. D. Odintsov, Phys.Lett. B718 (2013) 1194-1202
- [18] A. V. Astashenok et al., Phys.Lett. B713 (2012) 145-153
- [19] E.O. Kahya et al, The European Physical Journal C 75, 43 (2015)
- [20] Sadeghi et al., Int. J. Theor. Phys. 53, 2246 (2014).
- [21] M. Khurshudyan et al. Int. J. Theor. Phys. 53, 2370 (2014).

- [22] M. Khurshudyan and R. Myrzakulov, arXiv:1509.02263 (2015).
- [23] S. Nojiri, S. D. Odintsov, Phys. Rev. D72, 023003 (2005).
- [24] S. Capozziello et al., Phys. Rev. D73, 043512 (2006).
- [25] S. Nojiri, S.D. Odintsov, Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys. 4, 115-146 (2007).
- [26] T. Clifton et al., Physics Reports 513, 1-189 (2012).
- [27] V. Sahni et al., JETP Lett. 77, 201 (2003).
- [28] V. Sahni et al., Phys. Rev. D 78 103502 (2008).
- [29] V. Sahni et al., Phys Rev D 78, 103502 (2008).
- [30] R. R. Caldwell, E. V. Linder, Phys. Rev. Lett. 95, 141301 (2005).
- [31] M. Arabsalmani and V. Sahni, Phys. Rev. D83, 043501 (2011).
- [32] M. Khurshudyan, Astrophysics and Space Science 2016, 361:232
- [33] Yu. L. Bolotin et al., Int. J. Mod. Phys. D 24, 1530007 (2015)
- [34] M. Khurshudyan, R. Myrzakulov, arXiv:1509.02263.
- [35] V. Sahni, A. Shafieloo, and A. Starobinsky, Astrophys. J. 793, L40 (2014).
- [36] Planck Collaboration, arXiv:1502.01589 (2015).
- [37] Nojiri, S. et al., Phys. Rev. D71, 063004 (2005).

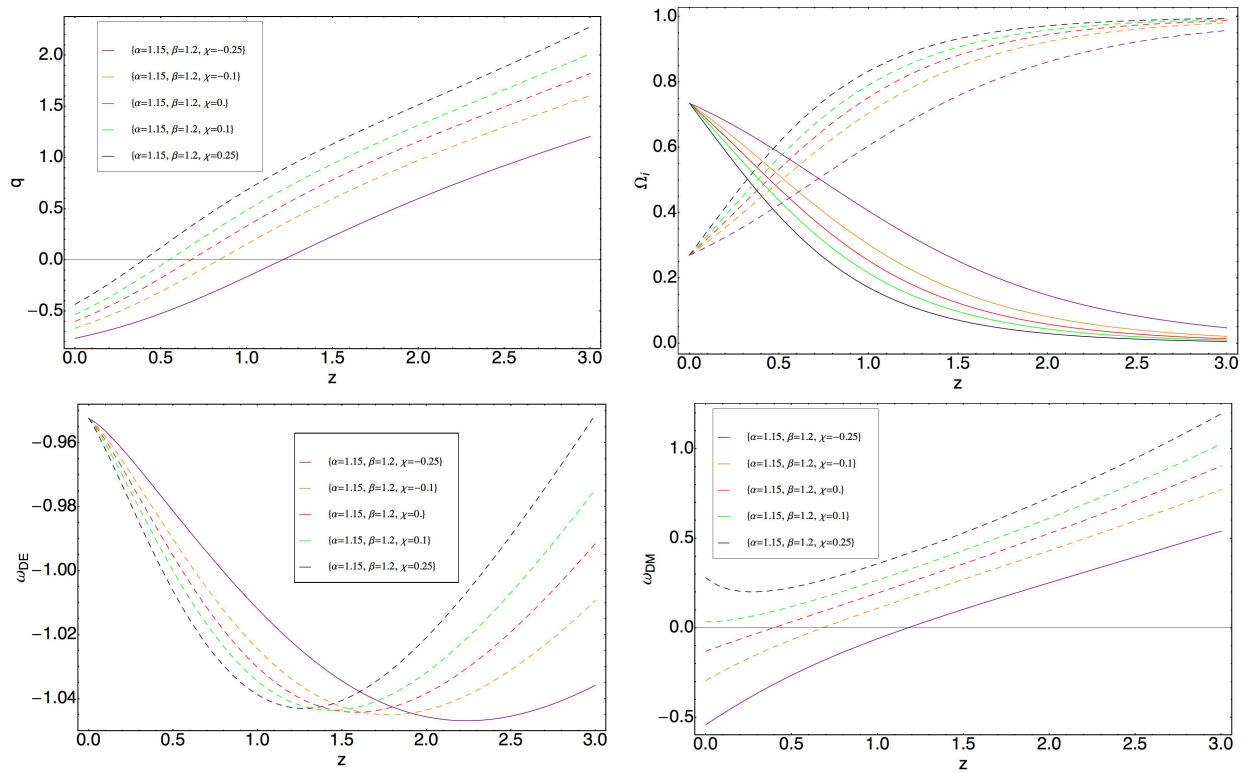


Figure 1: The graphical behavior of the deceleration parameter q and Ω_{DE} (solid lines) with Ω_{DM} (dashed lines) versus redshift z is presented by the top panel. The bottom panel represents the graphical behavior of ω_{DE} and ω_{DM} . Presented behavior for Ω_{DE} and Ω_{DE} is according to the same value of parameters as for q , ω_{DE} and ω_{DM} . Presented graphical behavior corresponds to non - interacting model.

(χ, α, b)	$Om h^2(z_1, z_2)$	$Om h^2(z_1, z_3)$	$Om h^2(z_2, z_3)$
$(-0.25, 1.15, 0)$	0.064	0.085	0.086
$(-0.1, 1.15, 0)$	0.099	0.174	0.181
$(0, 1.15, 0)$	0.126	0.255	0.266
$(0.1, 1.15, 0)$	0.153	0.355	0.372
$(0.25, 1.15, 0)$	0.196	0.549	0.579
$(-0.1, 0.75, 0)$	0.127	0.062	0.056
$(-0.1, 0.85, 0)$	0.122	0.073	0.069
$(-0.1, 0.95, 0)$	0.115	0.091	0.089
$(-0.1, 1.2, 0)$	0.096	0.222	0.233
$(0.1, 0.75, 0)$	0.167	0.082	0.075
$(0.1, 0.85, 0)$	0.165	0.102	0.097
$(0.1, 0.95, 0)$	0.162	0.136	0.133
$(0.1, 1.2, 0)$	0.151	0.547	0.582

Table 1: Estimated values of $Om h^2$ for non - interacting model

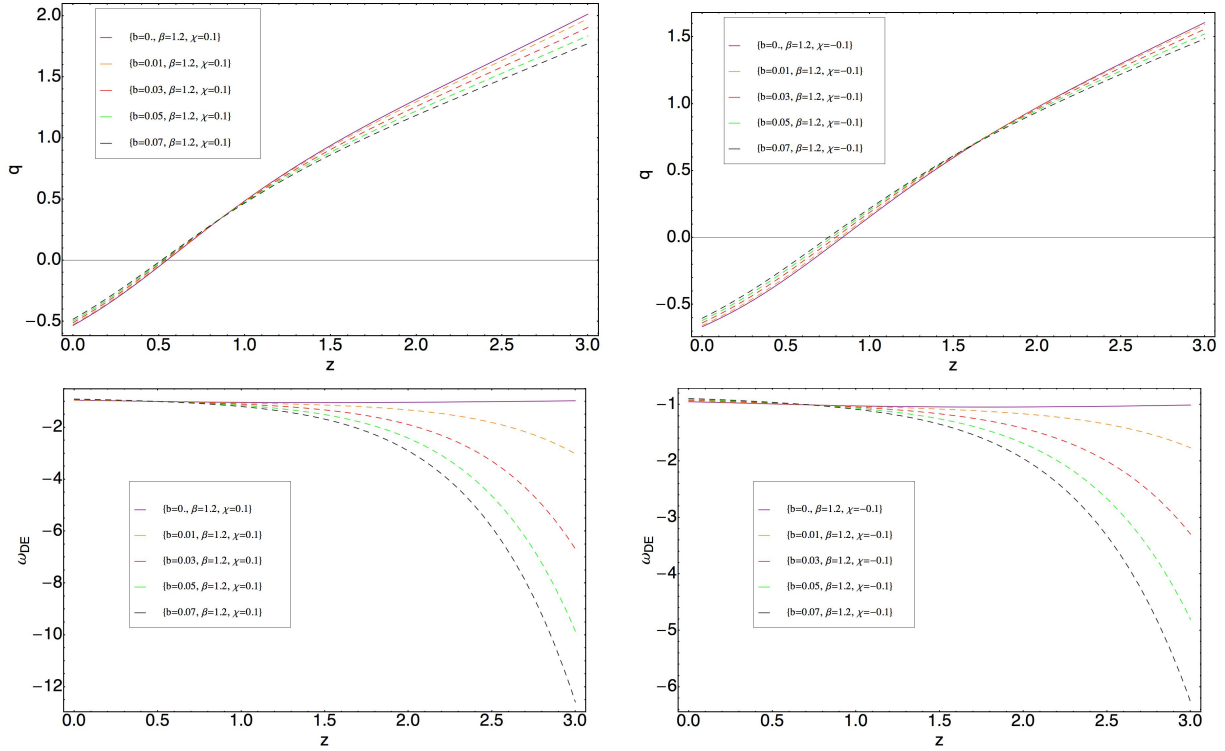


Figure 2: The graphical behavior of the deceleration parameter q and ω_{DE} versus redshift z corresponding to interacting model with interaction given by Eq. (8). The left panel corresponds $\chi = 0.1$ case, while the case corresponding $\chi = -0.1$ is presented on the right panel. $\alpha = 0.15$, $H_0 = 0.7$ and $\Omega_{DM} = 0.27$

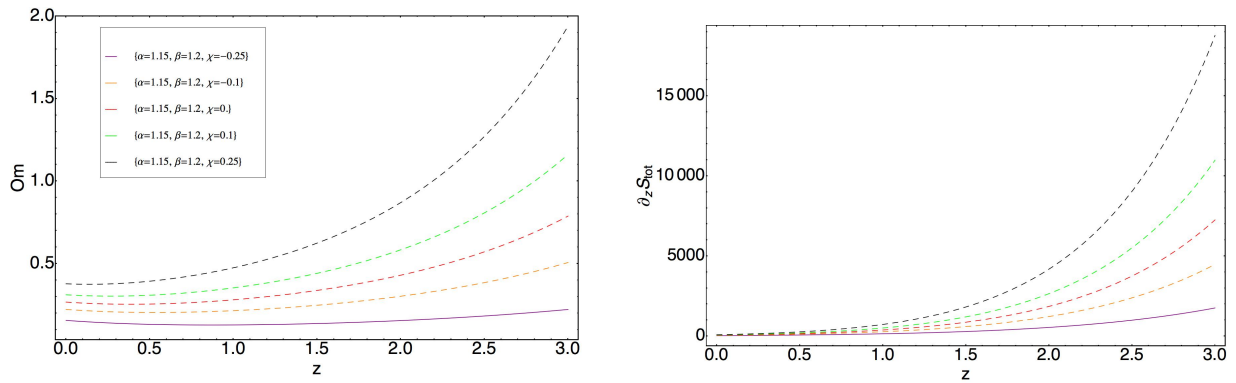


Figure 3: The graphical behavior of Om versus redshift z corresponds to the left plot. The right plot represents validity of generalized second law of thermodynamics. The case corresponds to non - interacting model

Martiros Khurshudyan

Institute for Physical Research, National Academy of Sciences, Ashtarak, Republic of Armenia.

Laboratory for Theoretical Cosmology, TUSUR, Tomsk, Russia.

Tomsk State Pedagogical University Tomsk, Russia

E-mail: khurshudyan@yandex.ru

UDC 524.68

A.A. Potapov, G.M. Garipova, K.K. Nandi

Perfect fluid dark matter model revisited

We revisit certain features of an assumed spherically symmetric perfect fluid dark matter halo in the light of the observed data of our galaxy, the Milky Way (MW). The idea is to apply the Faber-Visser approach of combined observations of rotation curves and lensing to a first post-Newtonian approximation to «measure» the equation of state $\omega(r)$ of the perfect fluid galactic halo. However, for the model considered here, no constraints from lensing are used as it will be sufficient to consider only the rotation curve observations. The lensing mass together with other masses will be just computed using recent data.

Keywords: dark matter, perfect fluid, equation of state, galactic masses.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-46-49

Dark matter is at the core of modern astrophysics. Many well known theoretical models for dark matter exist in the literature. In this paper, we shall revisit the model of perfect fluid dark matter, developed in Ref. [1], in the light of the observed/inferred data of our galaxy. The solution may be thought of as a dark matter induced spacetime embedded in a static cosmological Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) background. The model considered here assumes that a spherical dark matter distribution is the only gravitating source. Actually, there is practically little dark matter hidden in the disk. Hence, to explain the rotation curve measurements, we are forced to assume that dark matter in the halo region is spherically distributed and, if it is non-baryonic, would not be expected to collapse into a disk-like structure.

The general static spherically symmetric spacetime is represented by the following metric:

$$ds^2 = -e^{\nu(r)} dt^2 + e^{\lambda(r)} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

where the functions $\nu(r)$ and $\lambda(r)$ are the metric potentials. For the perfect fluid, the matter energy momentum tensor T_{β}^{α} is given by $T_t^t = \rho(r)$, $T_r^r = T_{\theta}^{\theta} = T_{\varphi}^{\varphi} = p(r)$, where $\rho(r)$ is the energy density, $p(r)$ is the isotropic pressure. Considering flat rotation curve as an input, an exact solution of Einstein field equations is derived in [1]:

$$e^{\nu(r)} = B_0 r^l, \quad (2)$$

$$e^{\lambda(r)} = \frac{c}{a} + \frac{D}{r^a}, \quad (3)$$

$$a = -\frac{4(1+l)-l^2}{2+l}, \quad (4)$$

$$c = -\frac{4}{2+l}, \quad (5)$$

$$l = 2v_c^2 / c_0^2, \quad (6)$$

where $B_0 > 0$, D are integration constants and v_c is the circular velocity of stable circular hydrogen gas orbits treated as probe particles. The exact energy density and pressure are

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{l(4-l)}{4+4l-l^2} r^{-2} - \frac{D(6-l)(1+l)}{2+l} r^{\frac{l(2-l)}{2+l}} \right], \quad (7)$$

$$p(r) = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{l^2}{4+4l-l^2} r^{-2} + D(1+l) r^{\frac{l(2-l)}{2+l}} \right]. \quad (8)$$

The free adjustable parameter D , having the dimension of $(\text{length})^{-2}$, in the solution is extremely sensitive and its value can be decided only by observed physical constraints. In the present case, the constraint is that the galactic fluid be non-exotic and attractive, i.e., the equation of state parameter $\omega(r) = p(r)/\rho(r) \geq 0$ must hold within the halo radius.

In Ref. [2] Faber and Visser considered the metric in the form

$$ds^2 = -e^{2\Phi(r)} dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{2m(r)}{r}} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (9)$$

Comparing it with the metric (1), we have

$$m(r) = \frac{r(1-c/a - D/r^a)}{2}, \quad (10)$$

$$\Phi(r) = \frac{\log B_0 + l \log r}{2}. \quad (11)$$

The potentials $\Phi_{RC}(r)$ and $\Phi_{Lens}(r)$, obtained respectively from the rotation curve data and gravitational lensing observations, are derived to be

$$\Phi_{RC}(r) = \frac{\log B_0 + l \log r}{2}, \quad (12)$$

$$\Phi_{Lens}(r) = \frac{\Phi(r)}{2} + \frac{1}{2} \int \frac{m(r)}{r^2} dr = \frac{\log B_0 + l \log r}{4} + \frac{\frac{4(1+l)-l^2}{2+l} r^{\frac{l(2-l)}{2+l}} + l(l-4) \log r}{4(l^2 - 4l - 4)}. \quad (13)$$

When the pressures and matter fluxes are small compared to the mass-energy density then $\Phi_{RC}(r) = \Phi_{Lens}(r)$, otherwise they may not be equal.

One pseudo-mass, inferred from rotation curve measurements, is given by

$$m_{RC}(r) = r^2 \Phi'(r) = lr/2. \quad (14)$$

Another pseudo-mass, obtained from lensing measurements, is defined as

$$m_{Lens}(r) = \frac{r^2 \Phi_{RC}(r)}{2} + \frac{m(r)}{2} = \frac{r[a(1+l-Dr^{-a})-c]}{4a}. \quad (15)$$

For the equation of state parameter for perfect fluid, we should evaluate ω and impose the constraint that up to

$$\omega(r) = \frac{p_r(r) + 2p_t(r)}{\rho(r)} \geq 0, \quad (16)$$

which will provide a limit on D . From the first order approximations of Einstein's equations, one obtains

$$\rho(r) = \frac{2m'_{Lens}(r) - m'_{RC}(r)}{4\pi r^2} = \frac{r^{(-2-a)}[-cr^a + a(r^a - D) + a^2 D]}{8\pi a}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} p_r(r) + 2p_t(r) &= \frac{2[m'_{RC}(r) - m'_{Lens}(r)]}{4\pi r^2} = \\ &= \frac{r^{(-2-a)}[cr^a - a^2 D + a((l-1)r^a + D)]}{8\pi a}. \end{aligned} \quad (18)$$

Then Eq. (16) yields

$$\begin{aligned} \omega(r) &= \frac{p_r(r) + 2p_t(r)}{3\rho(r)} \approx \frac{2}{3} \frac{m'_{RC}(r) - m'_{Lens}(r)}{2m'_{Lens}(r) - m'_{RC}(r)} = \\ &= \frac{cr^a - a^2 D + a[(l-1)r^a + D]}{3[-cr^a + a(r^a - D) + a^2 D]}. \end{aligned} \quad (19)$$

Observationally, such exact equalities as $p_r = p_t$ are impossible to attain. It follows that the difference in dimensionless pressures is not zero but [3]

$$\begin{aligned} 4\pi r^2[p_r(r) - p_t(r)] &= \frac{2}{r}(m_{RC} - m_{Lens}) - \\ &- r \left[\frac{m_{RC} - m_{Lens}}{r} \right]' + O\left(\frac{2m}{r}\right)^2 = \\ &= \frac{r^{(-a)}[cr^a + 2a^2 D + a((l-1)r^a + D)]}{8\pi a}. \end{aligned} \quad (20)$$

which is just the post-Newtonian version of isotropicity of the perfect fluid. However, this value of the right hand side for our galaxy is exceedingly small but not exactly zero.

The next issue is whether the model is Newtonian or not, that is, how much of pressure contribution to mass is there. For this, we need to compare the Newtonian mass given by Eqs. (17) and (18),

$$M_N(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr = \frac{r(a-c-ar^{-a}D)}{2a} \quad (21)$$

and the mass in the first post-Newtonian approximation [2]

$$M_{pN}(r) = 4\pi \int_0^r (\rho + p_r + 2p_t) r^2 dr = \frac{lr}{2}. \quad (22)$$

The Faber-Visser χ -factor, designed to provide a measure of the size of the pressure contribution, can be obtained from Eq.(19)

$$\chi(r) = \frac{m'_{Lens}(r)}{m'_{RC}(r)} = \frac{2+3\omega(r)}{2+6\omega(r)}. \quad (23)$$

There are recent works on constraining the mass and extent of the Milky Way's halo. We shall use a virial radius $R_{vir} \sim 200$ kpc, and a virial mass $M_{vir} \sim 1.5 \times 10^{12}$ Solar masses [3]. We adopt them as the halo radius and mass of our galaxy.

Our strategy is to first find $\omega(r)$ from the Faber-Visser Eq. (19) using the input of v_c (that is, l) at some radius r . Next, within the halo boundary $R_{MW} \sim 200$ kpc, we impose the constraint $\omega(r < 200 \text{ kpc}) > 0$ which means attractive dark matter halo. At the boundary itself, we impose that $\omega(R_{MW}) = 0$ thereby allowing for a change of sign in $\omega(r)$ beyond the halo boundary. We then analyze in detail the numerical limits on $\omega(r)$ using the observed value of l and different signs of the adjustable parameter D .

Following Xue et al [4], we take $v_c(60 \text{ kpc}) = 175 \text{ km/s}$ which means $l = 2v_c^2/c_0^2 = 6.80 \times 10^{-7}$. We now consider three cases of signs of parameter D .

The case $D=0$ imply that the perfect fluid approximates to dust dark matter (see Fig. 1). The case $D < 0$ has a number of implications (Fig. 2). The last sector has positive energy density and negative pressure (Fig. 3), but the matter is not exotic as it still does not violate the Null Energy Condition (NEC). For $D > -4.84 \times 10^{-18}$, the halo radius can be arbitrarily shifted away from 200 kpc (Fig. 4), which means that D can be adjusted to the possibility of having a larger Milky Way halo than considered here.

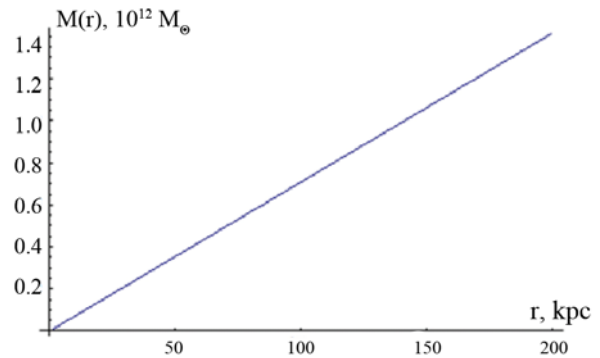


Fig. 1. Dust-like dark matter case

The case $D > 0$ signals the presence of non-negligible pressure in the halo as opposed to the CDM paradigm but also leads to a singularity in $\omega(r)$ that can only be arbitrarily shifted at will by choosing D but not removed.

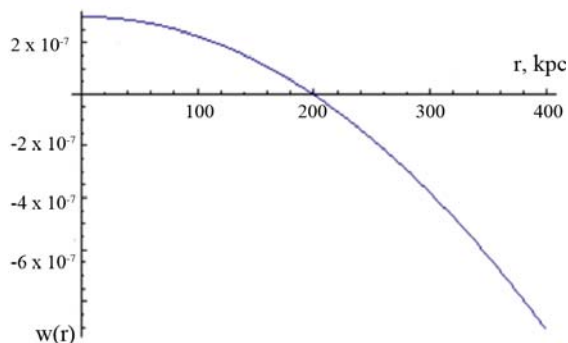
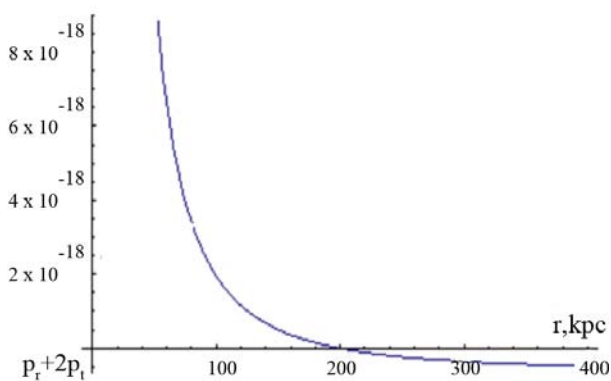
Fig. 2. The case $D < 0$ 

Fig. 3. Positive energy density and negative pressure region

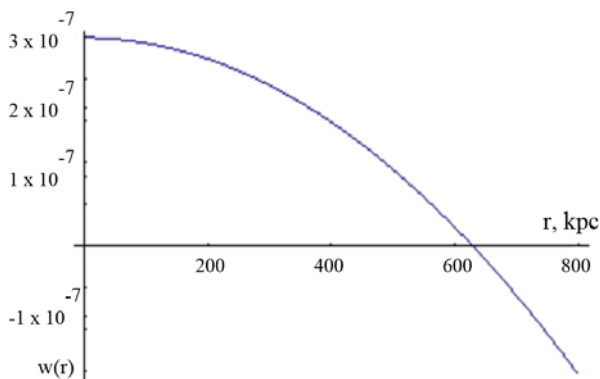


Fig. 4. The galactic halo radius

In view of the consistency with the recent galactic data we suggest an overall range $-4.84 \times 10^{-18} < D \leq 0$ which in turn leads to $0 \leq \omega(r) \leq 2.8 \times 10^{-7}$ for the perfect fluid singularity-free equation of state of dark matter. As we see, the values are concentrated around $D \sim 0$ leading to a strong constraint of dust-like dark matter which is supported also by CMB constraints [5, 6]. This is the main result of our paper.

References

1. Nandi K.K. Perfect fluid dark matter / K.K. Nandi, F. Rahaman, A. Bhadra, M. Kalam and K. Chakraborty // *Physics Letters B*. – 2010. – Vol. 694, Is. 1. – PP. 10–15.
2. Faber T. Combining rotation curves and gravitational lensing: how to measure the equation of state of dark matter in the galactic halo / T. Faber, M. Visser // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 372, Is. 1. – PP. 136–142.
3. Dehnen W. The velocity dispersion and mass profile of the Milky Way / W. Dehnen, D.E. McLaughlin and J. Sanchania // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 369, Is. 4. – PP. 1688–1692.

Potapov Alexandr Anatol'evich

Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor,
Bashkir State University, Sterlitamak department
Phone.: +7-917-485-53-07
E-mail: potapovaa@mail.ru

Garipova Guzel Minnizievna

Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor,
Bashkir State University, Sterlitamak department
Phone.: +7-962-546-88-52
E-mail: goldberg144@gmail.com

Kamal Kanti Nandi

Ph. D. (IIT, Madras), Professor,
Bashkir State Pedagogical University
Phone.: +7-961-043-01-34
E-mail: kamalnandi1952@yahoo.co.in

Потапов А.А., Гарипова Г.М., Нанди К.К.

Пересмотр модели идеальной жидкости по отношению к темной материи

Пересматриваются некоторые особенности сферически симметричного гало Млечного пути, предположительно образованного темной материей, которая может быть моделирована как идеальная жидкость, на основе имеющихся наблюдательных данных. Ключевая идея состоит в том, чтобы применить формализм Фабера–Виссера, касающийся кривой вращения галактики и гравитационного линзирования, к первому постньютоновскому приближению, чтобы получить данные об уравнении состояния $\omega(r)$ идеальной жидкости, формирующей гало. Вообще говоря, для предполагаемой здесь модели нет жестких ограничений на основе эффекта линзирования – ограничения достаточным образом вводятся из данных, вытекающих из кривых вращения. Масса линзы-источника и другие характеристики вычислены с использованием последних данных.

Ключевые слова: темная материя, идеальная жидкость, уравнение состояния, массы галактик.

UDC 004.8

A.T. Nguyen, A.M. Korikov

Neural network model with fuzzy activation functions for time series predictions

This study develops neural models using fuzzy activation functions to solve the problems of time series predictions. Several fuzzy neural networks with different types of activation function are created. The paper shows the comparison result between the feasibilities of these networks for solving time series prediction problems.

Keywords: fuzzy neural network, fuzzy activation function, membership function, time series predictions.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-49-51

In recent years, methods based on artificial intelligence have been widely used to solve prediction problems for data provided in the time series form. Several neural network models have been developed, such as the feed-forward network and the Elman network models [1]. In this paper, we propose fuzzy neural networks that utilize membership functions as activation functions (AFs) to obtain time series solutions.

Modeling of membership functions as the activation functions

According to literature [2], the fuzzy number is a convex, normalized fuzzy set, whose membership function $\mu(x)$ is at least segmentally continuous. Moreover, $\mu(x)$ must have a functional value at only one value of x . This value of x is regarded as the mean of the fuzzy number.

There are various different types of AF used in neural networks. In this paper, we propose a new form of membership function using the triangular fuzzy number $\tilde{N} = (A, B, C)$, where A, B and C are three specific points.

The support of fuzzy number \tilde{N} is defined as follow [2]:

$$\text{supp}(\tilde{N}) = [A, C]: \mu_N(x) > 0, \forall x \in [A, C].$$

The LR-type membership function, which is defined by expression (1), is used in our paper [3].

$$\mu_N(x, A, B, C) = \begin{cases} f_L(x), & x \in [A, B]; \\ 1, & x = B; \\ f_R(x), & x \in (B, C]; \\ 0, & x \notin [A, C]. \end{cases} \quad (1)$$

where $f_L(x)$, $f_R(x)$, which have the form of second-order polynomial, denote the left and right parts of the membership function.

If $f_L(x)$, $f_R(x)$ are second-order polynomials and their derivatives, equal zero at specific points, the membership function given by equation (1) could be given by one of these expressions [3]:

$$\begin{cases} f_L'(A) = 0; \\ f_R'(C) = 0. \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} f_L'(A) = 0; \\ f_R'(C) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} f_L'(A) = 0; \\ f_R'(C) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} f_L'(A) = 0; \\ f_R'(C) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

The shapes of membership functions utilizing triangular fuzzy numbers with the conditions (2)–(5) are shown in Fig. 1.

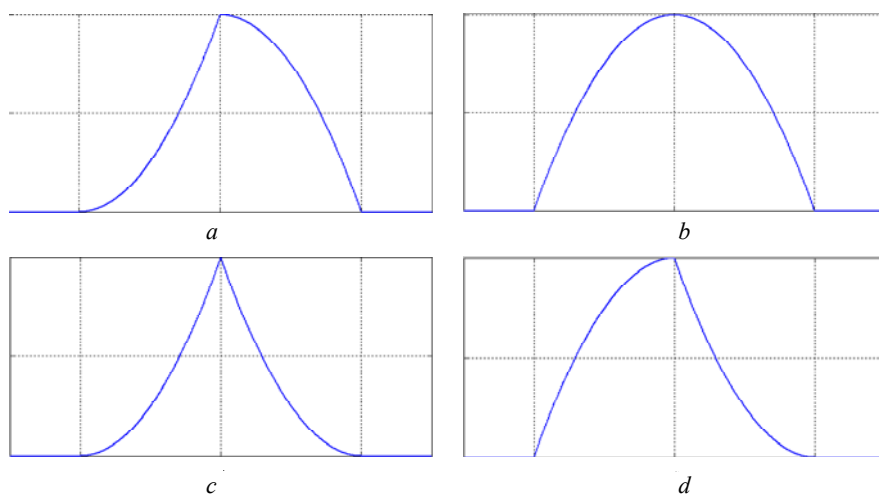


Fig. 1. Membership functions with additional conditions: a – conditions by equation (2); b – conditions by equation (3); c – conditions by equation (4); d – condition by equation (5)

A fuzzy neural network is represented in a multi-layer feed-forward network with AND – OR neurons [4]. More details about the definitions of AND – OR neurons can be found in [5]. The AND and OR fuzzy neurons realize pure logic operations on the membership values. The role of the connections is to differentiate between particular levels of impact that the individual inputs might have on the result of aggregation.

The fuzzy neural network, which is mentioned above, is termed the first-type fuzzy neural networks. The present paper proposes the second-type fuzzy neural network model, whose AFs are given by Fig. 1. The first-type fuzzy neural networks utilize fuzzy inference systems by neural network methods. For the second-type fuzzy neural network model, fuzziness is an attribute of neurons. Moreover, it is necessary to study the third type of fuzzy neural network, which is formed by combining the first and second types.

Application of the second-type fuzzy neural network to solve the problem of time series predictions

Time series are sequences of numbers having time-dependent characteristics. A time series is usually represented by a vector $x(t)$, $t = 0, 1, \dots$, where t – elapsed time.

Theoretically, the value of x changes continuously with time t . However, for numerical analyses, signals of physical systems are represented by series of discrete data. The windowing method [6] is used to divide time series into segments (windows), and then a training data set is obtained. After using the windowing method with the segments of size d , we can create the mapping set of input-output data. The methods of so-called «theory of experiment» [7] are used to process the data of the experiment.

In this paper, we investigate the feasibility of the second-type fuzzy neural network model for the problem of time series predictions.

The experiment uses the set of time series data, which provides daily measured pollution for the last one and half years. The fuzzy neural network is built based

on a NAR network [8]. The hidden layer comprises 200 neurons with fuzzy AFs. A linear AF is employed for the output layer.

Table 1

Input-output data set	
Input	Output
$x(1), x(2), x(3), \dots, x(d)$	$x(d+1)$
$x(2), x(3), x(4), \dots, x(d+1)$	$x(d+2)$
\vdots	\vdots
$x(n-d-1), x(n-d), x(n-d+1), \dots, x(n-1)$	$x(n)$

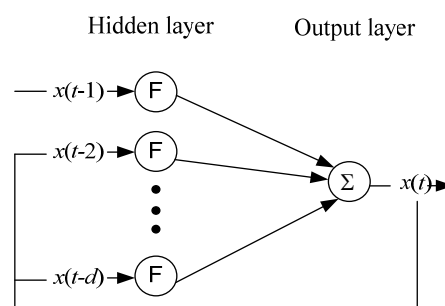


Fig. 2. Network structure

The training process is based on Levenberg-Marquardt backpropagation procedure [8]. This training function is the fastest backpropagation-type algorithm. The Levenberg-Marquardt backpropagation algorithm was designed to approximate the second-order derivative with no need to compute the Hessian matrix, therefore increasing the training speed. For the training process, data are randomly divided with 70% used for training and 30% for testing.

Figure 3 shows the time-series response after training with our neural network when using ordinary.

By showing mean squared errors, Table 2 can confirm the accuracy of the prediction by each neural network model.

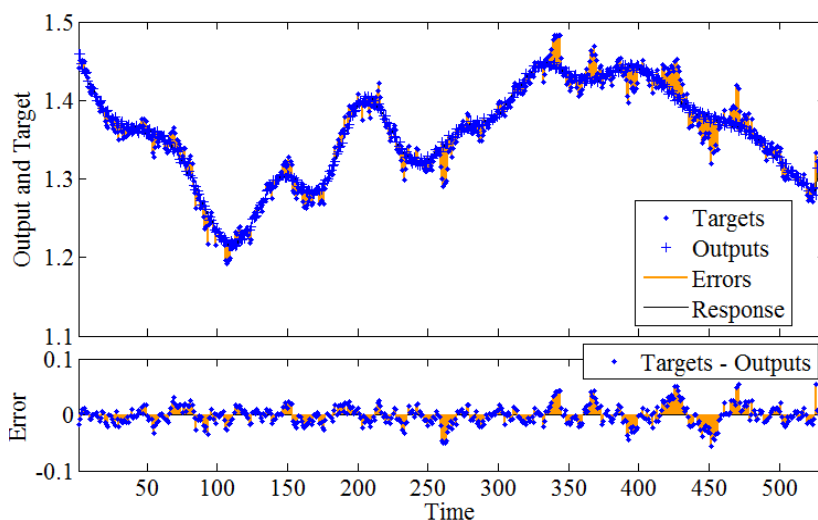


Fig. 3. Time-series response by neural networks using ordinary AF

Table 2

Mean squared errors by neural networks using ordinary and fuzzy AFs

Ordinary AF	AF type <i>a</i>	AF type <i>b</i>	AF type <i>c</i>	AF type <i>d</i>
26×10^{-5}	28×10^{-5}	19×10^{-5}	27×10^{-5}	25×10^{-5}

From the test results it follows that the mean squared errors of predicted data are less than 5%. Therefore, the neural networks with fuzzy activation functions can be used for the problems of time series predictions with an acceptable level of accuracy.

The results also showed that neural networks with the fuzzy activation functions type *b* and type *d* can provide more precise results than those by neural network models with an ordinary activation function.

Conclusions

The paper shows that the model of second- type fuzzy neural neuron and fuzzy neural network can well solve the problems of time series predictions. Therefore, neural networks with fuzzy impulse activation functions may be commonly used in various fields, such as business, medicine, science, etc. for some problems of classification, prediction, approximation, etc. For the next studies, we will analyze the advantages of each fuzzy activation function and when to use them.

References

1. Puchkov E.V. Methodology of training recurrent artificial neural network with dynamic stack memory / E.V. Puchkov, V.B. Lila // Software products and systems. – 2014. – № 4 (108). – PP. 132–135.
2. Beer M. Fuzzy Randomness: Uncertainty in Civil Engineering and Computational Mechanics / M. Beer, B. Moller. – New York: Springer-Verlag, 2004. – 307 p.
3. Yefremov A.A. On application of stepwise-continuous functions to setting the membership functions of (L-R)-type fuzzy numbers / A.A. Yefremov, A.M. Korikov // Siberian Journal of Science. – 2011. – № 1 (1). – PP. 340–343.
4. Yarushkina N.G. Lectures on Neuroinformatics. – M.: Moscow Engineering Physics Institute, 2004. – PP. 151–199.
5. Fuller R. Neural fuzzy systems. – Abo Akademi University. – 1995. – 346 p.
6. Latypova R.R. Prediction regional dynamics with spatial relationships based on neural networks / R.R. Latypova, A.P. Kirpichnikov, A.S. Semeenko // Kazan Technological University Journal. – 2014. – № 15. – PP. 320–325.
7. Korikov A.M. Experiment in scientific research // Doklady Tomskogo gosudarstvennogo universiteta system upravleniya i radioelektroniki [Proceedings of Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics]. – 2015. – № 2(36). – PP. 148–154.
8. An Application of Non-Linear Autoregressive Neural Networks to Predict Energy Consumption in Public Buildings / L.G.B. Ruiz, M.P. Cuellar, M.D. Calvo-Flores, M.D.C.P. Jimenez // Energies. – 2016. – № 9 (9). – 684 p.

Nguyen Anh Tu

Department of Automatics and Computer Systems,
National Research Tomsk Polytechnic University
Phone.: +7-952-157-48-78
E-mail: nguyenanhtu@tpu.ru

Korikov Anatoliy Mihailovich

Head of the Department of Automatic Control Systems,
Tomsk State University of Control Systems
and Radioelectronics;
Professor of the Department of Automatics and Computer
Systems, National Research Tomsk Polytechnic University
Phone.: +7 (382-2) 41-42-79
E-mail: korikov@asu.tusur.ru

Нгуен А.Т., Кориков А.М.

Модель нейронной сети с нечеткими функциями активации для прогнозирования временного ряда

Разрабатываются модели нейронов с нечеткими функциями активации для решения проблемы прогнозирования временных рядов. На основе моделей нейронов с нечеткими функциями активации создаются модели нечетких нейронных сетей (ННС) и проводится анализ возможностей ННС для решения задач прогнозирования временных рядов.

Ключевые слова: модель нейрона, функция принадлежности, функция активации, прогнозирование временных рядов.

About TUSUR

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-53-53

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics (TUSUR) – is one of the leading engineering universities in Russia. Priority lines of research at TUSUR correspond to priority directions of science, technique and technology identified by the Russian Federation, as well as critical technologies and key directions of global scientific and technological development and include: Nanotechnology, Radiotechnical and Telecommunication Systems, Intelligent Power Electronics, Intelligent Information Systems and Control Systems, Information Security, Innovations and Robotics. For its entire history (established in 1962) TUSUR has been a science and education center for the cutting edge research conducted for the main high-tech industries in Russia.

Beginning from the year 2000 TUSUR implements a complex development model that focuses on entrepreneurship. One of the first steps towards the entrepreneurial infrastructure was creation of the first student business incubator in Russia in 2004. Two years after, in 2006, TUSUR triumphed at the first State Innovation program in Education with its project «Development and implementation of an education strategy to train engineers able to generate a new massive wave of high-tech businesses». Today, the next stage of the strategy – Technology business incubator – hosts its residents.

In 2016 TUSUR became a member of the bigger program initiated by the Russian Government: «National technology platform» (NTP). Together with 11 Russian Universities it started to develop innovative products and introduce them into key industries, that according to NTP, will play a primary role in the world economy for the 20 years to come.

Intense research activity of the university employees relays on developed research infrastructure. Today, TUSUR has 8 research institutions, 59 laboratories, 2 design bureaus, 16 research and education centers (REC) including REC «Nanotechnologies», 3 centers of shared use, more than 30 design bureaus for students, 25 research groups. Since 2010, the number of research projects tripled in TUSUR. The part of the income com-

ing from research is over 40% in University budget, that corresponds to the one of the world leading universities. In the ranking of research efficiency of Russian Universities TUSUR also holds one of the leading positions with the output of 1 million rubles per faculty.

As a part of Russian Government Decree № 218 from April, 9, 2016 «On state support for development of university cooperation with high-tech industries», TUSUR implements nine large projects aimed to create national hi-tech production with following industrial partners: «Micran» LLC, JSC «Reshetnev Information satellite systems», JSC «Research institute of semiconductors», «Elec card group», JSC «Production company Milandr», LLC «Tomsk electronic technologies».

The high-level equipment and skilled personnel of the REC «Nanotechnologies» allow to implement the cutting-edge research projects for Russian and international industries. In 2016 there were built Microwave SoC transceiver based on SiGe technology and microwave MEMS switch. Within INTAS program TUSUR completed several international projects in the field of MMIC (Microwave monolithic integrated circuits) development with extreme characteristics for space and radio astronomic purposes, as well as software for automated design of MMIC. In cooperation with XLIM and CNES (France) was conceived a monolithic low-noise amplifier of 27–37 GHz range with extremely low noise ratio (1,7 dB) and filtering capacity, that allowed to enhance the performance of the space communication system (0,1 μm GaAs mHEMT-technology by OMMIC, France). Based on the same technology, together with ASTRON (Netherlands) was designed a monolithic low-noise amplifier of 0,3–1,2 GHz range for giant telescope being built for the SKADS European project.

Research Institute of Automatics and Electromechanics is one of the key developers and producers for pre-launch testing equipment installed onboard spacecrafts. In 2016 TUSUR signed an agreement with Rocket-missile corporation «Energy» for the development of onboard equipment for spacecraft – control module for onboard Li-ion batteries.

**ЭЛЕКТРОНИКА,
ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА,
РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ**

УДК 621.371.551

А.С. Аникин, М.В. Крутиков

Временные характеристики сигналов источника сантиметрового радиоизлучения, прошедших пересечённую наземную трассу

Проанализированы временные реализации огибающих принимаемых сигналов пространственно разнесёнными антеннами и разности фаз между ними на десятисекундных интервалах. Приведены экспериментальные оценки интервалов стационарности огибающей и разности фаз, зависимости от углового положения антенны передатчика интервалов временной корреляции огибающей и разности фаз, а также коэффициента взаимной корреляции огибающей и разности фаз. Полученные характеристики сопоставлены с ранее опубликованными результатами.

Ключевые слова: экспериментальные данные, огибающая, разность фаз, интервал стационарности, коэффициент корреляции, интервал временной корреляции, статистические характеристики, угловое положение антенны, источник радиоизлучения.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-57-63

Искажения огибающей принимаемых сигналов и разности фаз между сигналами в пространственно разнесённых точках на наземных пересечённых трассах прямой видимости и дифракции вызваны, главным образом, многолучевостью из-за отражения радиоволн подстилающей поверхностью и находящимися на ней объектами (местными предметами) [1, 2]. При пеленговании источника радиоизлучения на наземных пересечённых трассах в некоторых угловых положениях антенны передатчика наблюдаются аномально большие ошибки пеленгования, вызванные неадекватностью традиционных моделей принятых сигналов при разработке алгоритмов пеленгования условиям распространения радиоволн в условиях эксперимента. Это приводит к необходимости разработки статистических моделей принимаемых сигналов, адекватных экспериментальным данным. Модели используются для синтеза алгоритмов обработки сигналов, улучшающих технические характеристики радиотехнических систем [1, 3]. Интерес представляют статистические характеристики быстрых флуктуаций принятых сигналов, которые обычно наблюдаются на интервалах времени не более нескольких секунд [1–3].

Ранее были опубликованы работы по оценкам статистических характеристик флуктуаций огибающей, фазы и разности фаз принятых сигналов по временным реализациям длительностью 1–3 мин на сухопутных радиотрассах протяжённостью до 210 км в сантиметровом диапазоне длин волн [1–8]. В этих работах были получены экспериментальные оценки дисперсии, корреляционных и структурных функций, интервалов корреляции огибающих сигналов, принятых на разнесённые антенны, и разности фаз между ними в зависимости от дальности и углового положения узконаправленной передающей антенны, выявлены физические причины, приводящие к полученным закономерностям. Однако имеющиеся в распоряжении авторов материалы позволяют дополнить известные результаты оценками интервалов временной корреляции одновременно для огибающей принимаемых на разнесённые антенны сигна-

лов и разности фаз между ними, а также коэффициента взаимной корреляции огибающей и разности фаз в зависимости от углового положения направленной антенны РЛС и протяжённости радиотрассы. Эти характеристики являются важными для использования нормальной модели принимаемого сигнала [3].

Цель работы – получить оценки перечисленных выше статистических характеристик быстрых флуктуаций огибающей принимаемых сигналов и разности фаз между ними при пространственно разнесённом приёме для различной ориентации остронаправленной антенны передатчика и протяжённости трассы.

Статистические характеристики определены путём обработки экспериментальных данных, полученных сотрудниками НИИ РТС ТУСУР в 2008–2010 гг. [6–8].

На оценки статистических характеристик принимаемых сигналов влияют параметры экспериментальной аппаратуры, поэтому приведём её краткое описание.

Описание экспериментальной установки

Для проведения экспериментальных измерений использовались приёмно-измерительная аппаратура (приёмный пункт) и аппаратура передающего пункта (РЛС), изготовленная сотрудниками НИИ РТС ТУСУРа. Подробное описание приёмно-измерительной аппаратуры изложено в работе [9].

Во время проведения экспериментальных измерений антенна передатчика (РЛС) принимала фиксированные угловые положения в интервале $\pm 6^\circ$ с шагом 3° , отсчитываемые от направления на приёмный пункт. Оценка статистических характеристик производилась по временным реализациям огибающих последовательности импульсных радиосигналов на выходе пространственно-разнесённых антенн и разности фаз между ними, которые регистрировались ранней осенью сеансами длительностью 10 с с дискретностью $\Delta t = 0,01$ с при фиксированном угловом положении антенны РЛС. Качественная оценка характеристик сигнала производилась вручную путём анализа каждой реализации общим количеством более 600 шт.

Аппаратура источника излучения и приёмного пункта была синхронизирована. При измерениях производилась запись в память ЭВМ цифровых отсчётов принятых сигналов за определённый промежуток времени (в окне регистрации). Укрупнённая структурная схема экспериментального комплекса приведена на рис. 1.

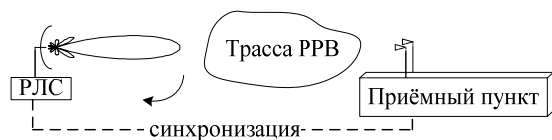


Рис. 1. Укрупнённая структурная схема комплекса при проведении экспериментальных измерений

При измерениях РЛС сантиметрового диапазона излучала радиопульсы длительностью 300 нс (по уровню -3 дБ) с частотой повторения 2 кГц. РЛС имела зеркально-параболическую антенну диаметром 110 см типа Кассегрена с облучателем в виде открытого конца прямоугольного волновода. Ширина ДНА в плоскости азимута по уровню -3 дБ около $1,7^\circ$. Уровень боковых лепестков не превышает -15 дБ. При обработке экспериментальных данных рассматривались только случаи излучения радиоволн вертикальной поляризации.

Приёмник с динамическим диапазоном 71 дБ имеет чувствительность -100 дБ/мВт (3,2 мкВ). Полоса пропускания приёмника составляет 25 МГц, поэтому линейными искажениями сигналов из-за влияния приёмного тракта можно пренебречь. Перед аналого-цифровым преобразованием сигнал переносится на видеочастоту квадратурным демодулятором (детектором). По квадратурам за длительность плоской вершины импульса определялись огибающая и разность фаз с помощью формул, приведённых в работах [6–8].

Антенная система приёмного пункта, состоящая из восьми прямоугольных рупорных антенн, расположенных в два ряда, наводилась на источник излучения по максимуму сигнала (рис. 2).

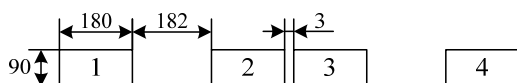


Рис. 2. Размеры одного ряда антенн (в мм) (заимствовано из [9])

Ширина диаграммы направленности рупорной антенны в горизонтальной плоскости по уровню -3 дБ составляла около $8,5^\circ$.

Пространственное разнесение приёмных антенн при измерениях составляло 30λ и 6λ .

Описание наземных пересечённых трасс

Наземные пересечённые трассы расположены в Томском районе Томской области к юго-западу от г. Томска на Обь-Томском междуречье [6–8]. Местность представляет собой расчленённую равнину с участками верхового и низинного заболачивания.

Статистические характеристики получены для наземных пересечённых трасс, которые разделены

на четыре группы по средней протяжённости 16,8; 19,0; 23,0 и 28,0 км. Сеансы измерений для каждой трассы производились для каждого из пяти угловых положений антенны РЛС. Передающие позиции выбирались на относительно ровных, открытых участках, расположенных от ближайших препятствий на расстоянии 150–1500 м.

Препятствия на линии «передатчик–приёмник» представлены для группы трасс протяжённостью: 16,8 и 19,0 км в виде отдельных редких лесных массивов; передающие позиции были расположены в поле, поросшим луговой травой высотой до 0,25 м; 23,0 км в виде часто встречающихся лесных массивов; а передающие позиции были расположены на поляне, поросшей луговой травой высотой до 0,5 м, и кустарниками; 28,0 км в виде густых лесных массивов; передающие позиции были расположены на поляне, трава на которой была скошена, окружённой густым лесом.

Приемная позиция располагалась на правом берегу р. Томи с превышением 80 м над окружающей местностью. Правый берег покрыт лесом средней густоты, далее по трассам расположены речная долина, остров с обширными покосами, населённый пункт сельского типа с дачными участками неплотной застройки. Остальные участки трассы представляют собой равнину с небольшим уклоном вверх до абсолютной отметки 140 м, покрытую луговой растительностью, покосами, пашнями, лесом средней густоты, редколесьем.

При проведении измерений была ясная или пасмурная погода без дождя и ветром до 5 м/с.

Рассмотрим оценки статистических характеристик огибающих выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн и разности фаз между ними, полученные на указанных трассах.

Интервалы стационарности огибающих принимаемых сигналов и разности фаз между ними

Оценки интервалов стационарности огибающей и разности фаз отмечаются в работах [1–3]. Согласно этим работам, быстрые флуктуации огибающих принятых сигналов стационарны обычно в течение нескольких минут, хотя значительные изменения могут наблюдаться в течение десяти секунд [10]. В этих работах не приводятся критерии, согласно которым по экспериментальным данным флуктуации считаются стационарными, а также не опубликованы интервалы стационарности разности фаз в зависимости от протяжённости трассы и углового положения передающей антенны. Отмечается лишь, что на коротких закрытых трассах отвороты антенны РЛС сопровождаются «увеличением нестационарности случайных изменений параметров сигналов», а на дальностях более 70 км нестационарность флуктуаций огибающей проявляется в «значительно меньшей степени» [1–3].

Рассмотрим типичные примеры временных реализаций огибающих принимаемых сигналов и разности фаз между ними при наведении антенны

РЛС областью минимума на приёмный пункт. Реализации представлены на рис. 3 для трассы протяжённостью 23 км.

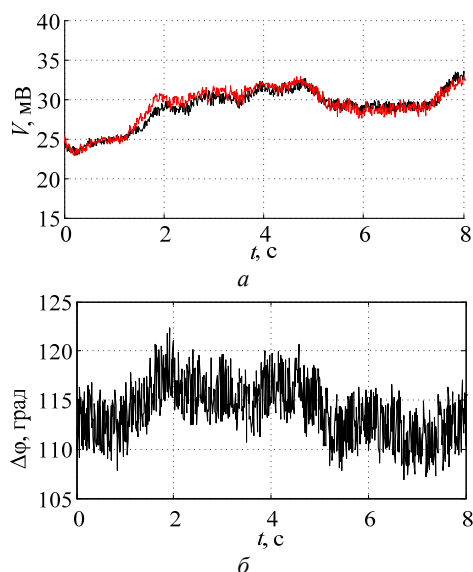


Рис. 3. Пример временных реализаций огибающей принятых сигналов: *a* – и разности фаз между ними на базе 30λ ; *б* – для трассы протяжённостью 23 км при угловом положении антенны РЛС -6° относительно направления на приёмный пункт

На графиках наблюдаются участки времени, на которых огибающая V принятых сигналов и разность фаз $\Delta\varphi$ между ними флуктуирует вокруг постоянного среднего значения (интервалы стационарности), а также интервалы времени, на которых эти характеристики имеют очевидную тенденцию (тренд) к увеличению или уменьшению. Аналогичные участки наблюдаются также на остальных трассах.

Для нахождения интервалов стационарности «постоянство» среднего определялось сначала визуально, а затем уточнялось с помощью скользящего среднего. На интервале стационарности среднее значение изменяется не более чем на 1%. Для наведенной на приёмный пункт передающей антенны при таком критерии на интервалах стационарности среднеквадратические флуктуации огибающей и разности фаз оказываются практически одинаковыми.

Интервалы стационарности огибающей и разности фаз в большинстве случаев различаются по длительности. Интервал стационарности изменяется случайно при отвороте антенны РЛС, практически не зависит от протяжённости и геометрии исследуемых трасс и от пространственного разнесения приёмных антенн до 30λ .

Изменения огибающих принятых сигналов с отворотом антенны РЛС от направления на приёмный пункт становятся более значительными, что вызвано снижением доли прямого сигнала и увеличением вклада отражённых сигналов. Это не противоречит результатам работ [1–3].

Анализ показал, что интервал стационарности огибающей оказывается заметно меньше, чем интервал стационарности разности фаз.

Для совокупности наземных пересечённых трасс длительность интервала стационарности огибающих не противоречит нормальному закону распределения и составляет в среднем 0,1 с со среднеквадратическим отклонением (СКО) 0,015 с, а разности фаз в среднем 0,2 с со СКО 0,04 с. Эти интервалы стационарности на порядки меньше, чем указаны в работах [1–3]. Вероятно, это обусловлено применением в этих работах других критериев стационарности.

Для закрытых трасс при угловых положениях антенны РЛС, отличных от направления на приёмный пункт, наблюдаются значительные изменения разности фаз во времени (рис. 4), например, как это имеет место на интервале от 1 до 2 с.

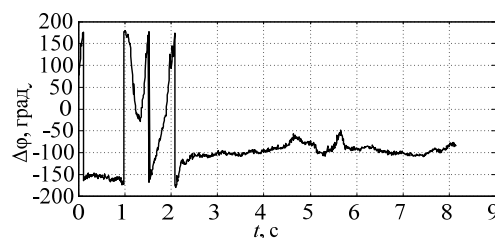


Рис. 4. Пример временной реализации разности фаз между принятыми сигналами на базе 30λ для сухопутной трассы протяжённостью 19 км при угловом положении антенны РЛС $+6^\circ$ относительно направления на приёмный пункт

Значительные изменения разности фаз за 10 с, многократно (в среднем 2–5 раз) превышающие сектор однозначного измерения (360°), вероятно, вызваны перемещением отражающих элементов местности (групп «блестящих» точек) под воздействием ветра. Это в разы больше, чем указано в работах [1–3]: согласно последним изменения разности фаз на базе 30λ за минуту не превышали $40\text{--}50^\circ$. При пространственном разнесе приёмных антенн 6λ разность фаз в интервале от 1 до 2 с изменяется в 2–3 раза меньше значения, соответствующего сектору однозначности.

Интервал пространственной корреляции фазового фронта при отворотах антенны РЛС оказывается менее 6λ , а значительные изменения и флуктуации разности фаз для пространственных разнесов 6λ и 30λ оказываются некоррелированными. Это согласуется с результатами работ [1–3].

Можно предположить, что изменения во времени огибающих принятых сигналов и разности фаз между ними вызваны различными доминирующими механизмами: на интервале стационарности флуктуации вызваны преимущественно флуктуациями диэлектрической проницаемости тропосферы или беспорядочным перемещением «блестящих» точек элементов рельефа местности в разных направлениях.

Значительные изменения (тренды) огибающих принятых сигналов и разности фаз между ними могут быть вызваны существенным изменением амплитудно-фазовых соотношений интерферирующих волн из-за перемещения в некотором преимущественном направлении групп «блестящих» точек под

стилающей поверхности, местных предметов, препятствий.

Интервалы временной корреляции флуктуаций огибающих принимаемых сигналов и разности фаз между ними на интервалах стационарности

Интервалы временной корреляции временных флуктуаций огибающих или разности фаз оценивались для наземных пересечённых трасс разными исследователями [1–3, 11, 12] по уровню $1/e$ автокорреляционной функции. Оценки этих интервалов производились по импульсным последовательностям, регистрируемым в течение 1–3 мин [1–3], или за длительность импульсного сигнала [11, 12].

Наиболее изученными являются флуктуации огибающей импульсной последовательности в зависимости от протяжённости трассы, пространственного разнеса приёмных антенн и углового положения передающей антенны [1–3]. Для интервалов временной корреляции разности фаз получены зависимости только от пространственного разнеса приёмных антенн и протяжённости трассы [3]. Однако на исследуемых в [1–3] наземных пересечённых трассах интервалы стационарности огибающей и разности фаз составляют доли секунды.

В работах [11, 12] исследуются флуктуации огибающей и разности фаз за длительность импульсного сигнала, вызванные интерференцией отражённых волн с разным временем прихода относительно волны от РЛС. Интервал временной корреляции внутриимпульсных флуктуаций огибающей при наведённых приёмопередающих антеннах составляет в среднем 25 нс, а интервал временной корреляции внутриимпульсных флуктуаций разности фаз по совокупности исследуемых трасс – в среднем 180 нс. Явной зависимости интервала временной корреляции внутриимпульсных флуктуаций огибающей и разности фаз от дальности и углового положения антенны РЛС не выявлено [11, 12].

Рассмотрим интервалы временной корреляции огибающих принимаемых сигналов и разности фаз между ними на интервалах стационарности и выясним, зависят ли они от углового положения, протяжённости трассы и пространственного разнеса приёмных антенн. Интервалы временной корреляции будем определять по уровню $1/e$ нормированной временной автокорреляционной функции.

Анализ показал, что интервал временной корреляции огибающих принимаемых сигналов практически не зависит от перемещения приёмной антенны поперёк трассы в пределах 30λ , поэтому вычислялся средний для приёмных антенн интервал временной корреляции огибающей.

Примеры средних по совокупности трасс интервалов временной корреляции огибающих принимаемых сигналов τ_E (рис. 5, а) и разности фаз $\tau_{\Delta\varphi}$ между ними для пространственных разнесов антенн 30λ (рис. 5, б) и 6λ (рис. 5, в) в зависимости от углового положения антенны РЛС приведены для интервалов стационарности (сплошная линия). Пункти-

ром показаны среднеквадратические значения интервалов временной корреляции по совокупности трасс.

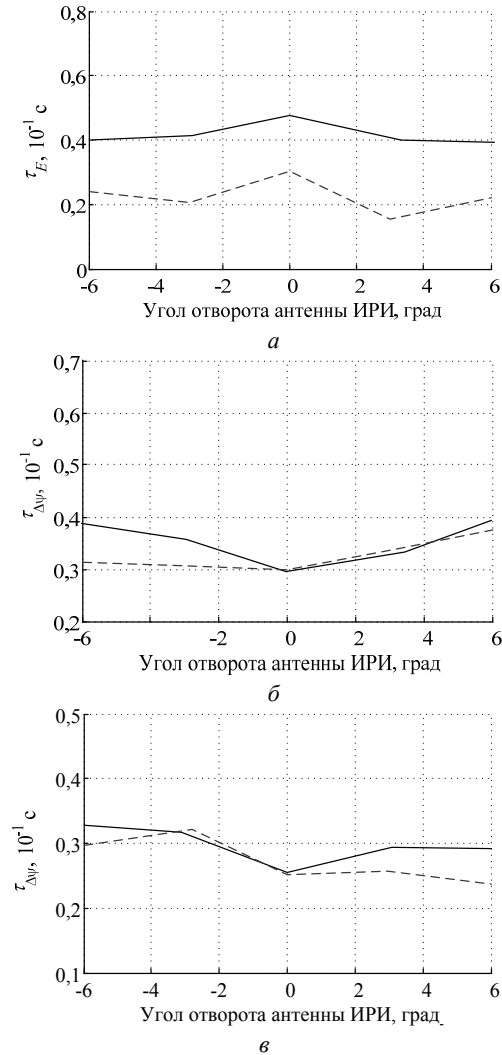


Рис. 5. Среднее значение (сплошная) и СКО (пунктир) интервала временной корреляции огибающей τ_E и разности фаз $\tau_{\Delta\varphi}$ по совокупности всех трасс; интервал стационарности

Для огибающей и разности фаз интервал временной корреляции от отворота антенны РЛС меняется незначительно на интервале стационарности. Интервал временной корреляции разности фаз незначительно зависит от пространственного разнеса приёмных антенн от 6λ до 30λ . Отсутствует явная зависимость интервалов временной корреляции на интервалах стационарности от протяжённости исследуемых трасс. Это расходитсся с результатами работ [1, 2], вероятно, из-за доминирующего влияния разных механизмов, вызывающих флуктуации огибающей и разности фаз, проявляющихся на разных по длительности интервалах наблюдения.

В среднем по совокупности трасс и угловым положениям антенны РЛС интервал временной корреляции огибающей принятого сигнала составляет 0,04 с, а разности фаз выходных сигналов приёмных антенн с пространственными разнесами от 6λ до 30λ около 0,03 с.

Интервалы корреляции огибающей и разности фаз на интервалах длительностью 0,1–0,2 с примерно одинаковы, но оказываются в 5–10 раз меньше, чем при вычислении по интервалам времени наблюдения 1–3 мин [1–3]. Так, при наведённой на приёмный пункт антенне РЛС интервал временной корреляции флуктуаций огибающей составляет от 2 до 4 с, а отворот передающей антенны на 15° относительно приёмного пункта приводит к его уменьшению до 1,2–1,4 с. Для разности фаз интервал временной корреляции составляет 0,3–0,6 с [1–3] при наведённой антенне РЛС на приёмный пункт.

Интервалы временной корреляции флуктуаций огибающих принимаемых сигналов и разности фаз между ними на 10-секундных интервалах

Оценим интервалы временной корреляции огибающих принятых сигналов τ_E (рис. 6, а) и разности фаз $\tau_{\Delta\psi}$ между ними для пространственных разносов антенн 30λ (рис. 6, б) и 6λ (рис. 6, в) по временным реализациям длительностью 10 с.

Качественно зависимости интервалов корреляции огибающей и разности фаз от углового положения антенны РЛС и протяжённости трассы такие же, как для интервалов стационарности: интервал временной корреляции огибающей уменьшается, а для разности фаз – увеличивается.

Интервалы временной корреляции огибающей принимаемых сигналов и разности фаз между ними от протяжённости исследуемых трасс и пространственного разноса приёмных антенн практически не зависят. Эти результаты частично расходятся с указанными результатами в работах [1–3]. Согласно этим работам интервал временной корреляции огибающей и разности фаз с увеличением протяжённости трассы уменьшается, а интервал временной корреляции разности фаз возрастает с увеличением пространственного разноса приёмных антенн. В то же время зависимость интервала временной корреляции огибающей от углового положения антенны РЛС согласуется с результатами из [1–3].

Средний по совокупности трасс и угловым положениям антенны РЛС интервал временной корреляции флуктуаций огибающей составляет 0,7 с, а флуктуаций разности фаз выходных сигналов приёмных антенн с разносами от 6λ до 30λ практически постоянен и составляет около 0,33 с. Интервал временной корреляции огибающей оказывается больше примерно в два раза, чем интервал временной корреляции разности фаз. Эти результаты не противоречат [1–3].

Возрастание интервала корреляции флуктуаций разности фаз и уменьшение интервала корреляции флуктуаций огибающей при отклонении антенны передатчика от пункта приёма может быть объяснено возрастанием вклада в результирующий сигнал отражённых сигналов. При наведённой антенне РЛС на приёмный пункт среднее огибающей и среднее разности фаз определяется прямым сигналом РЛС, а флуктуации огибающей разности фаз обусловлены

малыми изменениями во времени углового положения центра тяжести энергетического спектра рассеянных волн. Для отвёрнутой антенны передатчика разность фаз определяется интерференцией отражённого сигнала от объекта на местности в направлении антенны РЛС и прямого сигнала РЛС, а флуктуации разности фаз становятся более медленными. При этом флуктуации огибающей сигнала обусловлены интерференцией парциальных сигналов из-за перемещения соответствующих «блестящих» точек объекта, соответствующего отражённому сигналу.

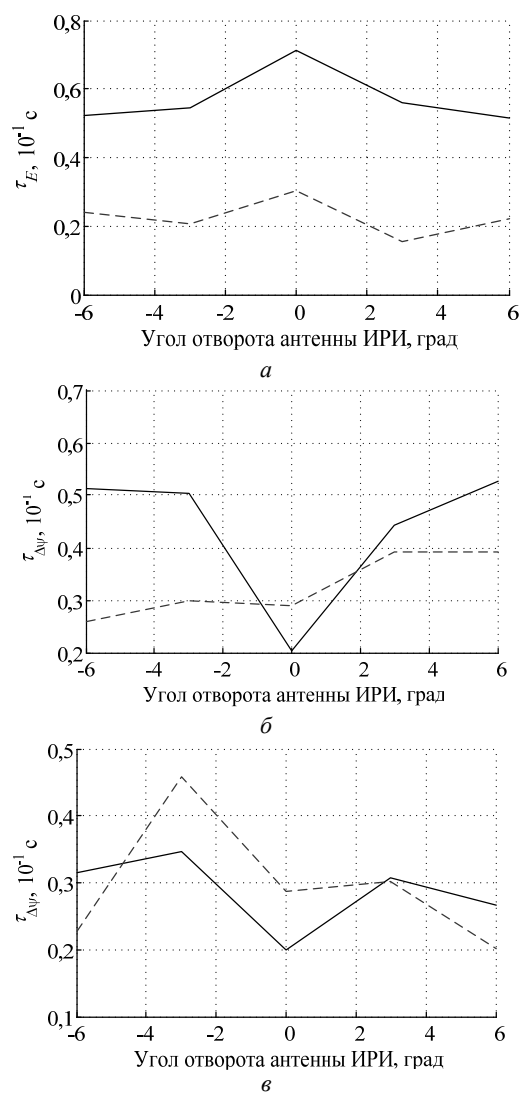


Рис. 6. Среднее значение (сплошная) и СКО (пунктир) интервала временной корреляции огибающей τ_E и разности фаз $\tau_{\Delta\psi}$ по совокупности всех трасс; 10-секундный интервал

Коэффициент корреляции флуктуаций огибающих принимаемых сигналов и флуктуаций разности фаз между ними

Коэффициент взаимной корреляции между мгновенными значениями разности фаз выходных сигналов пространственно разнесённых антенн и мгновенными значениями огибающей входного сигнала одной из антенн оценивался экспериментально для наземных пересечённых трасс в работах [1–3].

Согласно этим работам он не зависит от протяжённости трассы и пространственного разнеса приёмных антенн. Сведения о зависимости от углового положения антенны РЛС в этих работах не приведены.

Для выявления этой зависимости оценивался коэффициент корреляции временных флуктуаций огибающей выходного сигнала одной антенны и флуктуаций разности фаз между сигналами пары антенн, а затем вычислялся этот же коэффициент для флуктуаций огибающей выходного сигнала другой антенны. Получаемые коэффициенты корреляции отличались незначительно, поэтому определялся средний коэффициент временной корреляции флуктуаций огибающих принимаемых сигналов и флуктуаций разности фаз между ними $r_{\Delta\psi,E}$.

Примеры средних по совокупности трасс коэффициента корреляции (сплошная линия) огибающей и разности фаз $r_{\Delta\psi,E}$ в зависимости от углового положения антенны РЛС приведены на рис. 7. Пунктиром показаны среднеквадратические значения $r_{\Delta\psi,E}$ по совокупности трасс.

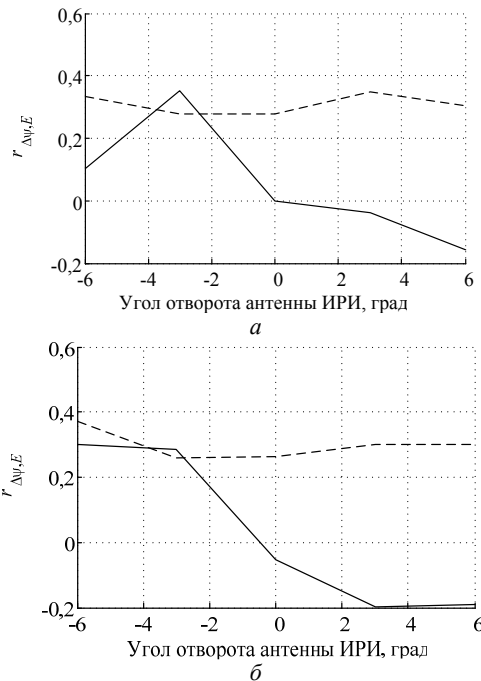


Рис. 7. Средний по всем трассам коэффициент корреляции огибающей и разности фаз между выходными сигналами антенн с пространственным разнесом в зависимости от углового положения передающей антенны относительно направления на приёмный пункт: а – 30λ ; б – 6λ

Усреднённый по всем трассам модуль коэффициента $r_{\Delta\psi,E}$ с отворотом луча передающей антенны от направления на приёмный пункт имеет тенденцию к возрастанию. Это может быть объяснено возрастанием вклада отражённых сигналов от объектов, расположенных в стороне от линии «РЛС – приёмный пункт» в сравнении с вкладом излучённого сигнала. Изменение во времени параметров отражённых сигналов приводит к значительным изменениям во времени одновременно для огибающей и разности фаз принимаемых сигналов. Это обуславливает увеличение коэффициента $r_{\Delta\psi,E}$.

Зависимость коэффициента $r_{\Delta\psi,E}$ от углового положения антенны РЛС хорошо согласуется с зависимостью этого коэффициента от угловой расстройки [3], поскольку она связана с изменением центра тяжести углового энергетического спектра рассеянных волн при повороте луча антенны РЛС.

Коэффициент корреляции огибающей и разности фаз по совокупности исследуемых трасс распространения изменялся в пределах $\pm 0,9$ и от пространственного разнеса приёмных антенн изменяется мало. Представленные значения коэффициента $r_{\Delta\psi,E}$ при наведённой антенне РЛС на приёмный пункт согласуются с результатами из [1–3]. Разброс оценок коэффициентов корреляции огибающей и разности фаз может быть объяснён различным расположением и типом отражателей на радиотрассе.

Средний по совокупности трасс интервал корреляции огибающей и разности фаз близок к нулю и не зависит от протяжённости радиотрассы. Это согласуется с результатами, приведёнными в работах [1–3].

По коэффициенту корреляции огибающей и разности фаз при достаточно большом отношении мощности сигнала РЛС к мощности рассеянного сигнала можно грубо оценить, отвернут ли луч антенны РЛС относительно направления на приёмный пункт.

Выводы

Результаты обработки экспериментальных данных позволяют сделать следующие выводы:

1. Полученные в данной работе экспериментальные оценки интервалов стационарности, интервалов временной корреляции огибающей и разности фаз принимаемых сигналов дополняют известные закономерности этих характеристик от протяжённости трассы и углового положения антенны передатчика относительно пункта приёма. Наблюдается некоторое расхождение с ранее известными результатами:

- для огибающих выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн и разности фаз между ними интервал временной корреляции от отворота антенны РЛС меняется незначительно;
- интервал временной корреляции разности фаз выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн незначительно зависит от пространственного разнеса приёмных антенн от 6λ до 30λ ;
- отсутствует зависимость интервалов временной корреляции огибающих выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн и разности фаз между ними от протяжённости исследуемых трасс.

Эти характеристики следует учитывать при разработке алгоритмов пеленгования источников радиоизлучения или алгоритмов квазикогерентного накопления сигналов.

2. Интервал наблюдения принятых сигналов определяет доминирование того или иного механизма искажений радиоволн, приводящего к флуктуациям огибающих принимаемых сигналов и разности фаз между ними на наземных пересечённых трассах прямой видимости и дифракции. По временным

реализациям огибающих выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн и разности фаз между ними длительностью 10 с определены интервалы стационарности, на которых флуктуации огибающей и разности фаз могут быть вызваны преимущественно флуктуациями диэлектрической проницаемости тропосферы или беспорядочным перемещением «блестящих» точек отражателей. На десятисекундных интервалах значительные изменения (тренды) огибающих выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн и разности фаз между ними могут быть вызваны перемещением в некотором преимущественном направлении групп «блестящих» точек элементов рельефа местности. В среднем интервалы стационарности огибающих принятых сигналов составляют 0,1 с, а интервалы стационарности разности фаз имеют длительность порядка 0,2 с.

3. С отворотом антенны передатчика относительно пункта приёма интервал временной корреляции огибающих выходных сигналов пространственно разнесённых приёмных антенн уменьшается, а интервал временной корреляции разности фаз этих сигналов, напротив, увеличивается.

4. Модуль коэффициента корреляции огибающей и разности фаз с отворотом луча передающей антенны от направления на приёмный пункт имеет тенденцию к возрастанию. По значению коэффициента корреляции при достаточно большом отношении мощности сигнала РЛС к мощности рассеянного сигнала можно грубо оценить, отвернут ли луч антенны РЛС относительно направления на приёмный пункт.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 16-38-60091 мол_а_дк.

Литература

1. Денисов В.П. Пространственно-временные искажения сантиметровых радиосигналов на наземных трассах распространения и их влияние на точность пассивных систем местоопределения. – Томск: Изд-во Том. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2014. – 502 с.
2. Шарыгин Г.С. Экспериментальное исследование структуры электромагнитного поля при распространении радиоволн сантиметрового диапазона над земной поверхностью. – Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1970. – 127 с.
3. Шарыгин Г.С. Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. – М.: Радио и связь, 1983. – 140 с.
4. Денисов В.П. Экспериментальные данные об амплитудных и фазовых искажениях импульсных сигналов, принятых в различных точках на короткой открытой трассе / В.П. Денисов, М.В. Крутиков, М.В. Осипов // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. – 2006. – №6. – С. 12–18.
5. Калинин А.И. Исследования распространения УВК до расстояния порядка прямой видимости / А.И. Калинин, Л.В. Надененко // Распространение радиоволн. – М.: Наука, 1975. – 66 с.
6. Аникин А.С. Анализ зависимости разности фаз на антеннах фазового радиопеленгатора от ориентации направленной антенны источника радиоизлучения в условиях пересечённой местности / А.С. Аникин, В.П. Денисов, М.В. Крутиков, Н.А. Колядин // Доклады Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2013. – № 2 (28). – С. 5–13.
7. Аникин А.С. Анализ аномальных ошибок пеленгования фазовым методом на наземных трассах / А.С. Аникин, В.П. Денисов // Матер. науч.-техн. конф. «Научно-технические проблемы в промышленности: научные, инженерные и производственные проблемы создания технических средств мониторинга электромагнитного поля с использованием инновационных технологий». – СПб., 2012. – С. 101–108.
8. Колядин Н.А. Статистические характеристики внутриимпульсных пространственно-временных флуктуаций разности фаз на приземных трассах // Матер. науч.-техн. конф. «Научно-технические проблемы в промышленности: инженерные и производственные проблемы создания технических средств мониторинга электромагнитного поля с использованием инновационных технологий». – СПб., 2012. – С. 153–159.
9. Ровкин М.Е. Измерительный комплекс для исследования пространственно-временных искажений радиосигналов трехсантиметрового диапазона на наземных трассах / М.Е. Ровкин, М.В. Крутиков, А.А. Мещеряков, М.В. Осипов, В.А. Зайцев, Е.Ю. Бутырин // Известия вузов России. Радиоэлектроника. – 2006. – №6. – С. 7–11.
10. Шифрин Я.С. Экспериментальное исследование некоторых вопросов дальнего тропосферного распространения радиоволн 10 см диапазона // Электросвязь. – 1964. – №8. – С. 1–8.
11. Мухомор К.Е. Корреляционные функции флуктуаций огибающей импульсных сигналов, прошедших наземную трассу РРВ [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://kpfu.ru/staff_files/F806936568/04_Sekciya.2.pdf, свободный (дата обращения: 07.21.2016).
12. Колядин Н.А. Внутриимпульсные характеристики разности фаз сантиметровых радиосигналов, принятых на наземных трассах / Н.А. Колядин, Е.Н. Грицаенко, М.В. Крутиков // Современные проблемы создания и эксплуатации радиотехнических систем. – Ульяновск, 2007. – С. 151–153.

Аникин Алексей Сергеевич

Канд. техн. наук, ассистент каф. радиотехнических систем ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 41-38-98
Эл. почта: rbk@sibmail.com

Крутиков Михаил Владимирович

Зав. лаб. распространения радиоволн НИИ РТС ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-39-69.
Эл. почта: rwplab@sibmail.com

Anikin A.S., Krytikov M.V.

Temporal properties of centimeter RF signals, which transmitted through cross-over terrestrial track

For signals received by spaced antennas we analyzed the time realizations and phase shifts on 10-seconds intervals. The experimental estimations for envelope and phase shift stationarity intervals, relation between envelope and phase shift time correlation interval and antenna angular position, and envelope and phase shift cross-correlation coefficient are shown. The achieved properties were compared to previously published results.

Keywords: experimental results, envelope, phase shift, stationarity interval, correlation coefficient, time correlation interval, statistical properties, antenna angular position, RF emitter.

УДК 621.37

С.А. Ходенков, Н.М. Боев

Исследование распределения высокочастотных токов в полосковых проводниках фильтра на основе двумерного электромагнитного кристалла

Предложена конструкция микрополоскового полосно-пропускающего фильтра четвертого порядка на основе двумерного электромагнитного кристалла. Получено распределение высокочастотных токов в полосковых проводниках устройства. Показано, что сигнал последовательно распространяется от одного резонатора к другому, это позволяет реализовать фильтр с высокими частотно-селективными свойствами.

Ключевые слова: полосно-пропускающий фильтр, электромагнитный кристалл.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-64-66

Электромагнитными кристаллами принято называть периодические структуры, обладающие способностью подавлять распространение через них электромагнитных излучений в определенных частотных диапазонах, называемых запрещенными зонами [1, 2]. Селективные устройства на основе таких пространственных структур хорошо зарекомендовали себя в оптическом диапазоне и в настоящее время широко исследуются конструкции на их основе, применяемые уже в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне [3–7].

В настоящей работе представлена конструкция полосно-пропускающего фильтра четвертого порядка, реализованного на основе двумерного (2D) электромагнитного кристалла (рис. 1), его амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) рассчитана при помощи электродинамического численного анализа 3D-модели. При этом в расчетах использовались следующие параметры подложки: диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 9,8$ и толщина $h = 1$ мм. 50Ω-порты подключались к входному и выходному отрезку полоскового проводника L . Настройка фильтра осуществлялась «ручным» параметрическим синтезом, при котором подбирались длина и ширина отрезков полосковых проводников, а также величина зазоров между ними.

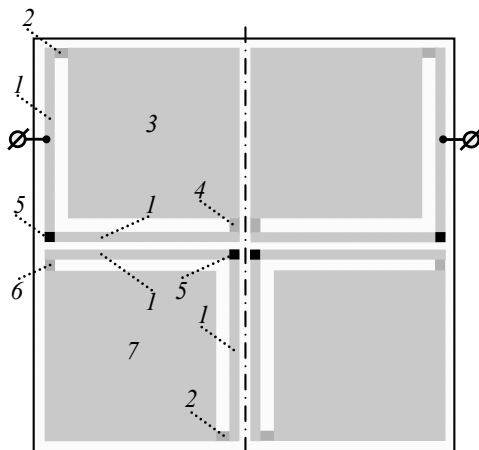


Рис. 1. Топология полосковых проводников (серый или черный цвет) фильтра на основе 2D-электромагнитного кристалла

Центральная частота полосы пропускания $f_0 = 1$ ГГц, также как и относительная ширина полосы пропускания – $\Delta f/f_0 = 20\%$, были зафиксированы (рис. 2).

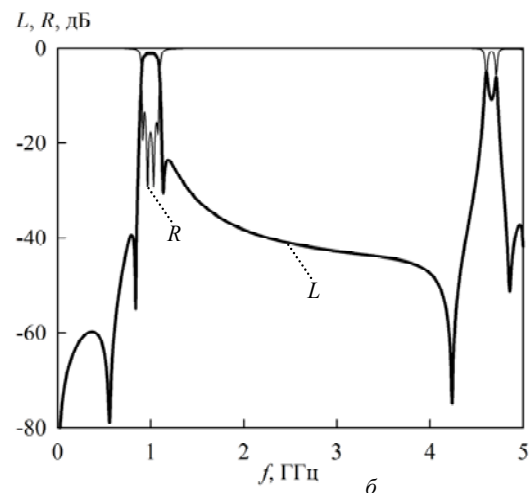
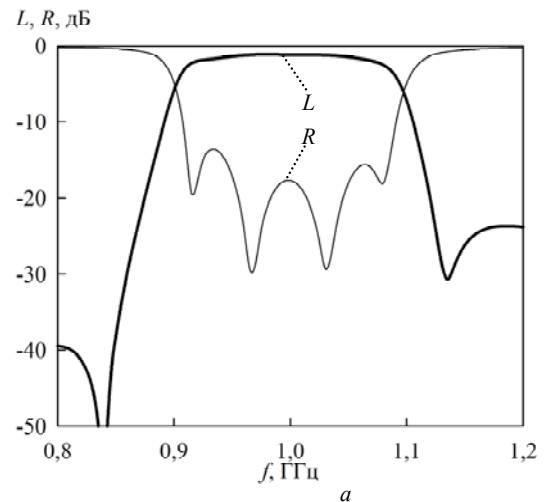


Рис. 2. АЧХ фильтра на основе 2D-электромагнитного кристалла в широком диапазоне частот (б) и в узком (а):

L – прямые потери мощности;
 R – обратные потери мощности

Отметим, что в конструкции использовано заземление полосковых проводников на основание

(позиция 5 на рис. 1), которое можно реализовать в виде сквозного отверстия высотой h в диэлектрической подложке, заполненного проводящим материалом. Размеры всех четырех квадратных отверстий 5 одинаковы и составляют величину $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$. При этом узкие протяженные отрезки полосковых проводников 1 соединены с широкими отрезками 3 или 7 при помощи узких коротких отрезков 2, 4 или 2, 6. Все они расположены с верхней стороны диэлектрической подложки, на нижнюю сторону которой нанесено заземляемое металлизированное основание.

На рис. 3 и 4 схематически представлено распределение высокочастотных токов в полосковых проводниках исследуемого полосно-пропускающего фильтра, полученное с использованием в 3D-модели слабой емкостной связи входного и выходного резонаторов с 50Ω -портами, что можно реализовать при помощи «воздушного» зазора. При этом поочередно были зафиксированы частоты первого, второго, третьего и четвертого резонансов, формирующих полосу пропускания устройства.

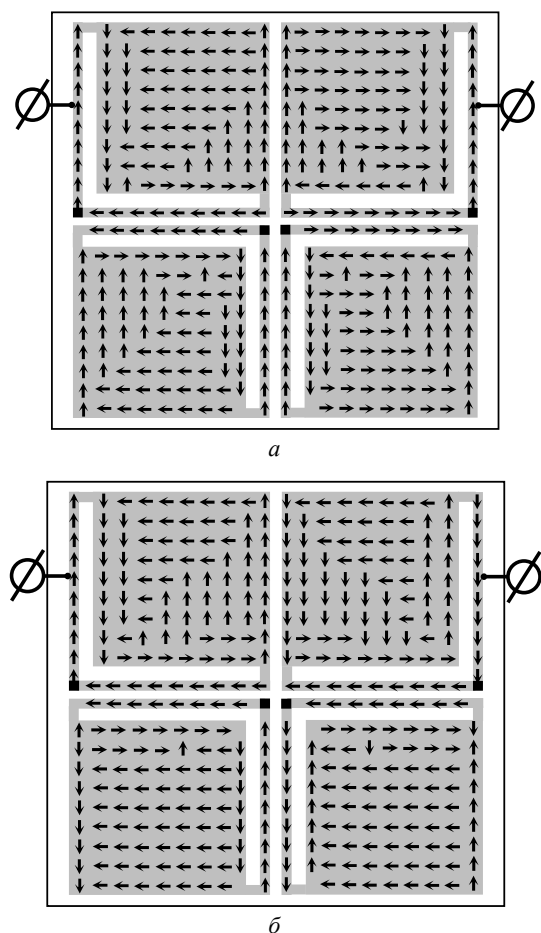


Рис. 3. Распределение высокочастотных токов в полосковых проводниках фильтра 4-го порядка:
а – на частотах I резонанса; б – на частотах II резонанса

Как и следовало ожидать, амплитуда высокочастотных токов на узких протяженных отрезках полосковых проводников значительно превосходит амплитуду токов на широких квадратных отрезках.

В результате индуктивное взаимодействие во всех резонаторах гораздо сильнее емкостного, благодаря этому сигнал с входного резонатора передается к первому резонатору второго ряда, далее ко второму резонатору этого же ряда, и уже только затем к выходному резонатору.

Как видно из рис. 3, а, на частотах самого низкочастотного резонанса, формирующего полосу пропускания, на протяженных узких параллельных отрезках полосковых проводников взаимодействующих резонаторов векторы высокочастотных токов сонаправлены. Очевидно, что на частотах четвертого, самого высокочастотного резонанса, эти векторы будут встречно-направлены (рис. 4, б).

На частотах второго резонанса, на этих же протяженных параллельных отрезках проводников, вектора токов сонаправлены для резонаторов первого и второго рядов и встречно-направлены для резонаторов второго ряда (рис. 3, б). На частотах третьего резонанса – соответственно наоборот (4, а).

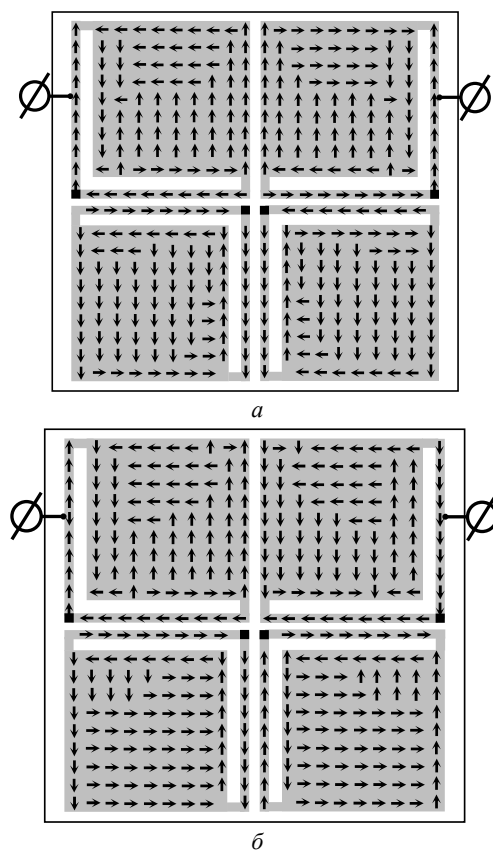


Рис. 4. Распределение высокочастотных токов в полосковых проводниках фильтра 4-го порядка:
а – на частотах III резонанса; б – на частотах IV резонанса

Важно отметить, что за счет большого скачка волновых сопротивлений отрезков линий в представленном фильтре реализуется протяженная высокочастотная полоса заграждения (см. рис. 2). При этом на АЧХ вблизи обоих склонов полосы пропускания наблюдаются полюса затухания мощности, что существенно увеличивает крутизну каждого склона. Появлению полюсов затухания мощности

способствует преимущественно емкостное взаимодействие между резонаторами первого ряда.

Геометрические размеры фильтра, с учетом отступов проводников от краев подложки на величину 1 мм, составляют $20,70 \times 20,65 \times 1,00$ мм³. Размеры отрезков полосковых проводников фильтра:

- (1) – $8,80 \times 0,30$ мм²; (2) – $0,70 \times 0,30$ мм²;
 (3) – $8,20 \times 8,10$ мм²; (4) – $0,60 \times 0,25$ мм²;
 (5) – $0,30 \times 0,30$ мм²; (6) – $0,40 \times 0,30$ мм²;
 (7) – $8,40 \times 8,10$ мм².

Зазоры между резонаторами одного ряда – 0,45 мм, между рядами – 0,40 мм. Экспериментальный макет фильтра показывает хорошее согласие рассчитанной АЧХ с измеренной.

Таким образом, предложена конструкция полотно-пропускающего фильтра на основе 2D-электромагнитного кристалла. Показано распределение высокочастотных токов на частотах четырех резонансов, формирующих полосу пропускания. На частотах первого резонанса в параллельных микрополосковых линиях с преимущественно индуктивным взаимодействием векторы высокочастотного тока во всех отрезках протяженных полосковых проводников сонаправлены. На частотах четвертого резонанса – наоборот, все векторы встречно-направлены. На частотах второго и третьего резонансов данные векторы на одних параллельных участках сонаправлены, на других – встречно-направлены. Благодаря уникальной топологии полосковых проводников сигнал последовательно распространяется от одного резонатора с большим скачком волновых сопротивлений отрезков линий к другому. Поэтому исследованный фильтр четвертого порядка обладает высокими частотно-селективными свойствами: увеличенной крутизной обоих склонов полосы пропускания и расширенной высокочастотной полосой заграждения.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, грант МК-9119.2016.8.

Литература

1. Ветлужский А.Ю. Эффективные электрофизические свойства металлических электромагнитных кристаллов / А.Ю. Ветлужский // Журнал радиоэлектроники. – 2015. – № 1. – С. 18–19.
2. Беляев Б.А. Исследование микрополосковых моделей полотно-пропускающих фильтров на одномерных фотонных кристаллах / Б.А. Беляев, А.С. Волошин, В.Ф. Шабанов // ДАН. – 2005. – Т. 400, № 2. – С. 181–185.
3. Belyaev B.A. Investigation of the Q-factor of optical resonators in photonic crystals and principles of designing highly selective filters on their basis / B.A. Belyaev, V.V. Turnev, V.F. Shabanov // Russian Physics Journal. – 2014. – Vol. 56, No. 12. – PP. 1378–1386.

4. Isaac C.A. Dispersion in One-Dimensional Photonic Band Gap Periodic Transmission Lines / C.A. Isaac // Submitted to Microwave and Optical Technology Letters. – 2008. – No. 11. – PP. 689–692.

5. Mollah M.N. A Binomially Distributed Photonic Bandgap Structure (PBGS) and Its Application to Bandpass Filter / M.N. Mollah, N.C. Karmakar, J.S. Fu // International Journal of RF and Microwave Computer – Aided Engineering. – 2006. – No. 16. – PP. 355–366.

6. Беляев Б.А. Исследование частотно-селективных устройств, построенных на основе микрополоскового двумерного фотонного кристалла / Б.А. Беляев, С.А. Ходенков, В.Ф. Шабанов // ДАН. – 2016. – Т. 467, № 4. – С. 400–404.

7. Усанов Д.А. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, А.В. Абрамов, А.С. Боголюбов, М.Ю. Куликов, Д.В. Пономарев // ЖТФ. – 2010. – Т. 80, № 8. – С. 143–148.

Ходенков Сергей Александрович

Канд. техн. наук, доцент каф. физики
 Сибирского государственного аэрокосмического
 университета им. акад. М.Ф. Решетнева, г. Красноярск
 Тел.: +7-923-306-87-92
 Эл. почта: hsa-sibsau@mail.ru

Боев Никита Михайлович

Вед. инж. лаб. электродинамики и СВЧ-электроники
 Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
 г. Красноярск
 Тел.: +7-908-220-89-67
 Эл. почта: nik88@inbox.ru

Khodenkov S.A., Boev N.M.

Investigation of distribution of high-frequency currents in filter strip conductors based on a 2D electromagnetic crystal

The design of the bandpass filter based on a 2D electromagnetic crystal is suggested. Parametric synthesis of the construction was carried out with the help of numerical electrodynamic analysis of 3D-model. Also distributions of high-frequency currents at the frequencies of four resonances forming bandwidth were observed. At first resonance frequencies of the of high-frequency current vectors, in all segments of parallel gaunt strip conductors, are co-directional. At frequencies of the fourth resonance – on the contrary, all of the vectors are counter-directional. At frequencies of the second and third resonances the vectors on one parallel section are co-directional, but on other section they are counter-directional. Due to unique topology of strip conductors, the signal sequentially propagate from one resonator to other. Therefore the studied filter of the fourth order possesses high frequency-selective properties: increased steepness of both slopes of bandwidth and expanded high-frequency stop band.

УДК 532.217

Е.И. Тренкаль, А.Г. Лоцилов

Измерение уровней жидкостей методом импульсной рефлектометрии (обзор)

Рассмотрены основы метода рефлектометрии во временной области (TDR), а также применение метода для решения задачи измерения уровней однофазных и многофазных жидкостей. Представлен анализ существующих публикаций по теме. Рассмотрены перспективные направления развития метода.

Ключевые слова: уровнеметрия, рефлектометрия, измерение, TDR, уровень, жидкость.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-67-73

В настоящее время существует множество практических задач, требующих точного измерения уровня жидких или сыпучих материалов. Среди них: измерение уровней фракций нефти в нефтедобывающей и нефтеперерабатывающей промышленности, определение пропорций продуктов для дальнейшего смешивания в химической или пищевой промышленности, определение уровней топлива в транспортных средствах.

В зависимости от требований к точности измерения, свойств измеряемой среды и внешних факторов применяются различные методы измерения уровней [1]. Среди всего многообразия можно выделить следующие наиболее распространенные методы: механический, электростатический, ультразвуковой и микроволновый.

Механический метод является одним из самых простых в реализации и заключается, как правило, либо в контроле положения поплавка (поплавковые уровнемеры), плавающего на поверхности измеряемой жидкости, либо на измерении силы, которая возникает при выталкивании погруженного в измеряемую жидкость буйка (буксовые уровнемеры). Недостатком механического метода является наличие подвижных частей, и, как следствие, невозможность применения в средах, образующих налипания или отложение осадка на поплавок или буюк.

В основу электростатического метода [2] измерения уровня положен анализ электрической емкости, образованной между электродами, погруженными в жидкую среду. Достоинством метода является отсутствие подвижных частей, недостатком – чувствительность к изменению электрических свойств жидкости, а также непригодность для измерения уровня вязких, пленкообразующих, кристаллизующихся и выпадающих в осадок жидкостей.

Ультразвуковые уровнемеры [3] используют явление отражения ультразвуковых колебаний от плоскости раздела сред «жидкость – газ». Действие уровнемеров этого типа основано на измерении времени прохождения импульса ультразвука от излучателя до поверхности жидкости и обратно. Достоинством ультразвуковых уровнемеров является возможность дистанционного измерения уровня. К недостаткам можно отнести: зависимость показаний уровня от параметров измеряемых жидкостей (тем-

пературы, влажности, давления, концентрации), невысокое пространственное разрешение, сложность получения узкой диаграммы направленности.

Микроволновый метод сочетает в себе преимущества ультразвукового и электростатического методов и основан на анализе электромагнитных откликов от границ раздела сред. В зависимости от конструктивного исполнения могут быть реализованы как контактные (зондовые), так и бесконтактные (радарные) измерения [4]. По принципу действия микроволновые уровнемеры делятся на рефлектометрические с анализом во временной области [5–7] и уровнемеры, использующие частотно-модулированные зондирующие сигналы, позволяющие производить измерение уровня на основе спектральных характеристик отраженного сигнала [8–10]. Последние менее распространены ввиду более высокой стоимости и сложности аппаратной реализации.

Целью настоящей работы являются систематизация публикаций и анализ тенденций развития метода рефлектометрии во временной области – Time Domain Reflectometry (TDR) для задачи измерения уровней однофазных и многофазных жидкостей.

Основы метода рефлектометрии во временной области

Возникновение и развитие TDR-метода связано с поиском простых и доступных средств диагностики повреждений в линиях передачи [11, 12]. Как известно, линия передачи может быть представлена в виде эквивалентной схемы, представляющей собой последовательное включение элементарных отрезков (рис. 1) бесконечно малой длины Δx , каждый из которых характеризуется погонными параметрами: емкостью C , индуктивностью L , активным сопротивлением R и проводимостью G .

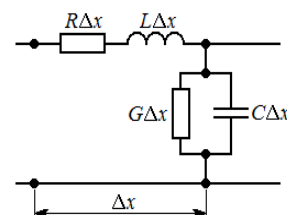


Рис. 1. Эквивалентная схема отрезка линии передачи

Волновое сопротивление отрезка линии передачи Z_0 определяется по известной формуле

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}. \quad (1)$$

Любые повреждения линии передачи (обрыв, короткое замыкание, отклонение параметров поперечного сечения) приводят к локальному изменению ее импеданса и характеризуются коэффициентом отражения в точке рассогласования, равным

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}, \quad (2)$$

где Z – импеданс в точке возникновения неоднородности.

Для обнаружения и локализации таких повреждений применяется метод рефлектометрии во временной области (TDR). Для этого на вход линии подается зондирующий сигнал (короткий импульс или перепад напряжения), который, распространяясь по линии передачи, частично или полностью отражается от локальных отклонений импеданса. Отраженный сигнал, возвращаясь на вход исследуемой линии, регистрируется приемником. Полученная характеристика напряжения на входе линии передачи от времени называется рефлектограммой.

Анализ рефлектограммы позволяет получить информацию о продольной структуре линии передачи, имея возможность подключения лишь к одному из ее входов.

По задержке отраженных сигналов относительно зондирующего возможно определение положений неоднородностей в линии передачи:

$$l = \frac{v \cdot \tau_0}{2}, \quad (3)$$

где v – скорость распространения электромагнитной волны в линии; τ_0 – задержка отраженного сигнала; l – расстояние до неоднородности в кабеле.

По форме отраженного сигнала могут быть определены тип неоднородности [11] и ее частотные характеристики [13].

Наглядность и простота технической реализации сделали TDR-метод востребованным для решения прикладных задач в различных отраслях, в том числе в задаче измерения уровня однофазных и многофазных жидкостей.

Применение TDR-метода для измерения уровней однофазных жидкостей

Первые работы по применению TDR-метода для анализа уровней жидкостей относятся к 60-м годам прошлого века [14, 15]. В качестве измерительного зонда простейшего TDR уровнемера использовалась линия передачи с воздушным заполнением (коаксиальная или двухпроводная), которая погружалась в исследуемую среду и позволяла определить границу раздела фаз «воздух – жидкость» по задержке сигнала, отраженного от границы изменения диэлектрического заполнения.

В патенте [14] предложено самокалибрующееся TDR-устройство для измерения уровня жидкости. Устройство [14] содержит генератор прямоугольных импульсов, стробоскопический осциллограф и из-

мерительный зонд, выполненный в виде коаксиальной линии с воздушным заполнением, погруженный в сосуд. Отличительной особенностью устройства является использование в конструкции измерительного зонда периодических изолирующих элементов, которые обеспечивают две функции:

- 1) точное позиционирование центрального проводника относительно внешнего экрана;
- 2) локальное изменение волнового сопротивления зонда в местах установки.

На измеренной рефлектограмме кроме сигнала, отраженного от границы раздела фаз «воздух – жидкость», будут присутствовать периодические сигналы, вызванные отражениями от изолирующих элементов.

Наличие таких откликов позволяет обеспечить привязку временной оси рефлектограммы к координате по длине измерительного зонда (самокалибровку устройства).

В патенте [15] предложена система для определения уровней и электрических характеристик жидких материалов, реализующая TDR-метод. Система содержит генератор прямоугольных импульсов, осциллограф и измерительный зонд, погруженный в сосуд с исследуемой жидкостью. Приводятся экспериментальные рефлектограммы следующих жидкостей: бензин (gasoline), тетрахлорметан (carbone tet), растительное масло (vegetable oil), метиловый спирт (methyl alcohol) и вода (H_2O).

Показано [5], что амплитуда отраженного сигнала U_r тем больше, чем сильнее отличие относительных диэлектрических проницаемостей слоев ϵ_1 (воздух) и ϵ_2 (исследуемая жидкость).

При этом коэффициент отражения Γ на границе раздела фаз равен

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}}. \quad (4)$$

Амплитуда отраженного сигнала U_r для идеализированного случая, при котором потерями в линии можно пренебречь, равна

$$U_r = U_i \cdot \Gamma, \quad (5)$$

где U_i – амплитуда падающего (зондирующего) сигнала.

Диэлектрическая проницаемость жидкости ϵ_2 может быть определена по формуле

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 \left(\frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \right)^2. \quad (6)$$

Скорость распространения электромагнитного сигнала на отрезке зонда, погруженного в исследуемую жидкость, равна

$$v_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}, \quad (7)$$

где c – скорость света.

В работе [16] приведен сравнительный анализ различных способов измерения уровня жидкого металла в резервуарах. Среди многообразия анализируемых методов предпочтение отдано двум методам: ультразвуковому и TDR. Отмечаются высокая раз-

решающая способность TDR-метода (менее 2,5 мм), низкая чувствительность к перепадам температуры, отсутствие необходимости в установке внутри резервуаров дополнительных датчиков. Это позволяет использовать метод при высоких температурах (до 800 °С), а также для измерения радиоактивных сред. Отмечена высокая потенциальная дальность определения уровня.

В работе [17] приводятся результаты экспериментальных исследований точности измерения уровня жидкости TDR-методом. Экспериментальная установка содержит: генератор прямоугольных импульсов (НР 1905А); формирователь фронта (НР 1920А); измеритель временных интервалов (НР 5379А, НР 5360А, НР 5375А); измерительный зонд, выполненный в виде коаксиальной линии передачи с воздушным заполнением, и резервуар из нержавеющей стали. Для контроля уровня жидкости в боковой стенке резервуара было выполнено смотровое окно и установлена линейка, позволяющая производить измерения уровня с точностью 0,5 мм.

Измерения выполнялись в режиме воздействия последовательностью прямоугольных импульсов с частотой следования 1 кГц, амплитудой 5 В и длительностью фронта, равной 500 пс. В качестве тестовых жидкостей использовались вода, азотная кислота, а также водные растворы хлорида натрия различной концентрации. Положение уровня жидкости определялось по задержке отраженного сигнала, время прихода которого регистрировалось по достижении уровня напряжения сравнения (trigger voltage level). Для проверки воспроизводимости результатов измерения наполнение и опорожнение резервуара проводились в течение нескольких дней.

Было показано [17], что на форму отраженного сигнала, а следовательно, и на точность определения задержки влияют свойства жидкости, в частности, концентрация электролита. При увеличении концентрации электролита длительность фронта отраженного импульса уменьшается, что приводит к более ранней фиксации установленного уровня напряжения. Следовательно, для повышения точности измерений для каждой измеряемой жидкости должна быть произведена процедура калибровки и установлен оптимальный уровень напряжения сравнения. Отмечается [17], что погрешность измерения откалиброванного должным образом измерительного устройства не превышает ± 3 мм.

Описанная в работе [17] необходимость в калибровке системы на каждую измеряемую жидкость устраняется с внедрением ряда методов [18, 19], основанных на анализе формы отраженного сигнала, целью которого является определение «времени полета» (Time of flight, ToF) электромагнитной волны, вычисление скорости и параметров среды, в которой распространяется сигнал.

При анализе однофазных жидкостей задача калибровки системы упрощается тем, что до отражения от границы жидкости сигнал распространяется в воздушной среде, скорость распространения в кото-

рой слабо отличается от скорости света. Исключением являются случаи интенсивного испарения измеряемого продукта, а также образование пены на поверхности жидкости.

Учет данных факторов наряду с измерением параметров уровней многофазных жидкостей представляет большой практический интерес.

Применение TDR-метода для измерения уровней многофазных жидкостей

Под многофазной жидкостью понимается слоистая структура, состоящая из нескольких несмешивающихся слоев жидкостей (фракций), имеющих различную плотность. Примером многофазной жидкости является среда «воздух – нефть – подтоварная вода» в нефтяной промышленности. Для обеспечения технологии переработки нефти уже недостаточно определения уровня верхнего слоя, необходимо иметь информацию о положении уровней каждого из слоев жидкости.

Первое применение TDR-метода для анализа многофазной жидкости описано в [6]. Работа выполнялась в интересах Министерства обороны США, целью являлось определение уровней столба топлива, морской воды и воздуха в военных танкерах.

В работе приведены модель распространения сигнала в многослойной структуре и алгоритм определения высот каждого из компонентов многофазной среды по измеренной рефлектограмме погруженного в жидкость коаксиального зонда. В качестве зондирующего сигнала в работе использовался перепад напряжения с фронтом менее 150 пс. Эквивалентный интервал дискретизации измерительной установки составлял 25 пс.

Приводятся [6] выражения для определения высоты столбов воздушной среды D_{AIR} и топлива D_{OIL} по измеренной рефлектограмме:

$$D_{AIR} = c \cdot T_{AIR}, \quad (8)$$

$$D_{OIL} = c \cdot \frac{T_{OIL} \cdot U_{OIL}}{2 \cdot U_{AIR} - U_{OIL}}, \quad (9)$$

где T_{AIR} – время распространения электромагнитного сигнала до границы раздела фаз «воздух – топливо»; T_{OIL} – время распространения электромагнитного сигнала до границы раздела фаз «топливо – морская вода»; U_{AIR} – амплитуда сигнала отраженного от границы раздела фаз «воздух – топливо»; U_{OIL} – амплитуда сигнала отраженного от границы раздела фаз «топливо – морская вода».

Экспериментальные исследования выполнялись с использованием тестовых жидкостей с широким диапазоном диэлектрических проницаемостей (от 4 до 80) и в различных диапазонах температур (от минус 5 до 45 °С для топлива и от 0 до 80 °С для дистиллированной воды).

В работе [6] отмечено следующее:

– системы, обеспечивающие согласование измерительного зонда с подводным кабелем и выходом рефлектометра, позволяют получить лучшее пространственное разрешение;

– предлагаемая установка, реализующая TDR-метод, обеспечивает высокую линейность измерений (выше 7 мм) и разрешение по длине (до 5 мм);

– система может быть использована для определения высоты столбов топлива и морской воды при наличии эмульсии или смешивания жидкостей;

– изменение диэлектрической проницаемости, типа жидкости, температуры, а также наличие загрязнений не приводят к значительным потерям точности измерений.

В работе [5] дано развернутое описание TDR-метода, описаны базовые принципы рефлектометрии во временной области, показано применение метода для измерения уровня и границы раздела фаз жидких и сыпучих продуктов. Приведено сравнение с поплавковым, электростатическим, ультразвуковым и радарным методом по различным критериям. К ограничениям использования метода относится измерение вязких сред и сред с высокой турбулентностью. Среди требований к проведению измерений многофазных сред TDR-методом указаны следующие: верхний слой измеряемого продукта не должен быть электропроводящим; диэлектрическая проницаемость многофазной жидкости должна возрастать с каждым новым слоем.

В работе [20] предложена измерительная система, реализующая стробоскопический режим измерения. Функция автоматического сдвига по времени между зондирующим и стробирующим сигналами реализована путем использования двух опорных генераторов с незначительной отстройкой частоты. При частоте следования импульсов f_0 , равной 20 МГц, и величине отстройки Δf равной 6,8 кГц, обеспечивается интервал стробоскопической выборки порядка 17 пс. Использование стробоскопического смесителя позволяет зарегистрировать рефлектограмму путем обработки N откликов объекта на тестовое воздействие.

Кроме того, особенностью [20] является конструкция измерительного зонда, выполненного в виде коаксиальной линии со ступенчатым изменением диаметра центрального проводника. Отраженный импульс, возникающий в точке изменения поперечного сечения зонда, используется для калибровки устройства. Для определения длины внутренних слоев жидкости используются априорные значения диэлектрической проницаемости измеряемых жидкостей. Развитие предложенных технических решений нашло отражение в других работах авторов [21, 22].

Аналогичный подход к процедуре калибровки предложен в патенте [23]. Для определения диэлектрической проницаемости газовой среды над жидкостью в конструкции зонда применены регулярные неоднородности, представляющие собой утолщения измерительного стержня (см. рис. 2, а).

По задержке откликов от регулярных неоднородностей может быть определена скорость распространения сигнала как в воздушной среде, так и в самой жидкости.

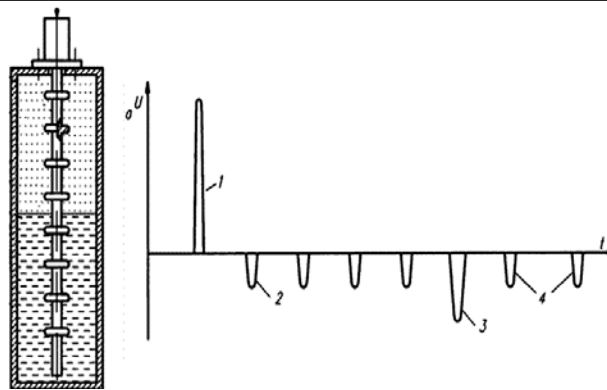


Рис. 2. Зонд с регулярными неоднородностями и его рефлектограмма [23]

Существенный вклад в развитие TDR-метода измерения уровней многофазных жидкостей внесен итальянским коллективом под руководством Андреа Катальдо (Andrea Cataldo) [24–31].

Работа [29] посвящена анализу источников неопределенности оценки уровней и диэлектрических проницаемостей жидкостей при использовании техники TDR-измерений. Определены и обсуждаются следующие источники погрешностей:

- неидеальность (нестабильность) соединения кабеля с измерительным зондом;
- рассогласование измерительного зонда и подводящего кабеля;
- омические потери в подводящем кабеле и измерительном зонде;
- частотная зависимость диэлектрической проницаемости измеряемых жидкостей;
- эффект многократного переотражения сигналов от границ раздела фаз.

Показано, что метод применим для одновременного измерения уровней и диэлектрических проницаемостей жидкостей с неопределенностью в пределах $\pm 2\%$.

В работе [25] особое внимание уделено влиянию потерь на точность измерения уровней TDR-методом. Рассматриваются как омические потери в материалах конструкции измерительного зонда, так и потери проводимости, обусловленные рассеянием энергии сигнала в измеряемой жидкости.

Для учета влияния омических потерь применяется калибровка, которая состоит в измерении коэффициентов отражения в режимах короткого замыкания и холостого хода на выходе измерительного зонда. Считается, что отклонение модуля коэффициента от отражения от единицы вызвано омическими потерями, величина которых определяется коэффициентом A , равным

$$A = \exp(2\alpha L), \quad (10)$$

где α – коэффициент затухания измерительного зонда; L – длина измерительного зонда.

В дальнейшем, в процессе обработки результатов измерений, найденное значение коэффициента A используется для корректировки коэффициентов отражения от границ раздела фаз измеряемой жидкости:

$$\Gamma_{\text{КОР}} = A \cdot \Gamma_{\text{ИЗМ}}, \quad (11)$$

где $\Gamma_{\text{КОР}}$ – скорректированный коэффициент отражения; $\Gamma_{\text{ИЗМ}}$ – измеренный коэффициент отражения.

Экспериментально показано [25], что предложенная методика позволяет устранить систематическую погрешность измерения уровня, значение которой на практике может составлять от 1 до 2,4% в зависимости от диэлектрической проницаемости измеряемой жидкости.

Также в работе [25] рассмотрена процедура определения погонной проводимости жидкости. Выражение для определения проводимости, согласно предложенной процедуре, имеет вид

$$\sigma = K_p G_s = \frac{K_p}{Z_0} \frac{1 - \Gamma_\infty}{1 + \Gamma_\infty}, \quad (12)$$

где K_p – коэффициент формы измерительного зонда; Z_0 – волновое сопротивление; Γ_∞ – коэффициент отражения, полученный в режиме большой временной выдержки [32].

Сущность метода заключается в определении коэффициента формы K_p измерительного зонда по результатам продолжительных TDR-измерений тестовой жидкости с известной характеристикой проводимости, после чего найденный коэффициент K_p может быть использован для измерения проводимости неизвестной жидкости.

В работах [26, 31] предложен комбинированный подход к определению частотных характеристик диэлектрических проницаемостей анализируемых жидкостей. В основе подхода лежит алгоритм вычисления частотной характеристики коэффициента матрицы рассеяния $S_{11}(f)$ измерительного зонда на основании измеренной рефлектограммы, модель измерительного зонда, учитывающая паразитные параметры конструкции, и алгоритм минимизации невязки характеристик модели и эксперимента, позволяющий определить параметры модели диэлектрической проницаемости жидкости.

Для описания комплексной частотно-зависимой диэлектрической проницаемости в работе использована модель Cole-Cole [26]:

$$\epsilon_r^*(f) = \left\{ \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \left(j \frac{f}{f_{\text{rel}}} \right)^{1-\beta}} \right\} - j \frac{\sigma_{\text{dc}}}{2\pi f \epsilon_0}, \quad (13)$$

где f_{rel} – частота релаксации диэлектрика; ϵ_∞ – диэлектрическая проницаемость на бесконечной частоте; ϵ_s – статическая диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; σ_{dc} – статическая проводимость; β – коэффициент, характеризующий рассеяние на частотах релаксации.

В работах [26, 31] дано сравнение разработанного комбинированного подхода с техникой измерения диэлектрической проницаемости при помощи векторных анализаторов цепей (VNA). Показано, что комбинированный подход на основе TDR-изме-

рений с последующим расчетом частотных характеристик позволяет без увеличения стоимости устройства повысить его точность, делая её сравнимой с точностью векторных частотных измерителей.

Работы [33, 34] посвящены анализу эффекта многократных переотражений сигнала на границах раздела многофазных сред. На модели распространения сигнала в трехфазной среде (рис. 3) сплошной кривой показаны траектории сигналов, вызванных однократным отражением зондирующего сигнала от границы раздела сред, – откликов первого порядка.

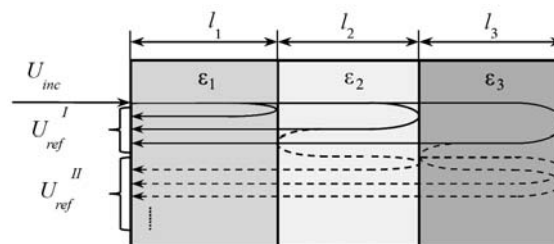


Рис. 3. Модель распространения сигналов

Кроме откликов первого порядка, на вход рефлектометра поступают и дополнительные отклики, вызванные многократным отражением сигналов от границы раздела фаз, – отклики высших порядков.

На рис. 4 приведен пример рефлектограммы многофазной жидкости со следующими параметрами слоев: $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 3$, $\epsilon_3 = 80$, $l_1 = 0,65$ м, $l_2 = 0,25$ м, $l_3 = 0,1$ м.

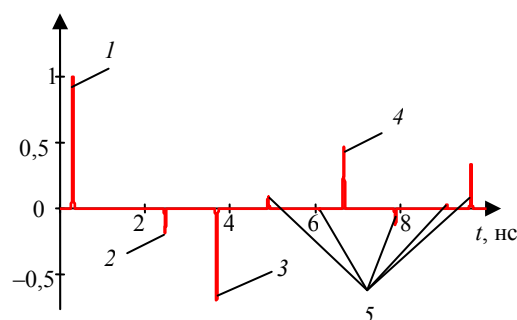


Рис. 4. Рефлектограмма измерительного зонда в многофазной среде

Рефлектограмма (см. рис. 4) содержит: зондирующий сигнал (поз. 1); отклики первого порядка (поз. 2–4); отклики высших порядков (поз. 5).

Наличие откликов высших порядков на рефлектограмме может привести к неоднозначности интерпретации результатов измерения и ошибке определения уровня. Для устранения данного источника погрешности в [34] предложен алгоритм селекции полезных сигналов.

В [35, 36] выполнен анализ влияния затухания сигнала на точность измерения толщин слоев многофазных жидкостей TDR-методом. Для устранения систематической погрешности предложено использовать заранее измеренные характеристики затухания каждого из слоев. Учет затухания в промежуточных слоях позволил обеспечить погрешность измерения уровней не более ± 10 мм [36].

Заключение

Проведенный обзор позволяет выделить следующие основные направления развития TDR-метода в задаче измерения уровня однофазных и многофазных жидкостей:

- совершенствование технических характеристик рефлектометров и входящих в них функциональных узлов (генераторов сигналов, приемников, схем формирования опорной частоты) [20–22] для повышения разрешающей способности по дальности и снижения инструментальной погрешности средств измерения;
- сочетание временных и частотных методов анализа с целью определения частотных зависимостей параметров измеряемых сред [26, 31] и их учет при определении толщин слоев;
- уточнение модели измерительного зонда, совершенствование алгоритмов решения обратной задачи [26], автоматизация интерпретации рефлектограмм [33, 34];
- совершенствование конструкции измерительного зонда, а также внедрение алгоритмов калибровки и уточнения параметров исследуемых сред [20, 23] в реальном масштабе времени.

В качестве возможного перспективного направления развития TDR-технологии измерения параметров жидких многослойных сред следует упомянуть методы нелинейной рефлектометрии [37, 39] и нелинейной сверхширокополосной радиолокации [38], успешно применяющиеся для решения близких по технической сущности задач измерения и диагностики.

Литература

1. Измерения в промышленности: справ. изд.: в 3 кн. Кн. 2: Способы измерения и аппаратура: пер. с нем.; под ред. П. Профоса. – М.: Металлургия, 1990. – 384 с.
2. Guirong L. A capacitive liquid level sensor with four electrodes / L. Guirong, C. Shuyue // 2010 3rd international conference on computer science and information technology (ICCSIT). – 2010. – Vol. 4. – PP. 628–632.
3. Spratt W. Liquid level torsional ultrasonic waveguide sensor / S. Spratt, J. Vetelino, L. Lynnworth // 2009 IEEE international ultrasonic symposium (IUS). – 2009. – P. 663–668.
4. Anderson D. Non-contact Radar vs. Guided Radar // Measurement and control. – 2011. – Vol. 44, Iss. 10. – PP. 308–312.
5. Nemanich C.P. Time domain reflectometry liquid level sensors // IEEE instrumentation & measurement magazine. – 2001. – Vol. 4, Iss. 4. – PP. 40–44.
6. Harney W.J. Electromagnetic level indicating (EMLI) system using time domain reflectometry / W.J. Harney, C.P. Nemanich // OCEANS '83, Proceedings. – 1983. – PP. 233–236.
7. Cataldo A. Time Domain Reflectometry technique for monitoring of liquid characteristics / A. Cataldo, L. Tarricone and etc. // 2005 IEEE Instrumentation and measurement technology conference proceedings. – 2005. – Vol. 3. – PP. 1932–1936.
8. Weiss M. Novel method of measuring impurity levels in liquid tanks / M. Weiss, R. Knochel // 1997 IEEE MTT-S international microwave symposium digest. – 1997. – Vol. 3. – PP. 1651–1654.
9. Zeng-rong Z. The design of FMCW radar liquid level measuring system based on FPGA / Z. Zeng-rong, Q. Yao-hui // 2014 IEEE Workshop on advanced research and technology in industry applications (WARTIA). – 2014. – PP. 536–538.
10. Brumbi D. Low power FMCW radar system for level gaging // 2000 IEEE MTT-S International microwave symposium digest. – 2000. – Vol. 3. – PP. 1559–1562.
11. Глебович Г.В. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Г.В. Глебович, А.В. Андриянов, Ю.В. Введенский и др., под ред. Г.В. Глебовича. – М.: Радио и связь, 1984. – 256 с.
12. Jones S.B. Time domain reflectometry measurement principles and application / S.B. Jones, J.M. Wraith, D. Or // Hydrological processes. – 2002. – Vol. 16, Iss. 1. – PP. 141–153.
13. Лощилов А.Г. Цифровой измерительный комплекс для измерения частотных и импульсных характеристик четырехполюсников / А.Г. Лощилов, Э.В. Семенов, Н.Д. Малютин // Известия Том. политехн. ун-та. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – Т. 309, № 8. – С. 37–42.
14. Пат. 3474337 US, МПК G01F23/284. System for sensing levels and electrical characteristics of fluent materials / J.R. Petrick. Заявлено 27.12.1966; опубл. 21.10.1969.
15. Пат. 3398578 US, МПК G01F23/284. Self-calibrating liquid-level measuring device / B.E. Dozer. Заявлено 24.01.1966; опубл. 27.08.1968.
16. Liquid metal level measurement (sodium): AEC research and development report: NAA-SR-Memo-12582 / H.W. Slocumb. – Liquid level engineering center, 1968. – 34 p.
17. Time domain reflectometry for liquid level measurement: report: RFP-1902 / G.D. Lehmkuhl. – Albuquerque operations office U.S. atomic energy commission, 1972. – 5 p.
18. Accuracy analysis in the estimation of ToF of TDR signals / N. Giaquinto, G.M. D'Aucelli and etc. // 2015 IEEE international instrumentation and measurement technology conference (I2MTC) proceedings. – 2015. – PP. 187–192.
19. Criteria for automated estimation of time of flight in TDR analysis / N. Giaquinto, G.M. D'Aucelli and etc. // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 2016. – Vol. 65, Iss. 5. – P. 1215–1224.
20. Gerding M. Precision level measurement based on time-domain reflection (TDR) measurements / M. Gerding, T. Musch, B. Schiek // Advances in radio science. – 2002. – Vol. 1. – PP. 27–31.
21. Gerding M. A novel approach for a high precision multi target level measurement system based on time-domain reflectometry / M. Gerding, T. Musch, B. Schiek // 2005 European microwave conference. – 2005. – Vol. 2. – 4 p.
22. Gerding M. A novel approach for a high-precision multitarget-level measurement system based on time-domain reflectometry / M. Gerding, T. Musch, B. Schiek // IEEE Transaction on microwave theory and techniques. – 2006. – Vol. 54, Iss. 6. – PP. 2768–2773.
23. Пат. 2491519 РФ, МПК G01F23/28. Уровнемер [Текст] / Законов М.А., Загидуллин М.З. и др. – № 2012107009/28; заявл. 27.02.12; опубл. 27.08.2013, Бюл. № 23. – 9 с.
24. Cataldo A. Remote sensing of liquid characteristics using Time Domain Reflectometry / A. Cataldo, A. Lay-Ekuakille, C. De Carlo // 2005 SPIE proceeding – 2002. – Vol. 4814. – PP. 465–473.
25. Cataldo A. Simultaneous measurement of dielectric properties and levels of liquids using a TDR method / A. Cataldo, L. Tarricone and etc. // Measurement. – 2008. – Vol. 41, Iss. 3. – PP. 307–319.
26. Cataldo A. A frequency-domain method for extending TDR performance in quality determination of fluids /

A. Cataldo, L. Catarinucci and etc. // Measurement science and technology. – 2007. – Vol. 18, No. 3. – PP. 675–688.

27. Cataldo A. An evaluation of performance limits in continuous TDR monitoring of permittivity and levels of liquid materials. / A. Cataldo, M. Vallone and etc. // Measurement. – 2008. – Vol. 41, Iss. 7. – PP. 719–730.

28. Cataldo A. A TDR method for real-time monitoring of liquids / A. Cataldo, L. Tarricone and etc. // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 2007. – Vol. 56, Iss 5. – PP. 1616–1625.

29. Cataldo A. Uncertainty Estimation in Simultaneous Measurements of Levels and Permittivities of Liquids Using TDR Technique / A. Cataldo, L. Tarricone and etc. // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – 2008. – Vol. 57, Iss. 3. – PP. 454–466.

30. Piuze E. Enhanced reflectometry measurements of permittivities and levels in layered petrochemical liquids using an “in-situ” coaxial probe / E. Piuze, A. Cataldo, L. Catarinucci // Measurement. – 2009. – Vol. 42, No. 5. – PP. 685–696.

31. Cataldo A. A combined TD-FD method for enhanced reflectometry measurements in liquid quality monitoring / A. Cataldo, L. Catarinucci and etc. // IEEE Transactions on instrumentation and measurement. – 2009. – Vol. 58, Iss. 10. – PP. 3534–3543.

32. Castiglione P. The effect of ohmic cable losses on time domain reflectometry measurements of electrical conductivity / P. Castiglione, P.J. Shouse // Soil science society of American journal. – 2003. – Vol. 67, No. 2. – PP. 414–424.

33. Лощилов А.Г. Модель измерительной системы для рефлектометрического анализа параметров многофазной жидкости / А.Г. Лощилов, Е.И. Тренкаль // 25-я Международн. Крым. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»: матер. конф. – Севастополь, 2015. – С. 888–889.

34. Тренкаль Е.И. Алгоритм селекции полезных сигналов в задаче TDR-измерения уровней многофазных жидкостей / Е.И. Тренкаль, А.Г. Лощилов // Электроника и микроэлектроника СВЧ. – 2016. – № 1. – С. 222–226.

35. Yahya S.I. A multi-level gauging system for crude oil settling mass tanks using a one-port time-domain technique // WIT Transactions on Engineering Sciences. – 2012. – Vol. 81. – PP. 255–266.

36. Yahya S.I. A multi-level storage tank gauging and monitoring system using a nanosecond pulse // International journal of engineering trends and technology (IJETT). – 2013. – Vol. 5, No. 1. – PP. 17–24.

37. Лощилов А.Г. Экспериментальная установка для исследования характеристик нелинейности СВЧ-цепей в режиме сверхширокополосного импульсного воздействия / А.Г. Лощилов, Э.В. Семенов, Н.Д. Малютин // Доклады ТУСУРа. – 2010. – № 2 (22), ч. 1. – С. 161–165.

38. Loschilov A.G. Instrumentation for nonlinear distortion measurements under wideband pulse probing / A.G. Loschilov, E.V. Semyonov et al. // Proceedings of 19-th International Crimean Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo'2009). – 2009. – Vol. 2. – PP. 754–755.

39. Лощилов А.Г. Разработка принципов нелинейной сверхширокополосной радиолокации // Доклады ТУСУРа. – 2013. – № 4 (30). – С. 31–38.

Тренкаль Евгений Игоревич

Аспирант каф. конструирования узлов и деталей РЭА (КУДР) ТУСУРа

Тел.: +7-913-816-57-16

Эл. почта: trenkal@mail.ru

Лощилов Антон Геннадьевич

Канд. техн. наук, зав. каф. конструирования узлов и деталей РЭА, начальник СКБ «Смена»

Тел.: +7-906-947-69-20

Эл. почта: main@skbsmena.ru

Trenkal E.I., Loschilov A.G.

Measurement of liquid levels using time-domain reflectometry method

In this paper the basis of the time domain reflectometry (TDR) method and application for level measurement of single-phase and multiphase liquids are considered. The analysis of the existing publications is presented. The promising directions of the method development are considered.

Keywords: reflectometry, measurement, liquid, level, TDR.

УДК 621.375.4

Н.Б. Дроботун

Модуль сверхширокополосного усилителя диапазона 10 МГц – 20 ГГц с диссипативной коррекцией АЧХ

Разработан и изготовлен модуль сверхширокополосного усилителя с рабочим диапазоном частот 10 МГц – 20 ГГц, особенностью конструкции которого является применение диссипативной цепи для коррекции амплитудно-частотной характеристики данного усилителя. Приведены результаты экспериментальных исследований основных параметров данного усилителя, а также результаты компьютерного моделирования.

Ключевые слова: амплитудно-частотная коррекция, гибридная интегральная схема, монолитная интегральная схема, усилитель с распределённым усилением, возвратные потери, коэффициент шума.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-74-77

Одним из основных требований для современных систем связи и передачи данных является быстроедействие, например передача данных в оптических системах происходит со скоростью 10 Гбит/с (ОС-192) и 40 Гбит/с (ОС-768) на канал [1]. Для обеспечения такого быстрогодействия применение сверхширокополосных усилителей является практически безальтернативным решением.

Вторым не менее важным применением подобных усилителей является их использование в измерительной и генераторной технике сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона. В СВЧ-тракте таких измерительных приборов, как векторные анализаторы цепей, анализаторы спектра, измерители коэффициента шума, как правило, используются усилители с распределённым усилением (УРУ), позволяющие реализовать усиление сигнала при сравнительно низком коэффициенте шума и с широким динамическим диапазоном [2].

Известны маломощные коммерческие арсенид-галлиевые и нитридгаллиевые монолитные интегральные схемы (МИС) УРУ с рабочим диапазоном до 24 ГГц, такие как СНА4220-98F (UMS) [3], TGA2227 (TriQuint) [4], MP540 (Микран) [5, 6] и HMC460 (Analog Devices) [7]. Представленный модуль реализован с применением HMC460, т.к. с точки зрения автора данная МИС является наиболее сбалансированной по своим техническим параметрам и не требует использования в схеме включения сверхширокополосных индуктивностей, что усложняет и удорожает конструкцию СВЧ-модуля.

Основной недостаток существующих модулей сверхширокополосных усилителей – довольно большая неравномерность АЧХ (спад усиления от 0,5 до 2 дБ на октаву). Кроме этого, в приёмном тракте с ростом частоты возрастают потери. Общая неравномерность АЧХ может достигать более 5 дБ. Для компенсации всех потерь предлагается использовать диссипативную коррекцию АЧХ.

Цель данной работы – представить результаты разработки и анализа параметров СВЧ-модуля с диапазоном рабочих частот 10 МГц – 20 ГГц с применением оптимальной по согласованию и глубине коррекции диссипативной корректирующей цепи (ДКЦ).

Структурная схема и требуемые параметры сверхширокополосного усилителя

Синтез модуля сверхширокополосного усилителя осуществляется на основе метода оптимизации, поэтому важным первоначальным этапом его реализации является задание исходных параметров. Исходя из применимости представляемого усилителя в приёмном тракте измерителя коэффициента шума X5M-18 и анализатора спектра СК4М-18, были сформулированы определённые требования к его техническим параметрам (таблица).

Требуемые технические параметры

Параметр	Значение
Диапазон рабочих частот, ГГц	0,01–20
Усиление, дБ	Не менее 30
Величина коррекции, дБ	4...5 дБ
Возвратные потери (вход), дБ	Не менее –12
Возвратные потери (выход), дБ	Не менее –10
Коэффициент шума	Не более 5
Компрессия P1 по выходу, дБм	Не менее 12

Оценка достижимых параметров по таблице показала, что необходимое усиление достигается в трехкаскадной структурной схеме усилителя, которая представлена на рис. 1.

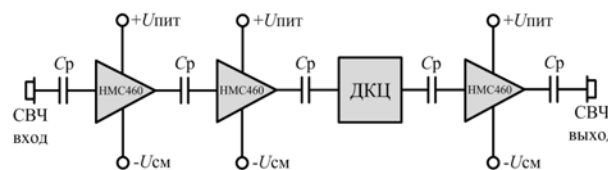


Рис. 1. Структурная схема усилителя

Схема построена на основе монолитной интегральной схемы (МИС) HMC460. Согласно документации производителя на МИС HMC460 [7] необходимо два напряжения питания: положительное $U_{пит}$ (+8 В) и отрицательное смещение $U_{см}$ (–0,9 В). При таком смещении и питании обеспечивается оптимальный режим работы МИС. Было проведено моделирование схемы по рис. 1, которое показало, что диссипативная корректирующая цепь, исходя из условия минимальных шумов и максимальной выходной мощности, включается между вторым и третьим каскадами.

Диссипативная корректирующая цепь

ДКЦ представляет собой частотно-зависимый П-образный аттенуатор [8]. Коррекция АЧХ реализована с помощью топологических связанных расщеплённых холостых линий (отмечены * на рис. 3) и индуктивных элементов, выполненных с помощью отрезков золотой проволоки (L_1 и L_2). Применение связанных расщеплённых линий обусловлено как необходимостью коррекции паразитных составляющих элементов L_1 и L_2 , так и для высокочастотного шунтирования резисторов R_1 , R_2 и R_3 .

Исходя из требуемого усиления (не менее 27 дБ), для ДКЦ было выбрано значение начального ослабления аттенуатора – 15 дБ. Оптимальной амплитудной характеристикой ослабления ДКЦ будет характеристика, близкая к логарифмической. Эквивалентная схема предлагаемой корректирующей цепи показана на рис. 2.

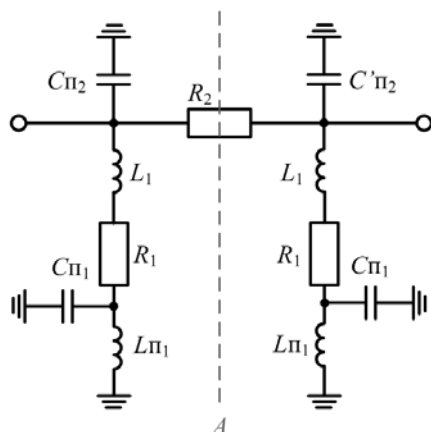


Рис. 2. Эквивалентная схема ДКЦ

Для удобства расчёта первоначальных значений элементов примем, что данная схема симметрична относительно оси A , но так как данная цепь будет находиться между каскадами усиления, входные и выходные КСВН которых отличаются между собой, для оптимального согласования каскадов введено условие, при котором $C_{п2} \neq C'_{п2}$. Реализация данного условия достигается с помощью асимметричного применения расщеплённых связанных холостых линий. Исходные значения сопротивлений R_1 и R_2 можно рассчитать по методике, представленной в [9], используя формулы для симметричной П-образной цепи:

$$R_1 = R_0 \frac{N+1}{N-1}, \quad (1)$$

$$R_2 = R_0 \left(\frac{N^2 - 1}{2N} \right), \quad (2)$$

где R_0 – волновое сопротивление, N – ослабление аттенуатора в раз. Используя (1) и (2), получаем значения $R_1 = 71,63$ Ом и $R_2 = 136,14$ Ом. Глубина и вид коррекции будут определяться реактивными элементами L_1 , $L_{п1}$, $C_{п1}$, $C_{п2}$, $C'_{п2}$.

Трёхмерная электромагнитная модель топологии ДКЦ представлена на рис. 3.

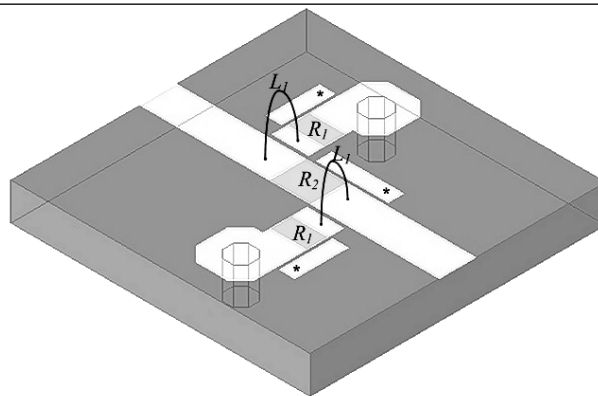


Рис. 3. Трёхмерная электромагнитная модель топологии ДКЦ

Основные корректирующие элементы (индуктивности L_1 и L_2) выполнены с помощью шлейфов из золотой проволоки. Также дополнительная коррекция осуществляется топологическими элементами, расположенными возле резисторов R_1 и R_2 .

Расчётные возвратные потери и потери на проход представлены на рис. 4. Электромагнитное моделирование и оптимизация топологий, а также все аналитические расчёты производились с помощью САПР ADS компании Keysight.

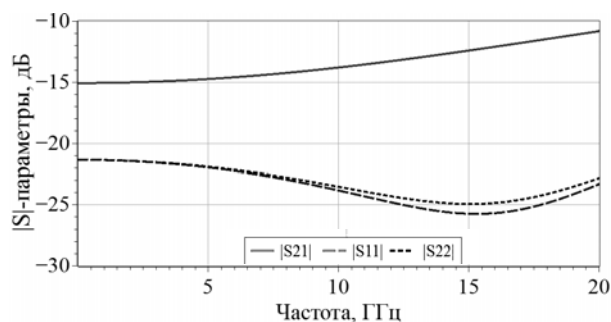


Рис. 4. Графики расчётных возвратных потерь и потерь на проход для ДКЦ

Из рис. 4 видно, что глубина коррекции составляет 4,5 дБ (20 ГГц). Также была проведена оптимизация по заданному уровню возвратных потерь. Для обеспечения хорошего согласования между каскадами топология была рассчитана для уровня возвратных потерь не более –20 дБ в рабочем диапазоне частот.

Технология изготовления и конструкция СВЧ-модуля

Представленный модуль сверхширокополосного СВЧ-усилителя изготовлен по технологии гибридных интегральных схем (ГИС), широко применяемой в АО «НПФ Микран». Корпус СВЧ-модуля изготовлен из алюминиевого сплава Д16-Т и покрыт сплавом Sn–Bi (олово–висмут). Микрополосковые платы изготовлены из поликора с относительной диэлектрической проницаемостью 9,9 и толщиной 0,254 мм. СВЧ-линии передачи выполнены методом вакуумного осаждения золота, топологические резисторы – методом вакуумного осаждения тантала. Все элементы смонтированы в корпус методом пай-

ки с использованием низкотемпературных припоев. В качестве СВЧ-разъёмов использованы коаксиально-микрополосковые переходы серии ПКМ2-20 (Микран), для фильтрации питания и обеспечения электромагнитной изоляции СВЧ-модуля использованы фильтры питания ЕМІ/RF 4300-009 (Tusonix) и прокладки из токопроводящего композитного материала на основе мелкодисперсных резиновых и серебряных гранул. Для исключения возможности автогенерации в канале СВЧ-тракта был использован листовой композитный материал (Ecosorb), обладающий свойствами широкополосного СВЧ-поглотителя. Питающие напряжения дополнительно стабилизированы с помощью линейных стабилизаторов с ультранизким собственным уровнем падения напряжения для исключения возможного перегрева СВЧ-модуля. Также для дополнительной температурной стабилизации в схеме формирующей напряжения смещения применены термисторы с обратной температурной зависимостью.

СВЧ-тракт усилителя

Используя файлы S-параметров от производителей комплектующих (МИС НМС460, конденсатор АТС550, разъём-переход ПКМ2-20), можно полностью смоделировать СВЧ-тракт усилителя. Также было проведено полное электромагнитное моделирование топологий подводящих микрополосковых плат с разрывами для разделительных конденсаторов.

Расчётные АЧХ усилителя с ДКЦ и без ДКЦ приведены на рис. 5 в сравнении с измеренной АЧХ собранного усилителя. Все измерения проведены с помощью векторного анализатора цепей P4226 (АО «НПФ Микран»).

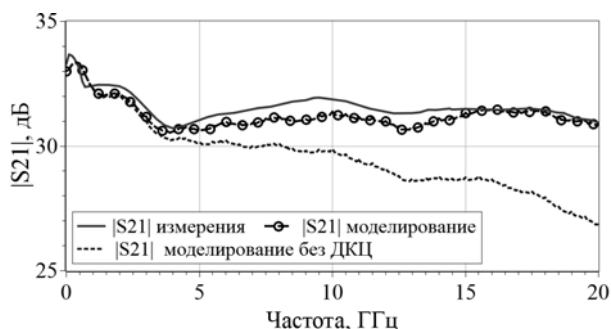


Рис. 5. Графики измеренных и расчётных АЧХ усилителя с ДКЦ и без ДКЦ

Как видно из рис. 5, расчётные значения АЧХ имеют очень хорошую сходимость с измеренными. Применение ДКЦ уменьшает неравномерность АЧХ с 8 до 3,5 дБ во всём рабочем диапазоне частот. Подъём АЧХ в области частот от 10 МГц до 3 ГГц обусловлен внутренней схмотехникой УРУ и подробно описан в [10]. Коррекция указанного частотного диапазона не входила в задачи этой работы, но также возможна с применением других ДКЦ.

Возвратные потери по входу и выходу смоделированного СВЧ-тракта усилителя приведены на рис. 6 в сравнении с возвратными потерями по входу и выходу реального устройства.

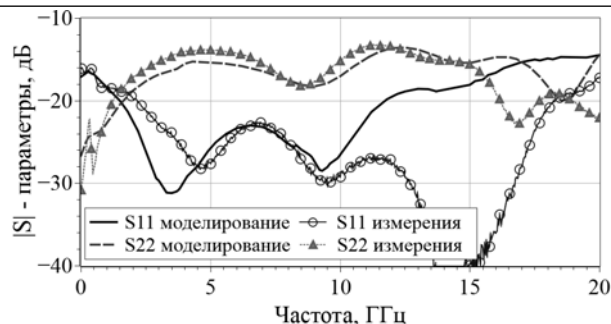


Рис. 6. Графики измеренных и расчётных возвратных потерь по входу и выходу усилителя

Как видно из рис. 6, значения возвратных потерь по входу и выходу усилителя укладываются в изначальные требования с большим запасом. Возвратные потери не менее -15 дБ по входу и не менее -15 дБ по выходу. Из представленных графиков видно, что выше 10 ГГц график расчётных возвратных потерь существенно отличается от измеренного. Это связано с методом измерений. S-параметры усилителя, используемые для расчёта, были сняты производителем микросхемы с использованием СВЧ-зондов, и после частоты 10 ГГц между используемыми СВЧ-зондами, как правило, уже возникает электромагнитная связь, что приводит к подобным результатам, ухудшает развязку (S12) и снижает точность измерения возвратных потерь на высоких частотах.

Измерение коэффициента шума и компрессии

Измерения коэффициента шума были проведены с помощью измерителя X5M-18 (АО «НПФ Микран») и генератора шума ГШМ2 (АО «НПФ Микран»). Измеренный график коэффициента шума представлен на рис. 7.

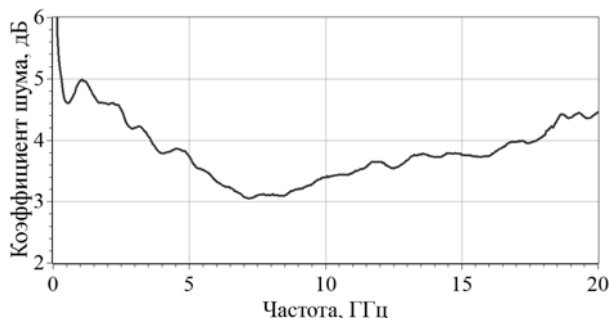


Рис. 7. Измеренный график коэффициента шума усилителя

Измерения компрессии были проведены с помощью опционального векторного анализатора цепей P4M-18 (АО «НПФ Микран»). Измеренный график компрессии по выходу усилителя представлен на рис. 8.

Измерения проводились с шагом 0,5 ГГц, для каждой частотной точки определялась мощность, на которой происходит сжатие на 1 дБ, затем в автоматизированном режиме был построен представленный график зависимости выходной мощности от частоты.

Как видно из графиков, представленных на рис. 7 и 8, разработанный усилитель полностью соответствует изначальным техническим требованиям.

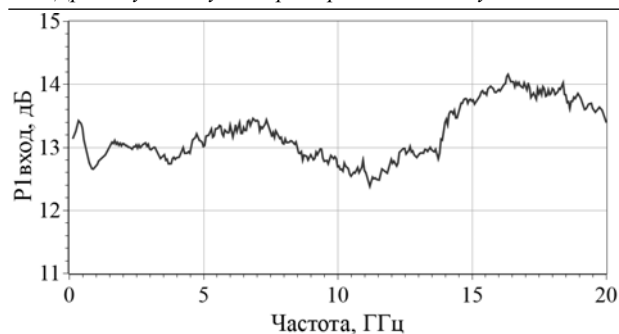


Рис. 8. Измеренный график выходной мощности усилителя при сжатии на 1 дБ

Внешний вид СВЧ-тракта разработанного усилителя представлен на рис. 9.



Рис. 9. Внешний вид СВЧ-тракта усилителя

Использование представленного усилителя в приборах Х5М-18 и СК4М-18 (Микран) позволяет получить равномерную характеристику коэффициента шума измерительного тракта во всем рабочем диапазоне частот, что повышает метрологические характеристики измерительных приборов.

На представленный модуль СВЧ-усилителя получены два патента на полезные модели [11, 12].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, соглашение № 14.577.21.0188 от 27.10.2015 г., идентификатор RFMEFI57715X0188.

Литература

1. Susan Shannon, Computer Networking and Networks; Nova Science Publisher, Inc., – 2006. – 247 p.
2. Кузьмин А.А. Маломощные усилители с распределенным усилением. – М.: Сов. радио, 1974. – 224 с.
3. CHA4220-98F A new broadband distributed driver amplifier [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ums-gaas.com/cha4220-98f-a-new-broadband-dist.php> (дата обращения: 10.06.2016).

4. 2-22 GHz GaN Low Noise Amplifier [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.triquint.com/products/p/TGA2227> (дата обращения: 22.06.2016).

5. Арыков В.С. и др. GaAs МИС усилителя распределенного усиления // Сборник докладов Всероссийской конференции «Микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург, 4–7 июня 2012. – С. 165–168.

6. Степаненко М.В. Полевой транзистор с субмикронным Т-образным затвором, полученным с использованием пристеночного диэлектрика / М.В. Степаненко и др. // Доклады ТУСУРа. – 2014. – № 1 (31). – С. 106–108.

7. HMC460 – Analog Devices [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/hmc460.pdf> (дата обращения: 15.06.2016).

8. Титов А.А. Расчет межкаскадной корректирующей цепи многооктавного усилителя мощности на полевых транзисторах // Радиотехника. – 1989. – №12. – С. 30–33.

9. Фуско В. СВЧ-цепи. Анализ и автоматизированное проектирование. – М.: Радио и связь, 1990. – 288 с.

10. Morkner H. et al. A Novel Small PHEMT LNA that Incorporates Active Matching for 1 to 20 GHz and 1.1 dB NF / European Microwave Conference. October, 2010.

11. Патент на полезную модель № 131256 «Сверхширокополосный малошумящий усилитель сверхвысоких частот».

12. Патент на полезную модель № 133666 «Малошумящий усилитель сверхвысоких частот с термокомпенсацией».

Дроботун Николай Борисович

Аспирант каф. радиоэлектронных технологий и экологического мониторинга (РЭТЭМ) ТУСУРа
Тел.: +7-960-975-73-44
Эл. почта: nikolay.drobotun@micran.ru

Drobotun N.B.

10 MHz – 20 GHz Microwave Amplifier Module with Dissipative Transmission Correction

This paper presents a 10 MHz – 20 GHz microwave amplifier module with dissipative transmission correction. The experimental research of the main parameters of the amplifier is shown in comparison to the data originated from EM simulations.

Keywords: transmission gain correction, MHMIC, MMIC, distributed amplifier, return loss, noise figure.

УДК 535.44

М.В. Чуманов, И.А. Паргачёв, И.В. Мокрушин, Л.Я. Серебренников, В.А. Краковский

Акустооптические затворы на основе кристалла РКТР

Изготовлены прототипы акустооптических (АО) затворов на основе кристаллов РКТР в корпусе с жидкостным охлаждением и контролем рабочей температуры. Для изготовленных затворов измерены основные характеристики, такие как рабочая частота управляющего высокочастотного (ВЧ) сигнала (частотная характеристика), эффективность дифракции, коэффициент стоячей волны (КСВН) пьезопреобразователей на центральной рабочей частоте.

Ключевые слова: акустооптический затвор, кристалл РКТР.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-78-80

Наиболее распространенным на сегодняшний день материалом для изготовления акустооптических (АО) затворов является плавный кварц, поскольку имеет высокие значения порога оптического повреждения ($10,5\text{--}10,6\text{ ГВт/см}^2$) и относительно широкую полосу пропускания ($0,2\text{--}4\text{ мкм}$). Максимальная акустическая скорость этого материала составляет $5,95 \cdot 10^3\text{ м/с}$, коэффициент акустооптического качества $1,56 \cdot 10^{-15}\text{ с}^3/\text{кг}$ [1]. Имеются также альтернативные материалы, но каждый из них имеет существенные недостатки, например узкую полосу оптической прозрачности, низкий порог оптического повреждения.

Высокоомные кристаллы KTiOPO_4 (РКТР) производства компании «Кристалл Т» имеют ряд преимущественных особенностей перед некоторыми АО-материалами, наиболее важными из которых являются высокие оптическая прочность (3 ГВт/см^2) и коэффициент АО-качества ($4,2 \cdot 10^{-15}\text{ с}^3/\text{кг}$), относительно низкий коэффициент акустического затухания [2]. Полезным качеством РКТР является высокая скорость распространения акустической волны ($\sim 7,76 \cdot 10^3\text{ м/с}$) [3], что обеспечивает повышенное быстродействие АО-устройств. К прочим достоинствам кристаллов семейства КТР можно отнести следующие: негигроскопичность, высокая устойчивость к химическим и механическим повреждениям и достаточно широкая полоса прозрачности в диапазоне длин волн излучения $0,35\text{--}4,5\text{ мкм}$.

Совокупность описанных выше параметров позволяет сделать вывод о том, что затворы на основе кристалла РКТР формируют более короткий фронт оптического импульса при неизменной апертуре оптического пучка и требуют меньшей мощности управляющего сигнала по сравнению с затворами на плавном кварце. Эти особенности позволяют упростить конструкцию затвора и драйвера управления затвором.

Описание конструкции

Конструкция АО затвора включает в себя светозвукопровод, вырезанный из монокристалла РКТР, проводящий слой на поверхности z-среза кристалла, сформированный методом вакуумного распыления, две преобразовательные пластины из того же материала, что и светозвукопровод, или $Y+36^\circ$ – среза ниобата лития (LiNbO_3). Поверх пластин нанесены

металлические электроды из индия или алюминия. Пластины приварены к светозвукопроводу методом холодной диффузионной индиевой сварки противоположной друг относительно друга ориентацией доменов.

Электрическая схема пьезопреобразователя соответствует последовательному включению двух конденсаторов, между обкладками которых расположен пьезоэлектрический материал. За счет такого секционирования уменьшается емкостная составляющая нагрузки при относительно большой длине АО-взаимодействия. Пластины излучают синфазные волны, создавая акустическое поле с плоским волновым фронтом, направленным нормально к оптической оси светозвукопровода. Описанный подход позволяет добиться лучшего согласования нагрузки с подводящей ВЧ-линией, тем самым повысить эффективность дифракции.

Оптимальная геометрия светозвукопровода выбрана, исходя из данных, приведенных в [4], и экспериментальных результатов по измерению фотоупругих постоянных и коэффициента акустооптического качества [2, 5–6]. Геометрия АО ячейки, ориентация вектора поляризации падающего на светозвукопровод лазерного пучка относительно кристаллографических осей, направления оптического и акустического пучков отображены на рис. 1.

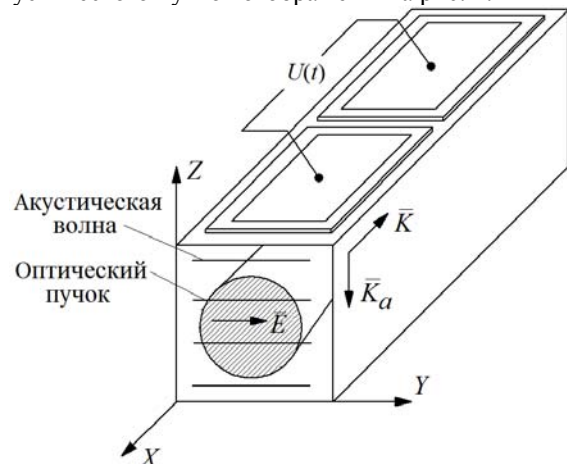


Рис. 1. Конструкция акустооптической ячейки

Размеры светозвукопровода $23 \times 8 \times 8\text{ мм}^3$ вдоль осей X, Y и Z соответственно. Размеры пластин

пьезопреобразователя в плоскости возбуждения 10×7 мм² и толщина 40–5 мкм. АО-ячейка помещена в металлический корпус с системой охлаждения. Через подводящие штуцеры циркулирует охлаждающая жидкость. В корпусе в непосредственной близости к светозвукопроводу установлена термопара и выведен разъем для контроля температуры. Внешний вид изготовленного затвора показан на рис. 2.

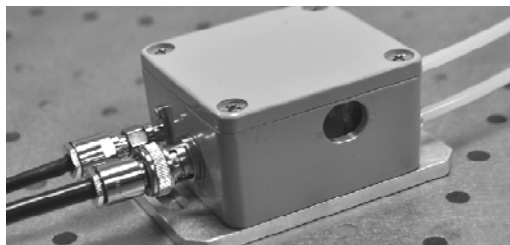


Рис. 2. Внешний вид затвора в корпусе с системой охлаждения

Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка (рис. 3) построена следующим образом. Генератор импульсов 1 запускает развертку осциллографа 4 и включает ВЧ-генератор 2. Далее усиленный ВЧ-сигнал поступает на затвор 5. Дифрагированное световое поле выделяется пространственным фильтром и фокусируется на ФЭУ, сигнал на выходе которого регистрируется осциллографом. Изображения осциллограмм сохраняются на ЭВМ.

В качестве источника излучения используется гелий-неоновый лазер 6, излучающий на длине волны 633 нм. Коллиматором 7 формируется пучок необходимого диаметра. Поляризатором 8 задается линейная поляризация, вектор которой ориентирован параллельно волновому фронту акустического пучка. Основной оптический пучок гасится непрозрачным экраном 9, дифрагированные пучки направляются на ФЭУ 13. Для снижения засветки от посторонних источников излучения устанавливается светофильтр 11.

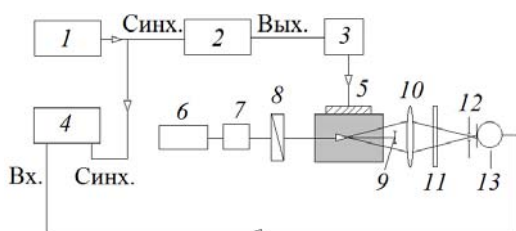


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор импульсов АКПП-3301; 2 – ВЧ-генератор Agilent N5181B; 3 – ВЧ усилитель; 4 – осциллограф Tektronix TDS1012C-EDU; 5 – АО-затвор; 6 – лазер ЛГН 207А; 7 – коллиматор; 8 – поляризатор; 9 – непрозрачный экран; 10 – собирающая линза; 11 – светофильтр; 12 – пространственный фильтр; 13 – ФЭУ

Измерения проводятся при малых мощностях высокочастотного сигнала, чтобы сохранить линейную зависимость эффективности дифракции от ин-

тенсивности акустического пучка и параметров затухания. А также при малых мощностях при дифракции Рамана–Ната интенсивность дифрагированного света сосредоточена в \pm первом порядке дифракции.

Измеряются основные параметры, характеризующие работу затвора в качестве модулятора добротности, такие как рабочая частота управляющего ВЧ-сигнала (частотная характеристика), глубина модуляции (эффективность дифракции), быстродействие.

Экспериментальные результаты

Описанные выше характеристики оценивались для АО-затворов с пьезопреобразователями на основе кристалла ниобата лития ($Y+36^\circ$ -срез) и кристалла РКТР (Z-срез).

Согласование пьезопреобразователей производилось посредством коаксиального трансформатора на ферритовом кольце. Для измерения частотной характеристики КСВН в измерительной схеме (см. рис. 3) вместо ВЧ-усилителя устанавливалась детекторная головка, к которой через длинный кабель соединялась исследуемая нагрузка. Детектирующий выход соединялся с измерительным входом осциллографа. ВЧ-генератор запускался в режиме качающейся частоты с верхней граничной частотой 120 МГц. Полученные диаграммы КСВН показаны на рис. 4. КСВН на центральных рабочих частотах составил 1,3–1,35.

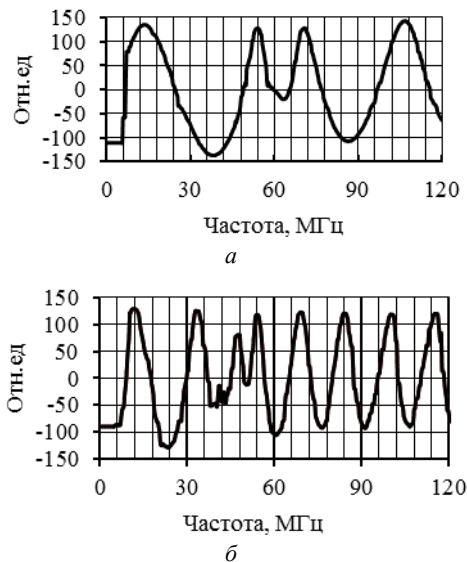


Рис. 4. Частотные характеристики КСВН пьезопреобразователя на основе: а – РКТР, б – ниобата лития

Измерение частотной характеристики затвора проводилось по схеме на рис. 3. ВЧ-генератор запускался в режиме качающейся частоты с граничными частотами 20 и 80 МГц. Измеренные частотные характеристики отображены на рис. 5.

Максимальная эффективность дифракции при мощности управляющего сигнала 1 Вт составила 3 и 3,6% для пьезопреобразователей из РКТР и ниобата лития соответственно.

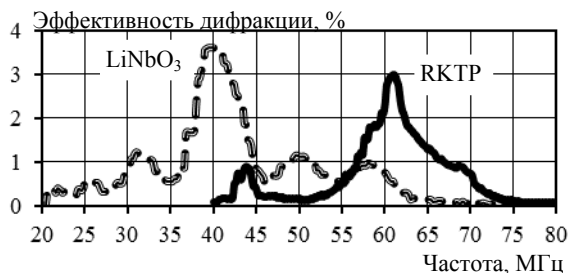


Рис. 5. Зависимость эффективности дифракции от частоты для пьезопреобразователей из РКТП и ниобата лития

Быстродействие затвора является параметром, зависящим от скорости акустической волны и апертуры оптического пучка. Для измерения фронта оптического импульса использовалась схема, аналогичная предыдущему эксперименту. Формировался супергауссов пучок, ВЧ-генератор запускался в импульсном режиме (длительность импульса 0,1 мкс, период повторения 5 мкс). Оценивалась длительность фронта для пучков диаметром 2–5 мм. Расхождение измеренных и расчетных значений не превышало 5%.

Заключение

Изготовлены АО-затворы на основе кристаллов РКТП в корпусе с жидкостным охлаждением и контролем рабочей температуры.

По уровню изменения сигнала на 3 дБ от пикового значения полоса рабочих частот затвора с пьезопреобразователем из кристалла РКТП составила 8 МГц, для затвора с пьезопреобразователем из ниобата лития — 6 МГц. Центральная рабочая частота для затвора с пьезопреобразователем из РКТП составила 61 МГц, для затвора с пьезопреобразователем из ниобата лития — 40 МГц. КСВН на центральной частоте каждого затвора лежит в пределах 1,3–1,35. Максимальная эффективность дифракции при мощности управляющего ВЧ-сигнала, равной 1 Вт для затвора с пьезопреобразователем из РКТП, составила 3%, из ниобата лития — 3,6%.

Показана возможность изготовления эффективных АО-затворов, используя как для светозвукопровода, так и для пьезопреобразователей один и тот же материал — кристалл РКТП.

Литература

1. Магдич Л.Н. Акустооптические устройства и их применение / Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов. — М.: Сов. радио, 1978. — 112 с.
2. Чуманов М.В. Исследование акустооптических характеристик кристалла РКТП / М.В. Чуманов, И.А. Паргачёв // Труды Всерос. конф. СНИИ. — Томск: Изд-во НТЛ, 2014. — С. 141–142.
3. Чуманов М.В. Измерение скорости распространения акустической волны в нелинейно-оптическом кристалле РКТП / М.В. Чуманов, И.А. Паргачёв // Труды Все-

рос. науч.-техн. конф. «Научная сессия ТУСУР». — Томск: В-Спектр, 2014. — Ч. 2. — С. 21–23.

4. Elastic and elastooptic properties of KTiOPO₄ / I.I. Zubrinov, V.K. Sapozhnikov, E.V. Pstrykov and V.V. Atuchin // Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics. — June 16, 2003. — Vol. 249. — P. 249–254.

5. Устройства управления и преобразования лазерного излучения на основе кристаллов РКТП / М.В. Чуманов, И.А. Паргачёв и др. // Сб. науч. тр. 4-й Междунар. науч.-техн. конф. по фотонике и информационной оптике. — М.: МИФИ, 2015. — С. 60–61.

6. Измерение фотоупругих коэффициентов кристалла РКТП методом статических деформаций / М.В. Чуманов, И.А. Паргачёв и др. // Доклады ТУСУРа. — 2015. — № 4 (38). — С. 91–94.

Чуманов Михаил Владиславович

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа, инженер ООО «Кристалл Т»
Тел.: 8-953-923-14-01
Эл. почта: mihail.chumanov@yandex.ru

Паргачёв Иван Андреевич

Аспирант каф. электронных приборов (ЭП) ТУСУРа, инженер ООО «Кристалл Т»
Тел.: 8-913-114-47-70
Эл. почта: underfin@mail.ru

Мокрушин Игорь Владимирович

Инженер-конструктор ООО «Кристалл Т»
Тел.: 8-923-404-75-53
Эл. почта: igor-mokrushin@yandex.ru

Серебrenников Леонид Яковлевич

Канд. техн. наук, доцент каф. ЭП, заместитель директора ООО «Кристалл Т»
Тел.: 8-953-912-83-53
Эл. почта: silver.47@mail.ru

Краковский Виктор Адольфович

Д-р техн. наук, директор ООО «Кристалл Т»
Тел.: 8 (382-2) 70-13-97
Эл. почта: kva@crystallt.org

Chumanov M.V., Pargachev I.A., Mokrushin I.V.,
Serebrennikov L.Y., Krakovsky V.A.

Acousto-optical Q-switches based on the RKTP crystal

Q-switches based on the RKTP crystals were created in the case with liquid cooling and control of working temperature. For the created Q-switches the main characteristics such as the working frequency of the operating high-frequency signal (the frequency range), efficiency of diffraction, standing wave factor of transducer at the central working frequency were measured.

Keywords: acousto-optical Q-switch, RKTP crystal.

УДК 621.373.1

А.С. Задорин, А.А. Лукина

Исследование моделей подавления паразитных мод оптоэлектронного СВЧ-автогенератора на основе инжекционной и многоконтурной схем

Рассмотрены возможности повышения спектральной чистоты излучения оптоэлектронных автогенераторов СВЧ-диапазона на основе оптоволоконной линии задержки за счет применения синхронизацией мод на основе инжекционной и многоконтурной схем.

Ключевые слова: оптоэлектронный СВЧ-автогенератор, фазовый шум, программная модель, оптоволоконная линия задержки.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-81-84

Известно, что чувствительность, скорость передачи информации, габариты и энергопотребление радиолокационных и измерительных радиотехнических систем во многом зависят от уровня спектральной чистоты и частотной стабильности сигналов, формируемых задающими системными автогенераторами (АГ). Фундаментальные ограничения названных характеристик связаны со стохастическими флуктуациями токов и напряжений, обусловленными тепловым, дробовым и фликкер-шумами в полупроводниковых элементах АГ [1, 2]. Для количественной оценки спектральной чистоты сигнала АГ используется оценка $L(f)$ его спектральной плотности мощности в одиночной боковой полосе для заданной отстройки на величину f_m от несущей частоты f_0 АГ в одиночной боковой полосе, пересчитанная в полосу 1 Гц. Снижение величины $L(f)$ АГ обычно обеспечивается за счет тщательной частотной селекции сигнала, циркулирующего в петле обратной связи АГ. Эффективность такой селекции, как известно, определяется добротностью Q резонатора АГ, пропорциональной крутизне его фазочастотной характеристики (ФЧХ). Классическая теория влияния шумов и величины Q на динамику нелинейных систем, в том числе и АГ, показывает, что при наличии шумов в спектре $L(f)$ можно выделить составляющие, описывающие амплитудные (АШ) и фазовые (ФШ) шумовые флуктуации [1, 2].

Известно, что для АГ томсоновского типа вблизи рабочей частоты АГ f_0 линия излучения $L(f)$ АГ определяется, в основном, спектральной плотностью фазовых шумов. В указанной области зависимость амплитудной составляющей шума от отстройки практически отсутствует, и ее уровень образует лишь «шумовой пьедестал» линии $L(f)$. Кроме этого, установлено, что основным способом снижения $L(f)$ при заданном уровне шумовых источников АГ являются увеличение добротности Q накопительного элемента АГ. В диапазоне СВЧ фазовый шум (ФШ) является одним из основных факторов, ограничивающих применение сложных сигналов в радиосвязи, радиолокации и в измерительных системах.

Как показано в [3], значительного повышения добротности резонатора Q в сантиметровом диапа-

зоне можно достичь за счет использования в схеме АГ медиаконвертеров, т.е. устройств, обеспечивающих промежуточные преобразования энергии СВЧ-колебаний в энергию световой волны. Эта энергия способна эффективно накапливаться в оптоэлектронных резонаторах «бегущей волны», представляющих собой оптоволоконные (ОВ) линии задержки на время τ_d :

$$\tau_d = nl/c, \quad (1)$$

где n – групповой показатель преломления и длина ОВ, c – скорость света в вакууме.

Такие резонаторы используются для построения оптоэлектронных генераторов (ОЭГ), рис. 1 [3–5]. Их эквивалентная добротность Q_{rf} на несущей частоте f_{rf} определяется формулой [6]

$$Q_{rf} = Q_{opt} \cdot \frac{f_{rf}}{f_{opt}}. \quad (2)$$

Здесь Q_{opt} – добротность ОВ-резонатора на оптической частоте f_{opt}

$$Q_{opt} = 2\pi f_{opt} \tau_d.$$

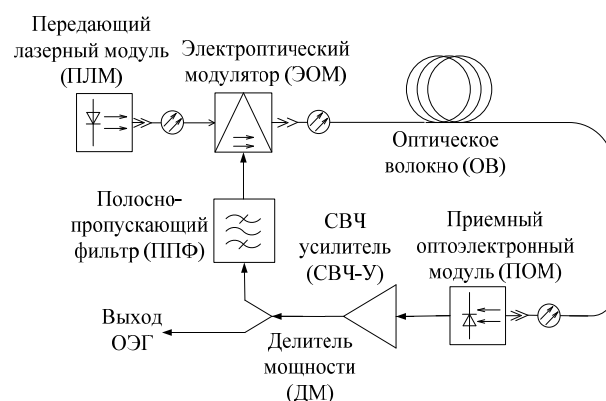


Рис. 1. Структурная схема ОЭГ

Оценка Q_{rf} по формуле (2) для $l \sim 4$ км дает значение $\sim 10^6$. Столь высокая добротность ОВ-резонатора обеспечивает низкий уровень фазовых шумов ОЭГ. При отстройке от несущей $f \sim 10$ кГц, $L(f) \sim -150$ дБ/Гц [3–5].

Недостатком указанного резонатора является большая плотность резонансных частот, характери-

зующая величиной межмодового частотного интервала Δf , обратно пропорционального добротности Q [6]:

$$\Delta f = 1/\tau_d. \quad (3)$$

Из приведенных формул видно, что для ОЭГ, работающего на частоте 10 ГГц при $l \sim 4$ км, межмодовый интервал резонатора Δf составляет ~ 50 кГц. Проблемой, таким образом, является подавление паразитных мод, близко расположенных к частоте генерации ОЭГ.

Способы подавления паразитных мод ОЭГ

Одним из способов подавления паразитных мод является использование конкуренции мод в нелинейной среде ОЭГ.

При этом резонансная система образуется из нескольких отрезков ОВ различной длины [5, 7]. На рис. 2 показана одна из таких схем.

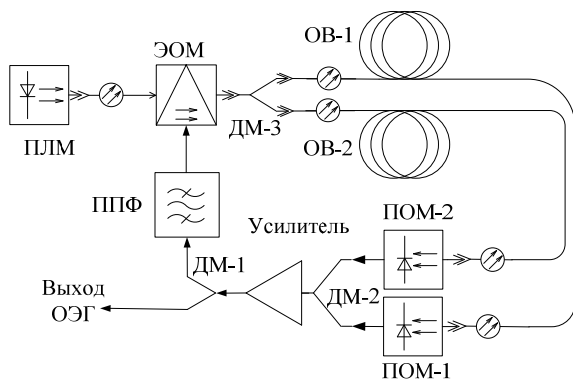


Рис. 2. Структурная схема двухконтурного ОЭГ

Длины ОВ на рис. 2 подобраны так, чтобы в пределах полосы пропускания полосно-пропускающего фильтра только одна резонансная мода является общей для обоих контуров ОЭГ. Этот тип колебаний и должен превалировать над остальными модами.

Альтернативой схеме рис. 1 является представленная на рис. 3 схема ОЭГ с инжекционной синхронизацией (ИС) мод [5, 8]. Данная схема объединяет нелинейную среду двух ОЭГ – ведущего (Master loop) и ведомого (Slave loop). Механизм этой связи основан на инжекции через направленные ответвители (НО) части генерируемой в петлях обратной связи генераторов СВЧ-мощности в контур соседнего генератора. Работа данной схемы также основана на конкуренции мод двух генераторов. Здесь, как и в схеме по рис. 2, конкурентное преимущество имеют моды с близкими частотами. Взаимодействие этих мод в нелинейной среде приводит к фазовой синхронизации основных и подавлению паразитных мод.

Целью данного сообщения является обсуждение результатов исследования на основе компьютерного моделирования эффектов синхронизации и подавления мод в схемах ОЭГ на рис. 2, 3.

Симуляционная модель ОЭГ

Строгое аналитическое описание работы таких принципиально нелинейных систем, как автогенераторы, как известно, возможно лишь при большом числе упрощающих допущений [1, 2]. Поэтому для разработки модели ОЭГ мы использовали компью-

терное моделирование. Соответствующая программная модель, использованная нами для компьютерной симуляции схем ОЭГ (рис. 1–3), была написана в среде Matlab/Simulink. В качестве прототипа программы использовались разработки авторов [9, 10]. Блок-схема программы соответствовала схемам рис. 1–3. При этом блоки указанных схем дополнялись шумовыми источниками, относительным шумом интенсивности лазеров (Related Intensity Noise), тепловыми, дробовыми и фликкер-шумами усилителей, а также пассивных элементов схемы. Единственным нелинейным элементом в контурах самовозбуждения ОЭГ считались электрооптические модуляторы, связывающие оптическую мощность I_0 на входном и выходном $I(t)$ портах ЭОМ с управляющим напряжением V_{in} соотношением [3],

$$I(t) = \frac{\alpha I_0}{z} \left\{ 1 - \eta * (\sin \pi [V_{in}/V_\pi + V_B/V_\pi]) \right\}, \quad (4)$$

где α – вносимые потери ЭОМ; η – параметр, определяемый коэффициентом затухания модулятора $(1+\eta)/(1-\eta)$; V_B – напряжение смещения; V_π – полуволновое напряжение модулятора.

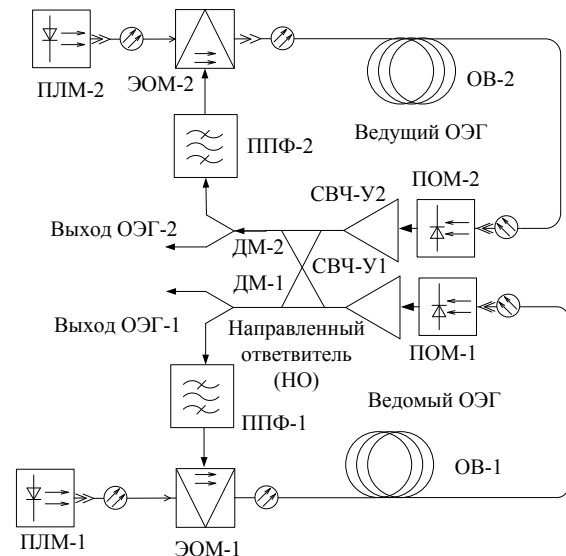


Рис. 3. Структурная схема ОЭГ с инжекционной синхронизацией мод

При разработке алгоритма вычислений $L(f)$ учитывалось, что отсчет односторонней спектральной плотности мощности фазовых шумов ОЭГ производится от несущей частоты лазерного источника ν . В этом случае, пренебрегая фемтосекундным масштабом изменений $I(t)$ и рассматривая оптическое волокно лишь как линию задержки радиочастотного сигнала ОЭГ на τ_d , можно считать, что $\nu = 0$. Такое приближение позволяет существенно сэкономить технические ресурсы и время моделирования $L(f)$.

Далее при моделировании $L(f)$ схем ОЭГ по рис. 1–3 в качестве полосно-пропускающего фильтра (ППФ) рассматривался фильтр с полосой пропускания ~ 10 МГц. В соответствии с (1) и (2) для указанного межмодового интервала длина ОВ составит $l = 20$ м.

Компенсация потерь сигнала в пассивных компонентах схем рис. 1–3 и медиаконверторах петли обратной связи ОЭГ обеспечивалась линейными усилителями СВЧ-У с коэффициентом усиления ~ 50 дБ.

Исследование зависимости $L(f)$ одноконтурного ОЭГ проводилось на длинах задержки ОВ 100 и 750 м. При этом рассчитанная по формуле (2) эквивалентная добротность ОВ-резонатора составляла $1,58 \cdot 10^4$ и $1,138 \cdot 10^5$ соответственно.

Фазовые шумы одноконтурного ОЭГ

Результаты расчета односторонней спектральной плотности мощности фазовых шумов $L(f)$ для данного типа ОЭГ и различных длин ОВ l представлены на рис. 4.

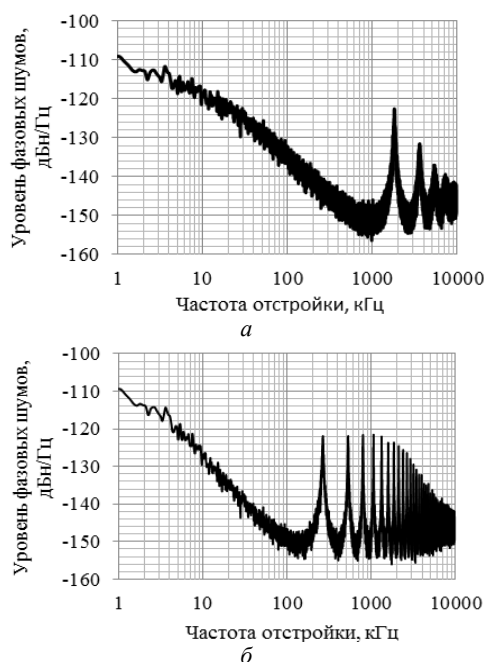


Рис. 4. Односторонняя спектральная плотность мощности фазовых шумов $L(f)$ одноконтурного ОЭГ при $l = 100$ м – а; $l = 750$ м – б

Сравнительный анализ представленных на рис. 4 данных симуляции $L(f)$ одноконтурных схем ОЭГ подтверждает зависимости (2), (3) эквивалентной добротности и межмодового интервала паразитных мод резонатора Δf от длины волокна l .

Фазовые шумы ОЭГ с инжекционной синхронизацией мод

Как показали авторы [8], взаимодействие колебательных процессов в петлях обратной связи ведущего и ведомого ОЭГ может привести к их синхронизации и подавлению паразитных мод в спектрах рис. 4. На схеме рис. 3 такой обмен энергиями мод в петлях «master» и «slave» обеспечивается направленным ответвителем (НО). Это так называемая инжекционная связь (ИС) контуров ОЭГ [8, 9]. Результат расчета спектров излучения ОЭГ по рис. 1 и 3, а также соответствующего распределения $L(f)$ для схемы ОЭГ-ИС, при длинах ОВ в первом и втором контурах, равных $l_1 = 75$ м. и $l_2 = 750$ м соответственно, представлен на рис. 5. Сравнивая данные

рис. 4 и 5, видим снижение уровня паразитных мод в схеме ОЭГ-ИС ~ 10 дБ.

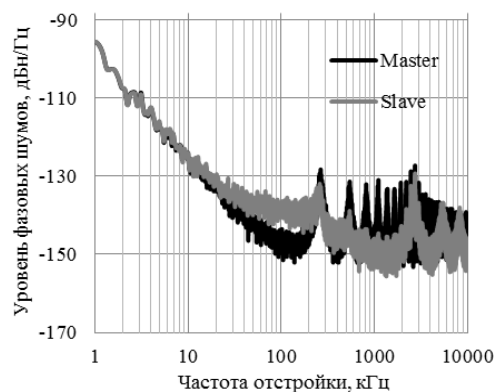


Рис. 5. Односторонняя спектральная плотность мощности фазовых шумов $L(f)$ по рис. 3

Заметим далее, что согласно (2) и (3) для длины ОВ $l_2 = 750$ м оценка эквивалентной добротности колебательной системы ОЭГ будет

$$Q = \pi f_0 \tau = 1,138 \times 10^5.$$

С другой стороны, аналогичная оценка Q , полученная из спектрограммы рис. 4, б излучения ОЭГ-ИС, равная $\sim 1,22 \times 10^5$, вполне сопоставима с приведенной выше теоретической оценкой.

Фазовые шумы ОЭГ с многоконтурной синхронизацией мод

Рассмотрим далее результаты расчета $L(f)$ ОЭГ (см. рис. 2) с двумя резонансными контурами, изготовленными из ОВ с длинами $l_1 = 83$ м и $l_2 = 414$ м. Расчетный спектр излучения ОЭГ с одиночным ОВ-резонатором приведен на рис. 6. На нем хорошо видны паразитные эквидистантно расположенные моды. Значение межмодового интервала соответствует формуле (3) и равно $\Delta f \approx 50$ кГц.

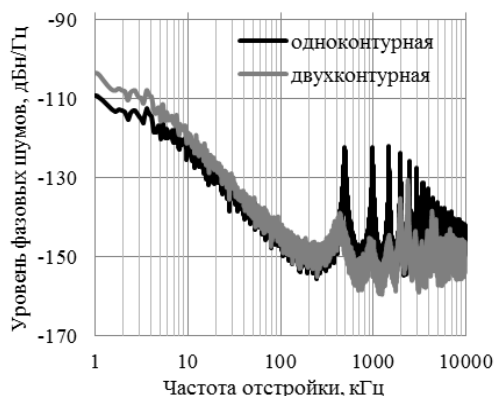


Рис. 6. Односторонняя спектральная плотность мощности фазовых шумов $L(f)$ по рис. 1 и 2

Оценку нагруженной добротности Q резонансной системы рассматриваемого генератора можно получить по ширине резонансных пиков спектральных распределений (рис. 6). Эти же данные содержат кривые односторонней спектральной плотности мощности фазовых шумов $L(f)$ на рис. 4–6. Общепринятой здесь является аппроксимация Д. Лисона:

$$L(Q, f) = 10 \log \left(\frac{G F k T}{2P} \left(\left(\frac{f_0}{2Q} \right)^2 \frac{f_\alpha}{f^3} + \left(\frac{f_0}{2Q} \right)^2 \frac{1}{f^2} + \frac{f_\alpha}{f} + 1 \right) \right), \quad (5)$$

где f_0 – центральная частота; G – коэффициент усиления активного прибора; F – коэффициент шума активного прибора; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; P – номинальная мощность, подводимая к резонатору; f_α – верхняя граница фликкер-шумов.

Из (5) следует, что в зависимости $L(f)$ можно выделить несколько характерных областей, в которых кривая $L(f)$ аппроксимируется спадающими с частотой линиями, характеризующимися наклоном соответственно -30 , -20 , -10 и 0 децибел на декаду. Из (5) можно видеть, что пересечение первых двух прямых наблюдается на частоте f_α , а второй и третьей – на частоте $f_0/2Q$. Указанные соотношения дают возможность оценки границы фликкер-шумов ОЭГ, а также нагруженной добротности Q его резонатора по экспериментальной кривой $L(f)$. Так, например, из графика рис. 6 следует, что $f_\alpha = 2,1 \cdot 10^4$ Гц, а величина $f_0/2Q = 1,7 \cdot 10^5$ Гц. Отсюда для $f_0 = 10 \cdot 10^9$ Гц получим $Q = 2,94 \cdot 10^4$.

С другой стороны, расчетное значение нагруженной добротности двухконтурного ОЭГ определяется как среднее арифметическое добротностей обоих контуров [5, 7]. Для данных рис. 6, воспользовавшись (2), получим оценку $Q = 3,7 \cdot 10^4$, близкую к сделанной выше.

Заключение

Представленные выше результаты расчетных экспериментов показали адекватность разработанных программных моделей, а также эффективность подавления паразитных мод в оптоэлектронных СВЧ-автогенераторах с помощью инжекционной и многоконтурной схем.

При этом лучшие результаты показывает инжекционная схема ОЭГ. В соответствии с (2) здесь, по сравнению с двухконтурным генератором рис. 2, обеспечивается выигрыш ζ в нагруженной добротности оптоволоконного резонатора, равный

$$\zeta = 2l_{\max} / (l_{\min} + l_{\max}), \quad (6)$$

где l_{\min} и l_{\max} – длины волокон ОВ₁ и ОВ₂ в контурах схем рис. 2, 3.

Отсюда следует, что максимум $\zeta \rightarrow 2$ достигается при большом различии в длинах волокон.

Литература

1. Rubiola E. The Leeson Effect: Phase Noise in Feedback Oscillators // 2006 IEEE International Frequency Control Symposium Tutorial. – Dept. LPMO FEMTO ST Institute. – Besançon, France. – June 2006 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ieee-uffc.org/frequency-control/learning/pdf/Rubiola.pdf> (дата обращения: 02.12.2016).
2. Анищенко В.С. Регулярные и хаотические автоколебания. Синхронизация и влияние флуктуаций /

В.С. Анищенко, В.В. Астахов, Т.Е. Вадивасова. – Долгопрудный: Интеллект, 2009. – 312 с.

3. Yao X.S. Optoelectronic oscillator for photonic systems / X.S. Yao, L. Maleki // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1996. – Vol. 32, No. 7. – PP. 1141–1149

4. Lee T.H. Oscillator phase noise: a tutorial / T.H. Lee, A. Hajimir // IEEE J. Solid State Circuits. – Mar. 2000. – Vol. 35, No. 3. – PP. 326–336.

5. Борцов А.А. Оптоэлектронный генератор радиочастотного диапазона с накачкой квантоворазмерным лазерным диодом: дис. ... д-ра техн.-наук. – М., 2014. – 402 с.

6. Царапкин Д.П. Методы генерирования СВЧ-колебаний с минимальным уровнем фазовых шумов: дис. ... д-ра техн.-наук. – М., 2004. – 413 с.

7. Yao X.S. Ultra-low phase noise dual-loop optoelectronic oscillator / X.S. Yao, L. Maleki // In Technical Digest of the Optical Fiber Communication Conference and Exhibit (OFC '98). – San Jose: CA. – Feb. 1998. – PP. 353–354.

8. Zhou W. Injection-locked dual optoelectronic oscillator with ultra-low phase noise and ultra-low spurious level / W. Zhou, G. Blasche // IEEE Trans Microw: Theory Tech. – Mar. 2005. – Vol. 53. – PP. 929–933.

9. Levy E.C. Modeling optoelectronic oscillators / E.C. Levy, M. Horowitz, C.R. Menyuk // JOSA B. – 2009. – Vol. 26, No. 1. – PP. 148–158.

10. Comprehensive computational model of single- and dual loop optoelectronic oscillators with experimental verification / E.C. Levy, O. Okusaga, M. Horowitz, C.R. Menyuk, W. Zhou, G.M. Carter // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18. – PP. 21461–21476.

11. Zhou W. Injection-Locked Dual Opto-Electronic Oscillator with Ultra-Low Phase Noise and Ultra-Low Spurious Level / W. Zhou, G. Blasche // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. – March 2005. – Vol. 53, No. 3. – PP. 929–933

Задорин Анатолий Семенович

Д-р физ.-мат. наук, зав. каф. радиоэлектроники и защиты информации (РЗИ) ТУСУРа

Тел.: +7-913-820-65-43

Эл. почта: Anatoly.Zadorin@rzi.tusur.ru

Лукина Анна Андреевна

Аспирант каф. РЗИ

Тел.: +7-913-828-67-31

Эл. почта: anna-angel1987@mail.ru

Zadorin A.S., Lukina A.A.

Investigation of the models for spurious modes suppression in optoelectronic microwave oscillator based on injection-locking and multi-loop schemes

The possibilities for spectral purity enhancement of optoelectronic microwave oscillators with a fiber-optic delay line by applying injection-locking and multi-loop schemes have been considered.

Keywords: optoelectronic microwave oscillator, phase noise, programming model, fiber-optic delay line.

**УПРАВЛЕНИЕ, ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА
И ИНФОРМАТИКА**

УДК 004.4

М.Ю. Катаев, А.К. Лукьянов, S. Maksyutov

Модифицированный метод эмпирических ортогональных функций восстановления общего содержания углекислого газа из спутниковых данных

Рассматривается модификация метода эмпирических ортогональных функций (ЭОФ) для решения задачи восстановления общего содержания углекислого газа по реальным данным измерений спутниковым прибором GOSAT. Модификация заключается в учете сингулярного разложения не только матрицы измеренных сигналов (основной подход), но также матрицы общего содержания углекислого газа (модификация). Приводятся результаты обработки основным и модифицированным методом эмпирических ортогональных функций данных измеренных спутниковых спектров отраженного от поверхности солнечного излучения в ближней ИК-области спектра для станции Lamont наземной сети TCCON измерения общего содержания CO_2 .

Ключевые слова: атмосфера Земли, газовый состав, дистанционные спутниковые методы, отраженное от поверхности солнечное излучение, Фурье-спектрометр, эмпирические ортогональные функции.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-87-90

Известно, что наблюдаемые изменения климата связаны с естественными и антропогенными факторами. Разделение вклада этих компонент в общем процессе – важнейшая задача, которая приводит к необходимости проведения глобального мониторинга параметров атмосферы Земли, среди которых находятся и такие парниковые газы, как CO_2 и CH_4 . Помимо первой, важной является задача оценки вклада в формирование климата подстилающей поверхности и процессов обмена выделяемых ею газовых компонент, к которым также относятся газы CO_2 и CH_4 . Для решения вышеизложенных задач оценки изменений климата применяется подход, связанный с разработкой различного рода климатических моделей (например, NCAR Community Climate Model (CCM) [www.cgd.ucar.edu/cms/ccm3]), для разработки которых требуются пространственно-временные данные составляющих атмосферы (метеорологические, газовые и аэрозольные составляющие), данные о поверхности Земли и др. Только спутниковые приборы позволяют получать регулярные по времени и пространству по всей поверхности Земли, измерения климатообразующих параметров.

Одним из таких приборов является Фурье-спектрометр среднего разрешения GOSAT, установленный на спутнике японского космического агентства IBUKI [www.gosat.nies.go.jp/en]. Аналогичные по характеристикам являются приборы: OCO-2 [oco.jpl.nasa.gov], Sciamachy [www.sciamachy.org], и IASI [iasi.cnes.fr/fr].

Технологии проведения уникальных научных экспериментов изучения атмосферы со спутников с целью определения ее параметров разрабатываются уже более 50 лет. За это время получены приборы, которые позволяют проводить измерения излучения в ультрафиолетовой, видимой, инфракрасной и микроволновой областях спектра с высоким качеством, пространственным и спектральным разрешением. Число спектральных каналов от первых спутниковых приборов до последних возросло в тысячи раз,

что позволяет восстанавливать параметры атмосферы с высокой точностью по пространству и времени. Однако большое количество поступающих данных приводит к необходимости их накапливать и обрабатывать, что предъявляет особые требования к методам обработки и вычислительным средствам. С развитием приборной базы спутниковых измерений развиваются и методы обработки новых подходов, новых программных приложений. Поэтому предлагаемая в статье модификация метода решения обратной задачи восстановления общего содержания парниковых газов по данным спутникового Фурье-спектрометра является весьма актуальной.

Известные подходы решения обратной задачи

Модель измерений, определяющая прямую задачу, в общем виде может быть представлена следующим выражением:

$$\mathbf{S} = \mathbf{F}(\mathbf{w}, \mathbf{b}) + \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (1)$$

где \mathbf{S} – вектор измеренных со спутника интенсивностей отраженного от поверхности солнечного излучения; \mathbf{F} – оператор прямой задачи, как правило, нелинейный; \mathbf{w} – вектор искомых параметров (в нашем случае общее содержание парниковых газов), \mathbf{b} – вектор мешающих параметров атмосферы (это эффекты многократного рассеяния, переотражения от облачных образований, аэрозольные слои и др.); $\boldsymbol{\varepsilon}$ – вектор шума измерительного прибора.

Обратная задача по отношению к (1) заключается в нахождении оценки вектора \mathbf{w} при известном векторе \mathbf{b} по измеренным сигналам \mathbf{S} (учитывая высокое отношение сигнал/шум > 100). Известные подходы [1–8] к решению обратных задач атмосферной оптики основываются на решении обратной задачи методом наименьших квадратов при условии линеаризации (1). В этом случае прямая задача может быть представлена в виде

$$\mathbf{S} = \mathbf{A}\mathbf{w} \quad (2)$$

или

$$\delta\mathbf{S} = \mathbf{A}\delta\mathbf{w}, \quad (3)$$

здесь \mathbf{A} – матрица весовых коэффициентов, $\delta\mathbf{S}=\mathbf{S}-\mathbf{S}_0$ – вектор вариаций измеряемого сигнала относительно модельного, при заданном априорном значении искомого параметра \mathbf{w}_0 , $\delta\mathbf{w}=\mathbf{w}-\mathbf{w}_0$ – вектор вариаций искомого параметра относительно априорного значения.

Известно, что большинство измерительных задач приводят к некорректным обратным задачам восстановления искомого параметра, что вынуждает применять соответствующие математические методы. При решении обратной задачи для нелинейного вида прямой задачи (1) применяются вариационные алгоритмы, минимизирующие различного рода целевые функции:

$$\Delta(\mathbf{w})=\{(\mathbf{S}-\mathbf{F}(\mathbf{w},\mathbf{b}))\mathbf{R}_S^{-1}(\mathbf{S}-\mathbf{F}(\mathbf{w},\mathbf{b}))^T\} \quad (4)$$

или

$$\Delta(\mathbf{w})=\{(\mathbf{w}-\mathbf{w}_0)\mathbf{R}_w^{-1}(\mathbf{w}-\mathbf{w}_0)^T + (\mathbf{S}-\mathbf{F}(\mathbf{w},\mathbf{b}))\mathbf{R}_S^{-1}(\mathbf{S}-\mathbf{F}(\mathbf{w},\mathbf{b}))^T\}, \quad (5)$$

где \mathbf{R}_S , \mathbf{R}_w – ковариационные матрицы измерений и априорной информации об общем содержании исследуемого газа.

Отметим, что для случая (2), (3) выражения (4) и (5) не будут меняться, только вместо $\mathbf{F}(\mathbf{w},\mathbf{b})$ будет стоять \mathbf{Aw} (или $\mathbf{A}\delta\mathbf{w}$). Точность решения задач (4), (5) зависит от близости задания начального приближения \mathbf{w}_0 к точному решению. Как правило, решение этих уравнений приводит к итерационным алгоритмам, которые являются весьма затратными по своим вычислительным ресурсам и требуют применения специфических методов решения, учитывая, что возникающие при решении матрицы являются большого размера (например, для спутникового прибора GOSAT число спектральных каналов составляет 80000).

Нами ранее был предложен простой и не ресурсоемкий в вычислительном плане подход, основанный на методе эмпирических ортогональных функций. Основной вариант, предложенный в [10], успешно позволяет в минимальное время обрабатывать большие массивы измерений прибора GOSAT. Однако, имеется возможность провести модификацию этого метода, что даст возможность получить более точное решение обратной задачи.

Модификация метода определения общего содержания

Главным отличием предлагаемой модификации от основного метода является сингулярное разложение не только матрицы измерений, но и матрицы, содержащей общее содержание углекислого газа.

Модификацию ранее предложенного нами метода, ранее представленного в работах [10–12], можно представить несколькими шагами:

ШАГ 1. Вычисление ковариационных функций:

Общее содержание

$$\mathbf{C}_w=\Delta\mathbf{W}\Delta\mathbf{W}^T/N, \quad \Delta\mathbf{W}=\mathbf{W}-\mathbf{E}(\mathbf{W}).$$

Измеренные сигналы

$$\mathbf{C}_s=\Delta\mathbf{S}\Delta\mathbf{S}^T/N, \quad \Delta\mathbf{S}=\mathbf{S}-\mathbf{E}(\mathbf{S}).$$

ШАГ 2. Вычисление сингулярного разложения SVD

$$\mathbf{C}_w=\mathbf{U}_w\mathbf{\Lambda}_w\mathbf{U}_w^T, \quad \mathbf{C}_s=\mathbf{U}_s\mathbf{\Lambda}_s\mathbf{U}_s^T,$$

\mathbf{U} , \mathbf{U}^T – собственные вектора и $\mathbf{\Lambda}$ – собственные значения.

ШАГ 3. Вычисление коэффициентов \mathbf{A} и \mathbf{B}

$$\Delta\mathbf{W}=\mathbf{U}_w\mathbf{A}, \quad \Delta\mathbf{S}=\mathbf{U}_s\mathbf{B}.$$

Из формул для коэффициентов $\Delta\mathbf{W}$ и $\Delta\mathbf{S}$ можно получить:

$$\mathbf{A}=\Delta\mathbf{W}\mathbf{U}_w^T \text{ и } \mathbf{B}=\Delta\mathbf{S}\mathbf{U}_s^T,$$

так как матрица \mathbf{U} – симметрична.

Предположив линейную зависимость между коэффициентами \mathbf{A} и \mathbf{B} в виде $\mathbf{A}=\mathbf{DB}$, помножив слева $\mathbf{B}=\Delta\mathbf{S}\mathbf{U}_s^T$ на \mathbf{D} , получим $\mathbf{DB}=\mathbf{D}\Delta\mathbf{S}\mathbf{U}_s^T$ тогда $\Delta\mathbf{W}\mathbf{U}_w^T=\mathbf{D}\Delta\mathbf{S}\mathbf{U}_s^T$, откуда

$$\Delta\mathbf{W}=\mathbf{U}_w\mathbf{D}\Delta\mathbf{S}\mathbf{U}_s^T.$$

ШАГ 4. Вычисление общего содержания

$$\mathbf{W}=\mathbf{E}(\mathbf{W})+\mathbf{U}_w\mathbf{D}(\mathbf{S}-\mathbf{E}(\mathbf{S}))\mathbf{U}_s^T.$$

Матрица представима в виде

$$\mathbf{D}=\mathbf{AB}^T(\mathbf{BB}^T)^{-1}.$$

Тогда получаем окончательное выражение для определения общего содержания газа, которое связывает сингулярное разложение как вектора общего содержания, так и матрицы сигналов

$$\mathbf{W}=\mathbf{E}(\mathbf{W})+\mathbf{U}_w\mathbf{AB}^T(\mathbf{BB}^T)^{-1}(\mathbf{S}-\mathbf{E}(\mathbf{S}))\mathbf{U}_s^T.$$

Ранее нами использовалось сингулярное разложение только матрицы сигналов.

Результаты сравнения основного и модифицированного методов

Для проверки работоспособности модифицированного метода ЭОФ, представленного шагами 1–4, нами выполнялось решение обратной задачи в несколько этапов. На первом этапе проходило обучение – получение значений матриц \mathbf{A} и \mathbf{B} для данных уровня обработки L2 GOSAT (значения общего содержания CO_2), а затем, на втором этапе, проходила обработка измеренных данных уровня L1 GOSAT (непосредственно измеренные сигналы). Длина выборки данных для станции TCCON Lamont [<https://tcccon-wiki.caltech.edu/Sites>] и GOSAT равнялась одному году. Данные измерений GOSAT брались из площади 1×1 градус с центром в станции Lamont. После обучения и решения обратной задачи стандартным и модифицированным подходами ЭОФ, результаты восстановленного общего содержания CO_2 сравнивались со значениями для станции Lamont. На рис. 1 показано сравнение измеренных на станции Lamont и восстановленного общего содержания CO_2 по данным спутникового прибора GOSAT (см. рис. 1, а) и отклонение этих значений друг от друга (см. рис. 1, б). Из рисунка видно, что отличие общего содержания для станции Lamont и восстановленных по спутниковым данным не пре-

восходит 4 ppm, что составляет около 1% от величины общего содержания, которое меняется в пределах 390–405 в течение года (см. рис. 1, а). Основная масса значений восстановленного общего содержания CO_2 сосредоточена в диапазоне 2 ppm (см. рис. 1, б). Надо отметить, что значительного улучшения в точности решения обратной задачи не произошло. Это можно объяснить наличием множества мешающих факторов, которые надо учитывать при решении обратной задачи, например, оптическая толща аэрозоля, угол наблюдения и освещенности пятна обзора, общее содержание влажности, рельеф и др. Одним из мешающих факторов является оптическая толща аэрозоля, особенно в средней части атмосферы, которая вносит ослабление в проходящее солнечное излучение, но трудно контролируется ввиду малости и имеет сезонную вариабельность [9].

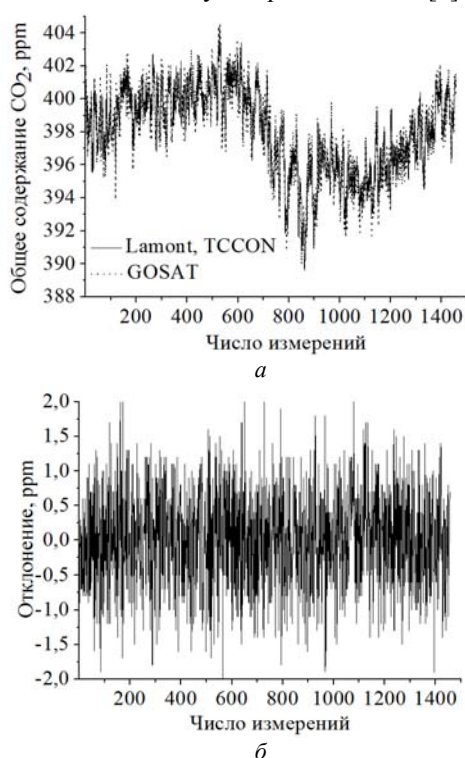


Рис. 1. Сравнение измеренных на станции TCCON Lamont и восстановленных общих содержаний CO_2 по данным спутникового прибора GOSAT (а) и отклонение этих значений друг от друга (б)

Для большей наглядности на рис. 2, а и 3, а приведены графики сравнения общего содержания CO_2 для станции Lamont и восстановленного по данным спутникового прибора GOSAT в относительно друг от друга виде. На рис. 2, б и 3, б приведены отклонения общего содержания CO_2 для станции Lamont и восстановленного по данным спутникового прибора в виде гистограмм. Сравнительный анализ гистограмм показывает, что в случае модифицированного метода (см. рис. 3, б) число отклонений, близких к данным Lamont, является наибольшим по сравнению с основным методом (число значений в районе нуля). Если для основного метода стандартное отклонение составляет 0,7 ppm, то для

модифицированного метода стандартное отклонение составляет 0,58 ppm.

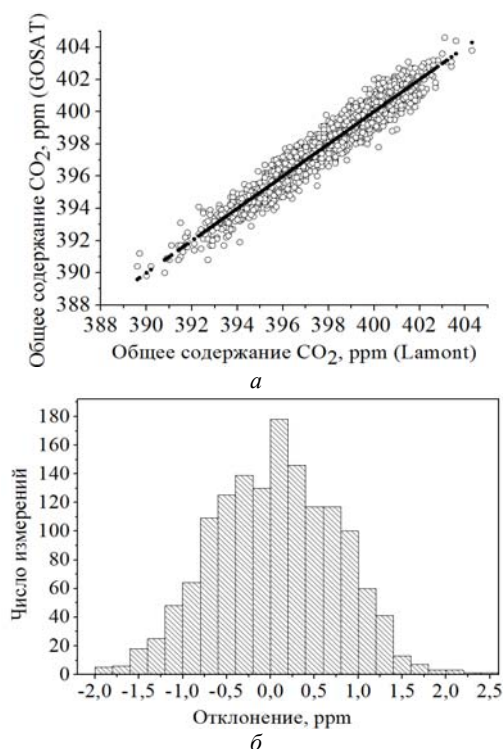


Рис. 2. Сравнение измеренных на станции TCCON Lamont и восстановленных общих содержаний CO_2 по данным спутникового прибора GOSAT (а) и отклонение этих значений друг от друга в виде гистограммы (б) для основного метода ЭОФ

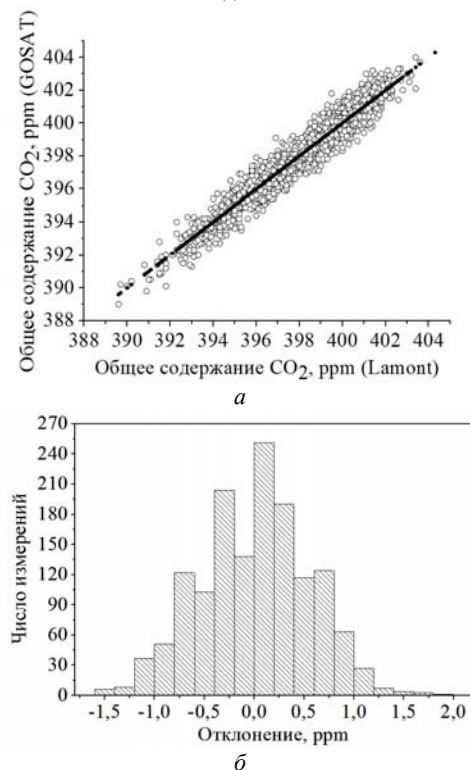


Рис. 3. Сравнение измеренных на станции TCCON Lamont и восстановленных общих содержаний CO_2 по данным спутникового прибора GOSAT (а) и отклонение этих значений друг от друга в виде гистограммы (б) для модифицированного метода ЭОФ

Заключение

Проведенные в статье исследования показывают возможность восстановления общего содержания CO_2 по гиперспектральным измерениям отраженного солнечного излучения при решении задач мониторинга окружающей среды спутниковыми приборами в ближней ИК-области спектра. Рассмотренная в статье модификация метода эмпирических ортогональных функций обработки данных спутниковых измерений может быть применена для получения достоверной информации о временном поведении общего содержания углекислого газа. Несмотря на отсутствие явных преимуществ модифицированного метода, его точность в целом повысилась, что говорит о возможности использования именно этого в дальнейших массовых обработках данных спутникового Фурье-спектрометра GOSAT. Проведенные численные эксперименты показали, что отклонение между данными восстановленных значений общего содержания CO_2 со спутника и данными наземной станции TCCON Lamont за длительный промежуток времени составляет не более одного процента. Это позволяет говорить о возможности применения разработанного метода для массовой обработки спутниковых данных, полученных прибором GOSAT, а также многими другими подобными приборами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 13-05-01036.

Литература

1. Тимофеев Ю.М. Математические аспекты решения обратных задач атмосферной оптики: учеб. пособие / Ю.М. Тимофеев, А.В. Поляков. – СПб.: Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2001. – 188 с.
2. Козлов В.П. Математические вопросы обращения радиационных данных // Инверсия Абеля и ее обобщения / под ред. д. ф.-м.н. Н.Г. Преображенского. – Новосибирск: Наука, 1978. – С. 68–95.
3. Турчин В.Ф. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач / В.Ф. Турчин, В.П. Козлов, М.С. Малкевич // Успехи физических наук. – 1970. – Т. 102, вып. 3. – С. 345–386.
4. Rodgers C.D. Some theoretical aspects of remote sounding in the Earth's atmosphere // JQSRT. – 1971. – Vol. 11. – PP. 767–777.
5. Westwater E.R. Statistical information content of radiation measurements used in indirect sensing / E.R. Westwater, O.N. Straund // J. of the Atm. Scien. – 1968. – Vol. 25, № 12. – PP. 750–758.
6. Retrieval algorithm for CO_2 and CH_4 column abundances from short-wavelength infrared spectral observations by the Greenhouse Gases Observing Satellite / Y. Yoshida, Y. Ota, N. Eguchi, N. Kikuchi et al. // Atmospheric Measurement Techniques Discussions. – 2010. – Vol. 1, № 4. – PP. 717–734.
7. Hannachi A. Empirical orthogonal functions and related techniques in atmospheric science: A review / A. Hannachi, I. T. Jolliffe, D. B. Stephenson // International journal of climatology. – 2007. – Vol. 27, № 9. – PP. 41–48.
8. Поляков А.В. Температурно-влажностное зондирование атмосферы по данным спутникового ИК-зондировщика высокого спектрального разрешения ИКФС_2 / А.В. Поляков, Ю.М. Тимофеев, А.Б. Успенский // Исследования Земли из космоса. – 2009. – Т. 1, № 5. – С. 3–10.
9. Лидарные наблюдения появления аэрозолей в средней атмосфере Камчатки в 2007–2011 гг. / В.В. Бычков, А.С. Пережогин, Б.М. Шевцов и др. // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25, № 1. – С. 87–93.
10. Непараметрические математические методы восстановления общего содержания CO_2 из данных спутникового мониторинга / М.Ю. Катаев, С.Г. Катаев, А.Г. Андреев и др. // Доклады ТУСУРа. – 2011. – Т. 2, № 3. – Ч. 24. – С. 181–186.
11. Математические алгоритмы обработки и анализа данных Фурье-спектрометра в ближней ИК-области спектра / М.Ю. Катаев, С.Г. Катаев, Ш. Максюттов и др. // Изв. высш. учеб. завед. Физика. – 2012. – Т. 55, № 3. – С. 84–89.
12. Катаев М.Ю. Восстановление общего содержания углекислого газа / М.Ю. Катаев, А.К. Лукьянов // Доклады ТУСУРа. – 2014. – Т. 1, № 2. – Ч. 32. – С. 230–237.

Катаев Михаил Юрьевич

Д-р техн. наук, профессор каф. автоматизированных систем управления (АСУ) ТУСУРа, профессор Юргинского технологического института (филиала) Национального исследовательского Томского политехнического университета
Тел.: 8-960-975-2785, (382-2) 70-15-36
Эл. почта: kataev.m@sibmail.com

Лукьянов Андрей Кириллович

Канд. техн. наук, ассистент каф. автоматизированных систем управления (АСУ) ТУСУРа
Тел.: (382-2) 70-15-36
Эл. почта: hyena116@mail.ru

Shamil Maksyutov

Ph.D. Center for Global Environmental Research, National Institute for Environmental Studies, Tsukuba, Japan
<http://www.cger.nies.go.jp/en/people/maksyutov/>

Kataev M.Yu., Lukyanov A.K., Maksyutov S.
Modified method of empirical orthogonal functions to retrieve the total amount of carbon dioxide from satellite data

We consider a modification of empirical orthogonal functions (EOF) method to solve the problem of recovery of the total amount of carbon dioxide based on the real data measurements obtained from satellite device GOSAT. The modification consists in taking into account the singular value decomposition of not only the matrix of the measured signals (the basic approach), but also of the matrix total carbon dioxide content (option). The processing results obtained with primary and modified method of empirical orthogonal functions when measuring satellite spectra reflected from the surface of solar radiation in the near infrared spectrum region are shown. Geographic location of the data received from satellite is associated with the station Lamont belonging to TCCON network of ground-based measurements of the CO_2 total content.

Keywords: atmosphere, gas composition, remote satellite sensing, reflected surface solar radiation, Fourier-spectrometer, empirical orthogonal functions.

УДК 621.396.41

Я.В. Крюков, А.Я. Демидов, Д.А. Покаместов

Алгоритм расчета мощности каналов при неортогональном множественном доступе NOMA

Предложен алгоритм расчета канальных коэффициентов мощности в неортогональном методе множественного доступа. Алгоритм позволяет рассчитать коэффициенты мощности на основе априорной информации о канале распространения и запроса на обеспечение пропускной способности канала. Продемонстрирован результат математического расчета коэффициентов мощности для нескольких сценариев организации канала связи. Результаты расчета показали, что метод неортогонального множественного доступа обеспечивает лучшую максимальную пропускную способность каналов, чем метод ортогонального множественного доступа.

Ключевые слова: NOMA, OFDMA, SCMA, PDMA, распределение мощности, 5G.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-91-94

Метод неортогонального множественного доступа NOMA (Non-orthogonal Multiuser Access) признан разработчиками систем связи одним из перспективных методов множественного доступа для использования в системах связи пятого поколения. Следствием неортогонального уплотнения каналов является межканальная интерференция. В течение 2014–2016 гг. было опубликовано несколько работ [1–6], посвященных методу NOMA и перспективе его использования, наряду с методом множественного доступа на основе разреженных кодов SCMA (Sparse Code Multiple Access) [7, 8] в системах связи пятого поколения 5G. По оценке зарубежных авторов и нашей собственной, полученной на основании результатов моделирования, метод NOMA способен теоретически увеличить спектральную эффективность на 50% относительно OFDMA [9] уже при мультиплексировании двух каналов. Увеличение количества каналов ведет к еще большему росту спектральной эффективности вместе с ростом вычислительной сложности и сложности реализации.

Системный выигрыш множественного доступа NOMA заключается в возможности размещения больше одного пользователя в едином частотно-временном ресурсе (ЧВР). Это делает возможным организацию связи с большим максимальным числом абонентов, чем в сетях 4-го поколения, использующих метод OFDMA.

Увеличение спектральной эффективности и увеличение максимального количества пользователей на единицу частотно-временного ресурса достигается путем введения дополнительного домена для мультиплексирования каналов – мощность. Пользовательские каналы физически размещаются в едином частотно-временном ресурсе, но имеют отличную друг от друга мощность. Различие мультиплексирования на примере 4 пользовательских каналов OFDMA и NOMA представлено на рис. 1. В OFDMA каждый канал занимает определенный сегмент ЧВР, а в NOMA в одном сегменте ЧВР может одновременно присутствовать несколько пользовательских каналов с отличной друг от друга мощностью сигналов.

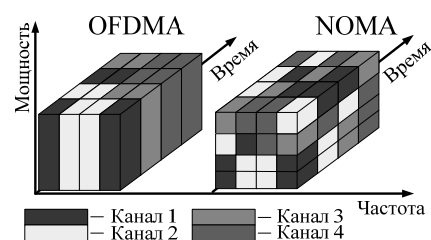


Рис. 1. Мультиплексирование OFDMA и NOMA

Мощность, которая выделяется каждому каналу, определяет помехоустойчивость канала и его пропускную способность. Корректный расчет канальной мощности является одним из важнейших критериев эффективной работы NOMA-системы. В зарубежных источниках [10] предлагается расчет коэффициентов мощности, опираясь на соотношение максимизации суммарной скорости передачи данных. В настоящей статье предлагается рассчитывать частичную мощность каналов, опираясь на выполнение требований к пропускной способности всех каналов.

Рассмотрим ситуацию, когда в зоне обслуживания базовой станции eNB (eNodeB – обозначение базовой станции в стандартах 3GPP) находится несколько устройств UE (User Equipment – пользовательское оборудование), а K – количество UE. Каждому каналу выделяется частичная мощность p_k . Тогда транспортный сигнал $S(i)$ является суммой канальных символов $x_k(i)$ с весом $\sqrt{p_k}$:

$$S(i) = \sum_{k=1}^K \sqrt{p_k} \cdot x_k(i). \quad (1)$$

На стороне приемника демодуляция сигнала осуществляется методом последовательного подавления помех SIC (Serial interference cancellation) [9]. Под понятием «демодуляция канала» подразумевается демодуляция всех символов модуляции, которые переданы в этом канале. В первую очередь демодулируется канал пользователя с максимальной энергетикой. Демодулированные символы регенерируются, т.е. восстанавливаются до изначального идеального состояния и вычитаются из принятого сигнала. Таким образом, становится возможной де-

модуляция второго по максимальному уровню энергии канала. По цепочке осуществляется демодуляция канала каждого следующего абонента.

Отношение сигнал/шум на входе демодулятора k -го NOMA канала рассчитывается исходя из мощности аддитивной помехи k -го канала и системной помехи остальных недемультированных каналов, расположенных в том же ЧВР:

$$SNR_k = \begin{cases} \frac{\alpha_k \cdot p_k}{\alpha_k \cdot \sum_{i=k+1}^K p_i + N_k}, & 1 \leq k < K, \\ \frac{\alpha_k \cdot p_k}{N_k}, & k = K, \end{cases} \quad (2)$$

где N_k – мощность помехи k -го канала; α_k – коэффициент ослабления в канале; p_k – парциальная мощность k -го канала; p_i – парциальная мощность каналов $i < k$.

Последовательная демодуляция каналов и дальнейшая компенсация позволяют исключить системную помеху. Используя теорему Шеннона [11], получим выражение для теоретической максимальной пропускной способности каналов NOMA с аддитивным белым гауссовым шумом в полосе приема F :

$$R_k = \begin{cases} F \cdot \log_2 \left(1 + \frac{\alpha_k \cdot p_k}{\alpha_k \cdot \sum_{i=k+1}^K p_i + N_k} \right), & 1 \leq k < K, \\ F \cdot \log_2 \left(1 + \frac{\alpha_k \cdot p_k}{N_k} \right), & k = K, \end{cases} \quad (3)$$

Сумма парциальных мощностей $\sum_{i=k+1}^K p_i$ каналов $i < k$ является системной помехой для канала k .

Алгоритм распределения мощности

Для оптимального распределения мощности между пользовательскими каналами на стороне базовой станции должна быть известна априорная информация о состоянии канала РРВ, которая может быть получена по физическому каналу обратной связи (служебный канал или канал управления). Вместе с тем по служебным каналам передается запрос на выделение частотно-временного ресурса. Поэтому будем исходить из того, что при распределении мощности известна априорная информация о канале РРВ, а от абонентского устройства получен запрос обеспечения требуемой скорости передачи. Под распределением мощности подразумевается расчет парциальной мощности p , при которой обеспечивается заданная скорость передачи R каналов NOMA, а общая мощность, требуемая для организации канала связи, должна быть минимальной.

Предположим, что в ЧВР требуется разместить K пользовательских каналов. Для этого нужно рассчитать мощность каждого канала, основываясь на требованиях к скорости передачи и служебной информации о состоянии каналов РРВ, полученной по каналу обратной связи. Примем допущение, что получено идеальное измерение канала РРВ, а импульсная характеристика самого канала не изменя-

ется или изменяется незначительно за время формирования и передачи сигнала.

Исходя из количества каналов K , происходит формирование M комбинаций уплотнения. Под понятием «комбинация уплотнения» подразумевается порядок расположения каналов в одном частотно-временном ресурсном сегменте. Всего различных комбинаций уплотнения каналов $M = K!$. Каждой комбинации уплотнения канала соответствует индивидуальный расчет мощности.

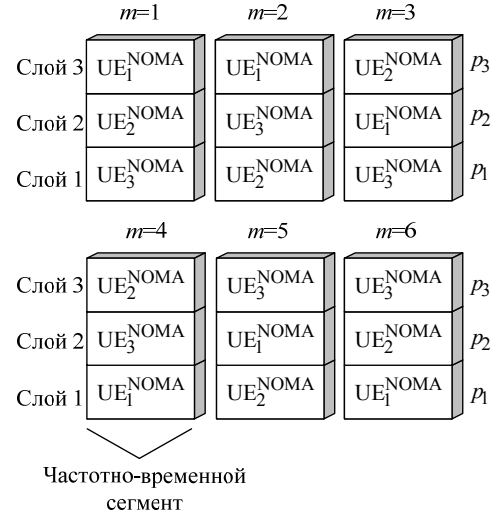


Рис. 2. Формирование комбинаций уплотнения

В качестве примера на рис. 2 изображены все комбинации уплотнения 3 NOMA-каналов. Количество комбинаций $M = 3! = 6$. Частотно-временной сегмент ресурса разделен на 3 слоя, на каждом из которых расположен пользовательский канал.

Блок-схема алгоритма расчета канальной мощности изображена на рис. 3.

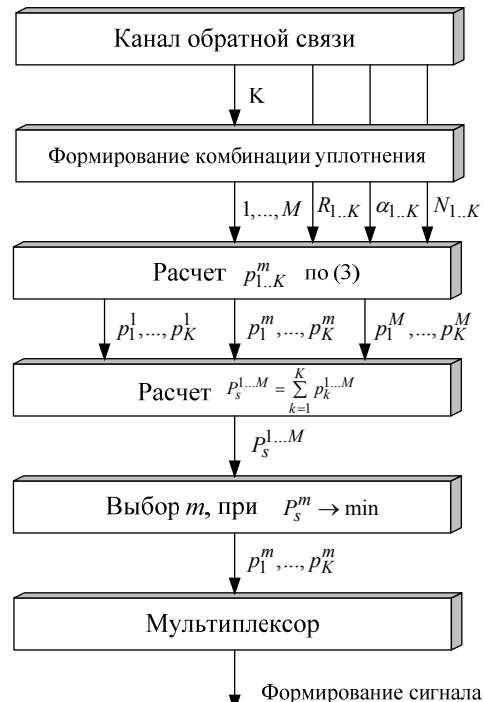


Рис. 3. Алгоритм расчета парциальной мощности каналов

Из (3) получим выражение для расчета коэффициентов мощности p_k при заданной пропускной способности в полосе F и известных характеристиках канала связи N_k и α_k :

$$p_k = \begin{cases} \frac{\frac{R_k}{(2^F - 1) \cdot (\alpha_k \cdot \sum_{i=k+1}^K p_i + N_k)}}{\alpha_k}, & 1 \leq k < K, \\ \frac{\frac{R_k}{(2^F - 1) \cdot N_k}}{\alpha_k}, & k = K. \end{cases} \quad (4)$$

По формуле (4) последовательно рассчитываются коэффициенты мощности для всех комбинаций уплотнения. В первую очередь производится расчет мощности последнего K -го канала, затем $(K - 1)$ -канала и далее по цепочке. Последним рассчитывается мощность 1-го канала, т.к. для ее расчета уже найдены парциальные мощности остальных каналов. Общая мощность P_s , которая должна быть затрачена на организацию многоканальной связи, определяется суммой парциальных мощностей всех каналов:

$$P_s = \sum_{k=1}^K p_k. \quad (5)$$

Результат вычисления p_k зависит от комбинации уплотнения. Задачей алгоритма является определение комбинации с оптимальными коэффициентами. Каждой комбинации m соответствует значение P_s^m . Из рассчитанных значений P_s^m определяется комбинация m , при которой P_s^m принимает наименьшее значение. Коэффициенты мощности так же соответствуют выбранной комбинации m . Рассчитанные коэффициенты и выбранный порядок уплотнения каналов поступают на вход мультиплексора, где происходит дальнейшее формирование сигнала.

Полученные результаты

В математической модели производился расчет коэффициентов мощности NOMA-каналов в едином частотно-временном сегменте по алгоритму, представленному выше, для 3 сценариев многоканальной связи. Априорная информация о канале PPB и запрашиваемая пропускная способность представлены в таблице. Расчет коэффициентов для 2, 3 и 4-х каналов NOMA требует 2, 6 и 24 итерации соответственно. По формуле (3) построена зависимость пропускной способности каналов от мощности шума в канале PPB (рис. 4).

Сценарии моделирования

N	Требуемая скорость передачи, бит/с/Гц	Мощности шума в канале, дБ
1	$R_1 = 3, R_2 = 8$	$N_1 = -10, N_2 = -40$
2	$R_1 = 1, R_2 = 3, R_3 = 6$	$N_1 = -5, N_2 = -15, N_3 = -40$
3	$R_1 = 1, R_2 = 3, R_3 = 4, R_4 = 5$	$N_1 = -15, N_2 = -20, N_3 = -30, N_4 = -45$

Зависимости UE_{1-4}^{NOMA} характеризуют NOMA-каналы, которые одновременно расположены во всей доступной полосе F . В левом верхнем углу

рис. 4 приведена рассчитанная парциальная мощность каждого канала. Зависимости UE_{1-4}^{OFDMA} характеризуют OFDMA-каналы, которые имеют одинаковую полосу передачи F/K , что является причиной наложения каналов на графике.

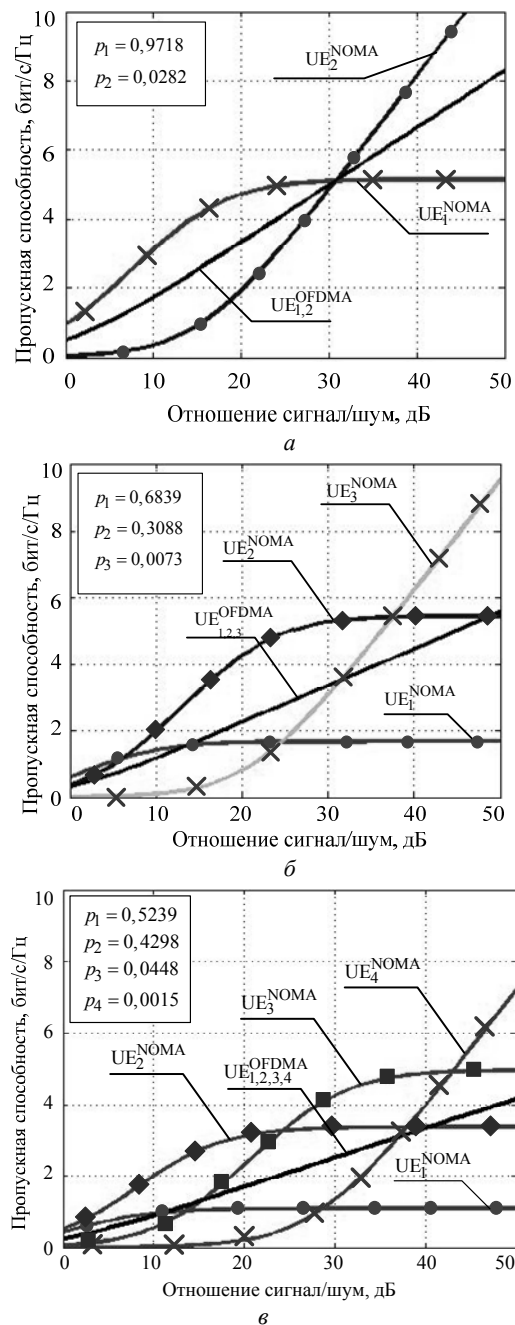


Рис. 4. Зависимость пропускной способности каналов от спектральной мощности шума: а – сценарий 1; б – сценарий 2; в – сценарий 3

Общая пропускная способность систем NOMA и OFDMA является суммой пропускных способностей каждого канала при соответствующем значении отношения сигнал/шум в этом канале. В сценариях 1, 2 и 3 общая пропускная способность системы NOMA превышает OFDMA на 35, 54 и 52% соответственно. Стоит отметить, что алгоритм расчета ко-

эффицентов мощности позволяет рассчитать коэффициенты для обеспечения теоретически максимальной пропускной способности канала по теореме Шеннона. При расчете мощности в реальной системе связи должны учитываться погрешности оценки канала распространения РРВ и особенности конкретной сигнально-кодовой конструкции. Это связано с тем, что различные сигнально-кодовые конструкции неодинаково приближены к пределу Шеннона, а степень приближения зависит от типа помехоустойчивого кодирования и типа модуляции.

Заключение

Рассмотрен алгоритм расчета коэффициентов мощности каналов в методе неортогонального множественного доступа NOMA. Рассчитанные коэффициенты мощности обеспечивают требуемую пропускную способность NOMA-каналов при априорной информации о канале РРВ. Алгоритм является итерационным с количеством вычислений $M = K!$, где K – количество NOMA-каналов. В результатах моделирования продемонстрированы результаты вычислений и показано, что общая пропускная способность системы NOMA превосходит OFDMA. Стоит отметить, что представленный метод не учитывает приоритет одних каналов над другими. Это означает, что если мощности передачи не хватает для удовлетворения всех предъявленных требований, то все каналы «пострадают» одинаково. Разработка алгоритма расчета коэффициентов мощности с учетом приоритета может решить задачу увеличения пропускной способности одного канала за счет уменьшения другого.

Литература

- Marcus M.J. 5G and «IMT for 2020 and beyond» [Spectrum Policy and Regulatory Issues] // IEEE Wireless Communications. – 2015. – Vol. 22, № 4. – PP. 2–3.
- Soldani D. Horizon 2020 and beyond: on the 5G operating system for a true digital society / D. Soldani, A. Manzalini // IEEE Vehicular Technology Magazine. – 2015. – Vol. 10, № 1. – PP. 32–42.
- Benjebbour A. Non-orthogonal multiple access (NOMA): Concept, performance evaluation and experimental trials // Wireless Networks and Mobile Communications (WINCOM), 2015 International Conference on. – IEEE, 2015. – PP. 1–6.
- Kimy B. Non-orthogonal multiple access in a downlink multiuser beamforming system // MILCOM 2013. IEEE Military Communications Conference. – IEEE, 2013. – PP. 1278–1283.
- Dai L. Non-orthogonal multiple access for 5G: solutions, challenges, opportunities, and future research trends // IEEE Communications Magazine. – 2015. – T. 53, № 9. – PP. 74–81.
- Ding Z. Cooperative non-orthogonal multiple access in 5G systems / Z. Ding, M. Peng, H.V. Poor // IEEE Communications Letters. – 2015. – T. 19, № 8. – PP. 1462–1465.
- Формирование и обработка сигналов множественного доступа с разреженным кодом / Д.А. Покаместов, А.Я. Демидов, Я.В. Крюков, Е.В. Рогожников, Р.Р. Абенов // Электросвязь. – 2016. – № 10. – С. 73–78.
- Покаместов Д.А. Влияние формирующих матриц на помехозащищенность каналов связи с множественным доступом на основе разреженных кодов / Д.А. Покаместов, А.Я. Демидов, Я.В. Крюков // Доклады ТУСУРа. – 2016. – Т. 19, № 3. – С. 65–69.
- Patel P. Analysis of a simple successive interference cancellation scheme in a DS/CDMA system / P. Patel, J. Holtzman // IEEE journal on selected areas in communications. – 1994. – Vol. 12, № 5. – PP. 796–807.
- Zhang Y. Secrecy Sum Rate Maximization in Non-Orthogonal Multiple Access / Y. Zhang, H. Wang, Q. Yang, Z. Ding // IEEE Communications Letters. – 2016. – T. 20, No. 5. – PP. 930–933.
- Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетике. – М.: Иностранная литература, 1963. – 832 с.

Крюков Яков Владимирович

Аспирант, каф. телекоммуникаций и основ радиотехники (ТОР) ТУСУРа

Тел.: +7-913-104-44-06

Эл. почта: kryukov.tusur@gmail.com

Демидов Анатолий Яковлевич

Доцент, к.ф.-м.н., зав. каф. ТОР

Тел.: +7 (382-2) 41-34-71

Эл. почта: DemidovAY@tor.tusur.ru

Покаместов Дмитрий Алексеевич

Аспирант, каф. ТОР

Тел.: +7-952-809-43-75

Эл. почта: dmaltomsk@mail.ru

Kryukov Ya.V., Demidov A.Ya., Pokamestov D.A.

Power calculation algorithm in non-orthogonal multiple access NOMA

In the article, the algorithm to calculate channel coefficients of the power method in non-orthogonal multiple access is proposed. The algorithm allows to calculate the power factor on the basis of a priori information about the channel of distribution and a request for provision of bandwidth. The results of the mathematical calculation of power factors for multiple scenarios organization of communication channel are shown. The calculation results revealed that the non-orthogonal multiple access method provides a better maximum channel capacity than orthogonal multiple access method.

Keywords: NOMA, OFDMA, SCMA, PDMA, power division, 5G.

УДК 65.011.56

В.И. Маковкин, Н.В. Замятин

Система мониторинга и обработки информации о состоянии резервуарного парка

Предложена программно-аппаратная система сбора, обработки и представления данных о состоянии резервуарного парка и объеме имеющихся в резервуарах веществ. Разработана архитектура аппаратной части системы для сбора и передачи информации проводным и беспроводным способами. Описаны архитектура и процедуры функционирования программной части приложения.

Ключевые слова: резервуар, уровнемер, система, объем, беспроводная технология.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-89-95-100

На множестве предприятий производятся или используются различные сырье и продукты в виде жидких и сыпучих материалов [1]. К таким предприятиям относятся:

- нефтеперерабатывающие предприятия, использующие и производящие нефть, бензин, керосин, мазут, сжиженный газ и пр.;
- домостроительные комбинаты, использующие и производящие стройматериалы, такие как цемент, глина, силикатные смеси и пр.;
- сельскохозяйственные компании: зерно, удобрения и пр.;
- химическая промышленность: продукция из углеводородного, минерального и другого сырья, а также большая часть конечной продукции;
- и др. [3].

Для хранения и использования материалов на предприятиях используется совокупность различных резервуаров, называемых резервуарным парком. Они могут быть распределены по всему предприятию, иногда находясь в сотнях метров друг от друга. Резервуарные парки должны эксплуатироваться максимально эффективно при минимальных затратах, обеспечивая необходимую точность определения объема хранимых материалов.

Вместе с тем на большинстве резервуарных парков используются устаревшее измерительное оборудование (или даже ручное определение объемов веществ), примитивные методики и системы сбора и обработки данных, запись данных вручную в тетради или простые средства обработки данных, например Excel. Как следствие, на предприятиях возникают следующие проблемы:

- низкая скорость сбора, передачи и анализа данных о количестве веществ на резервуарных парках, которая особенно актуальна, если парки распределены на всем предприятии или находятся в разных городах;
- низкая точность получаемых данных о количестве веществ на резервуарных парках;
- простои из-за неверных расчетов динамики использования или производства сырья;
- низкое качество смесей из-за погрешностей при расчете процентного соотношения веществ;

– дополнительные затраты из-за сопутствующих ошибок в бухгалтерии, неверных расчетов объемов производства, динамики использования сырья и т.д.;

– низкая культура труда в резервуарных парках.

Поэтому необходимы кардинальные изменения в методике и автоматизации измерения, сбора и обработки данных в резервуарных парках [2, 6, 7].

Предлагаемое решение – это разработка автоматизированной системы мониторинга состояния резервуарного парка с применением новых методик и актуальных технологий, позволяющих не только решать описанные проблемы, но также в будущем развивать и модернизировать систему.

Постановка задачи

Одной из важнейших частей автоматизированной информационной системы мониторинга резервуарного парка является техническое обеспечение системы. Необходимы рабочая система первичных преобразователей и отлаженная методика передачи данных, начиная от измерения уровней смесей в резервуарах и заканчивая обработкой и передачей актуальных данных непосредственно рабочему персоналу. Система должна выполнять следующие задачи:

- 1) измерение уровней веществ в резервуарах;
- 2) считывание данных и передача на сервер;
- 3) получение и обработка данных;
- 4) вычисление объема веществ;
- 5) представление полученных результатов, визуализация.

Многообразие способов измерения уровня и видов измерительных устройств, которые применяются на резервуарных парках, обусловлено рабочими условиями, стоимостью приборов, сложностью их установки, точностью получаемых данных и т.п. [4].

Большое значение имеют условия, в которых должны выполняться измерения при минимальной погрешности:

- запыленность в резервуарах;
- узкие резервуары и резервуары с узкими отверстиями;
- наличие сильных электрических полей;

– условия, требующие бесконтактных измерений;

- наличие в резервуарах взрывных паров;
- высокие температуры и наличие испарений;
- радиационное воздействие.

Из широкой номенклатуры первичных преобразователей с учетом описанных выше условий в качестве измерителя уровня вещества в резервуаре выбран лазерный дальномер (измерение расстояния с помощью расчета времени достижения светового импульса до измеряемого объекта или измерение разности фаз между отправкой и приемом волны). Причины, повлиявшие на выбор данного типа уровнемеров:

- измерение уровня в сложных условиях (пыль, камни, большой угол откоса сыпучего материала и т.п.);
- измерение в длинных и высоких емкостях с внутренними конструкциями;
- возможность установки на расстоянии от измеряемой поверхности;
- измерение через падающие камни и пыль;
- безопасность для глаз;
- минимальный риск ложных отраженных сигналов;
- максимальная дальность 30 м;
- точность ± 1 мм.

Сильными сторонам лазера являются: узкий луч, отсутствие расхождения луча и ложных отраженных сигналов [5]. Отмеченные свойства лазерного луча позволяют проводить измерения там, где невозможно использовать ультразвуковые и радарные уровнемеры, которые, например, не позволяют надежно измерять уровень в длинных и узких танках вследствие возникновения ложного отражения от стенок. Уникальные свойства лазера позволяют его использовать для измерения сыпучих веществ, имеющих большой угол откоса (конусность). При использовании обычных радарных или ультразвуковых уровнемеров наличие конусности вызывает возникновение ложных отраженных сигналов, с которыми они плохо справляются. Для лазера таких проблем не существует.

К числу недостатков оптического уровнемера следует отнести его более высокую чувствительность к пыли и возможное частичное поглощение сигнала смесью. Для борьбы с пылью могут применяться пылегазосборные трубы – для создания статической зоны вблизи оптической системы, но в данном случае планируется разработка специальных алгоритмов, позволяющих отсекалать ложные сигналы от пыли, падающих камней и т.д. Для борьбы с другими возможными нежелательными эффектами в дальнейшем будут проведены дополнительные исследования и разработаны необходимые алгоритмы.

При анализе технических средств для передачи данных возможен выбор между проводным и беспроводным видами передачи данных.

Резервуарные парки могут находиться в одном месте (площади занимаемого места могут варьиро-

ваться в зависимости от количества и типов резервуаров) или распределены по всему предприятию. Рабочие станции, на которые поступает информация, находятся удаленно от самих резервуаров, в помещениях или офисах. Установка проводных сетей различного типа может быть ограничена из-за необходимости пересекать пути, по которым должен перемещаться грузовой транспорт, сильного климатического влияния и необходимости быстрой установки и модернизации сетей без длительной остановки производства. В то же время беспроводные технологии предоставляют возможность быстрой установки необходимого оборудования непосредственно на резервуары и вблизи рабочей станции, без негативного вмешательства в инфраструктуру предприятия, с возможностью передачи данных на оптимальной скорости.

Для беспроводной передачи данных выбраны два варианта технической реализации системы:

- 1) с использованием технологии GSM через GSM/GPRS модемы;
- 2) с использованием технологии Wi-Fi через адаптеры на Wi-Fi-роутер.

Основными преимуществами подобных сетей являются:

- возможность развернуть сеть без прокладки кабеля, что уменьшает стоимость развертывания и/или расширения сети;
- автономная работа устройств, возможность удаленной настройки с помощью специальных команд;
- широкая распространенность на рынке и доступная стоимость;
- единый стандарт, гарантирующий совместимость оборудования.

Выбор этих технологий определяется типом резервуарного парка, его размером и распределенностью на предприятии. Wi-Fi-сети подойдут для небольших резервуарных парков с рабочей станцией, находящейся в зоне действия сети. GSM лучше подходит для больших резервуарных парков, так как дальность его действия ограничена лишь зоной действия мобильной сети. Также возможна реализация совмещенных систем для объединения различных зон мониторинга в единую сеть.

В данной системе используется передача информации по технологии GSM, спроектирована аппаратная архитектура системы (рис. 1).

Используемые в системе устройства:

- уровнемер SICK DT-50;
- модуль сбора данных (МСД) МСД-200 или оцифратор;
- GSM/GPRS модем ПМ01;
- сервер/рабочая станция.

Методика сбора и передачи данных условно делится на следующие этапы:

- 1) получение и оцифровка получаемого аналогового сигнала «CurrentLoop» с помощью МСД или иного устройства;
- 2) передача данных с МСД на GSM-модем по интерфейсу RS-232;

3) получение данных с резервуаров на главный модем по сети GSM;

4) передача данных на рабочую станцию (персональный компьютер) по интерфейсу RS-232.

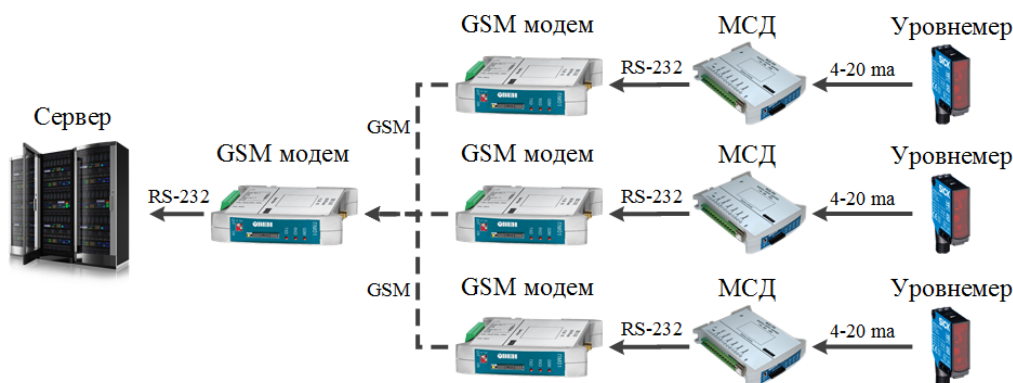


Рис. 1. Архитектура аппаратной части системы

Наличие МСД или оцифратора необходимо для данных устройств, так как уровнемер передает аналоговый сигнал, а данная модель модема может получать только цифровые сигналы. Если тип данных на выходе уровнемера и входе модема совпадает, то можно обойтись без преобразователя сигнала между ними.

Так как на серверной части располагается только один модем, то он последовательно получает данные с каждого резервуара, что может негативно сказаться на скорости получения данных. Возможна модернизация данной архитектуры, если к серверной части добавить МСД и подключить к нему количество модемов, равное количеству тех, которые используются на резервуарном парке, и настроить каждый на получение информации с соответствующего модема. Этот вариант позволит одновременно контролировать все резервуары в реальном времени.

Выбор между параллельным и последовательным получением данных осуществляется за счет двух критериев: количество резервуаров и финансовые ресурсы. Таким образом, при небольшом количестве резервуаров достаточно опрашивать каждый отдельно, однако чем больше становится парк, при наличии ресурсов, предпочтительно переходить на параллельный сбор данных. Основным преимуществом такой методики является возможность перехода между этими способами сбора данных в кратчайшие сроки с минимальными изменениями в системе. Для этого достаточно приобрести необходимое количество приборов и настроить каждый из них.

Разработанная архитектура предусматривает возможность получения данных как рабочей станцией, так и сервером. Использование сервера вместо рабочей станции дает следующие преимущества при эксплуатации:

1) разделение приложения на модули, которое позволяет увеличить его гибкость и простоту развертывания;

2) выделение пользовательского интерфейса от основной логики работы приложения, при этом отсутствует необходимость переустановки и обнов-

ления приложений пользователей, если изменения их не касаются (например, правки в системе на сервере, добавление поддержки новой вариации считывания данных, добавление возможностей производить более точные либо дополнительные вычисления);

3) добавление API-модуля для взаимодействия с клиентскими приложениями, таким образом, возможно вынесение вычислений на сервер, а пользователю отправляется только конечный результат, что существенно снижает нагрузку на рабочих станциях.

Таким образом, повышается гибкость системы и облегчается модернизация приложения без вмешательства в непосредственную работу предприятия.

Архитектура программной части системы представлена на рис. 2.

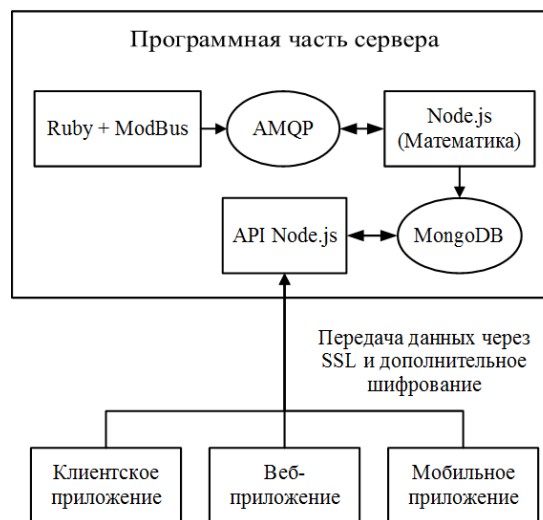


Рис. 2. Архитектура программной части системы

Сбор данных, в зависимости от выбранной архитектуры аппаратной части, осуществляется либо по протоколам сети GSMc помощью AT-команд, либо по протоколу Modbus, если происходит считывание с МСД. Данные операции выполняются в «демо», написанном на Ruby, который предназначен для работы в фоновом режиме в течение всего времени эксплуатации системы.

Модуль, использующий протокол AMQP, необходим для формирования очереди, потока данных, направляемых на дальнейшую обработку.

Модули, написанные с использованием платформы Node.js, содержат необходимый математический аппарат, методы и функции, вычисляющие объемы веществ в резервуарах, выполняющие обработку данных, и прочие подобные операции.

Документоориентированная система управления базами данных (СУБД) MongoDB содержит в себе все необходимые данные о состоянии резервуарного парка и используется для хранения данных. Документ-ориентированные базы данных имеют много общего с реляционными, и, как утверждают ее разработчики, MongoDB может рассматриваться как прямая альтернатива реляционным базам данных (может выполнять те же задачи, какие-то лучше, какие-то – нет). Данная СУБД лучше подходит для этой предметной области благодаря ее основному рекламируемому свойству – бесструктурности. Так как при разработке модулей анализа данных необходимо хранение свойств и характеристик используемых резервуаров и веществ и эти данные могут быть очень разнообразными и хаотично организованными, в зависимости от поставленных задач, необходима гибкая СУБД, такая как MongoDB. При использовании MongoDB наиболее распространенные запросы получения этих данных выполняются гораздо быстрее, чем в реляционных базах данных, также гораздо легче выполнять изменение и добавление характеристик резервуаров и хранящихся в них веществ.

API-модуль используется для взаимодействия с клиентскими приложениями, осуществляет отправку данных и получение информации о принимаемых пользователем решениях.

В качестве технологии построения клиентского приложения используется NodeWebkit (теперь известно как NW.js, среда разработки кроссплатформенных приложений с графическим интерфейсом, с HTML в качестве представления и NodeJS для доступа к системному API). Данное решение имеет следующие преимущества:

1) портируемость – приложение может работать как на ПК, на операционных системах Linux, MacOS, Windows, так и на планшетах и других мобильных устройствах, с операционными системами Android, IOS, WindowsMobile, и даже может работать в качестве веб-приложения через браузер пользователя;

2) простота разработки – приложение разрабатывается как обычное веб-приложение и соответственно не требует постоянной перекомпиляции.

Для разработки бизнес-логики работы клиентского приложения используется фреймворк AngularJS. Данный фреймворк позволяет строить логику работы веб-приложений, используя наименьшее количество повторяемости кода, легко тестируется и обладает набором уже готовых к использованию компонентов.

Графический интерфейс пользователя (GUI) пишется на HTML5, CSS3 и Twitter Bootstrap. Интерфейс выполнен в стиле, предложенном Google и стандартизированном для разработки своих приложений Material Interface.

Структура базы данных, используемая в системе, должна наиболее полно отражать состояние резервуарного парка. Наиболее актуальные на данный момент данные – это значения объема веществ в резервуарах, динамика их использования или наполнения, состояние резервуарного парка (информация, позволяющая определить, используется ли резервуар, процент заполнения, какой процесс в нем происходит, работает ли оборудование, какие вещества хранятся и т.д.). На рис. 3 изображены основные необходимые сущности базы данных, описывающие данные свойства в виде логической модели. Рассмотрены только основные характеристики веществ и резервуаров из-за сложностей в отображении на модели бесструктурных данных, описанных ранее.

Так как «сырых» данных (данные расстояния от уровня до вещества в резервуаре), получаемых от резервуарного парка, недостаточно, определенная информация записывается конечным пользователем или иными средствами и приборами перед эксплуатацией системы, такими как характеристики вещества, характеристики резервуарного парка, настройки устройств и пр.

Подобная информация необходима для вычисления объема вещества, динамики его использования или производства, мониторинга за состоянием парка и т.п., так как значений уровня для решения данной задачи недостаточно (более подробно данная информация описана в работе [5]). Представленная выше модель базы данных имеет только основную структуру, необходимую для решения будущих задач, представлена для ознакомления и может быть изменена под требования предприятий и других пользователей.

Представлено следующее описание используемых сущностей:

1. «Состояние резервуара» описывает состояние резервуара в определенный момент времени, содержит информацию о резервуаре, количественных характеристиках хранящейся смеси и характеристики внешней среды.

2. «Резервуар» описывает основные характеристики резервуаров, используемые на предприятии.

3. «Тип резервуара» описывает различные виды резервуаров, которые могут использоваться или уже использовались на резервуарном парке. Сущность специально разработана с возможностью создания резервуаров разного типа.

4. «Вещество» описывает содержащиеся в резервуарах вещества (под веществами подразумеваются сырье, цементные смеси, обычные вещества и пр.), содержит атрибуты [8].

5. «Тип вещества» описывает типы сырья, такие как сыпучие, жидкие, вязкие и пр.

6. «Характеристики внешней среды» описывают состояние внешней среды, необходимы для анализа пользователем влияния внешних факторов на смесь.

7. «Устройство» описывает устройства, с которых будет осуществляться передача данных на рабочую станцию, которые должны будут опрашиваться устройством.

8. «Порт» описывает используемые COM-порты рабочей станции, с которых будут осуществляться запросы к приборам на резервуарном парке.

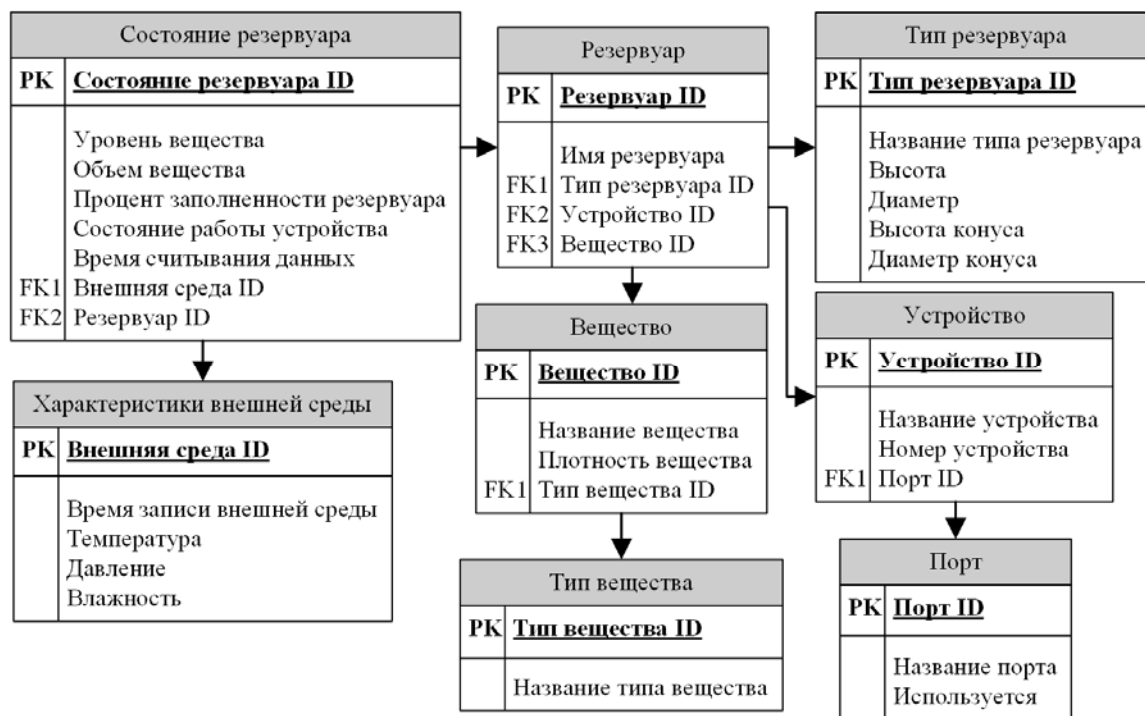


Рис. 3. Логическая модель базы данных

Заключение

Предложенную модель и архитектуру можно применять на реальных промышленных предприятиях для мониторинга за состоянием резервуарного парка. Аппаратная часть системы обладает низкой стоимостью и простотой в установке, благодаря чему можно в краткие сроки переходить к ее эксплуатации, а также возможностью модернизации (замены частей системы), и возможностью увеличения масштабов системы.

Архитектура программной части системы позволяет разрабатывать и использовать ее как на рабочих станциях, так и на серверах, благодаря чему возможен одновременный доступ нескольких пользователей, в том числе из удаленных мест. Использование документ-ориентированной базы данных позволяет осуществлять поиск по данным резервуарного парка, в данном случае быстрее, чем при использовании реляционных баз данных. Модульный принцип разработки системы облегчает возможность ее дальнейшей модернизации. Разработка кроссплатформенного графического пользовательского приложения позволяет наблюдать за работой парка и анализировать данные с компьютеров, независимо от выбранной операционной системы (в том числе имеется возможность работать из браузера), а также с современных мобильных устройств и графических планшетов.

Описанная архитектура и методики разработки системы мониторинга резервуарного парка планируются к применению на производственных предприятиях.

Литература

1. Колесников В.А. Средства измерения и контроля технологических процессов на предприятиях горно-металлургического комплекса / В.А. Колесников, Т.С. Намазбаев, С.Х. Есенбаев. – Караганда: Изд-во КарГТУ, 2012. – 107 с.
2. Сорокин П.В. Приборы контроля на основе акустических волноводов / А.И. Солдатов, В.С. Макаров, П.В. Сорокин. – Томск: Изд-во ТПУ, 2011. – 121 с.
3. Якимович Е.А., Замятин Н.В. Моделирование бесконтактного видеоуровнемера с использованием анализа нейронных сетей // Информационные технологии в территориальном управлении, промышленности, образовании: сб. статей. – Томск, 2002. – С. 165–170.
4. Пат. 2 279 642 РФ, МПК G01F 23/292. Способ измерения уровня сыпучих или жидких материалов и устройство для его осуществления / Е.А. Якимович, Н.В. Замятин (РФ). – № 2 002 108 822 / 28; заявл. 05.04.02; опубл. 10.07.06, Бюл. № 19. – 5 с.
5. Маковкин В.И. Интерполяция координат трехмерной поверхности сыпучих смесей с помощью искусственных нейронных сетей: матер. Всерос. науч.-техн. конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Изд-во Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2016. – Т. 3. – С. 115–118.

6. Huang Y., Chen B., Pienkowski E., Chen G., Xiao H. Simultaneous detection of liquid level and refractive index change by using long period fiber grating sensor // Sensor and Accurators A: Physical, Submitted. 2011.

7. James Khaliq S.W., Tatam R.P. Fiber-optic liquid-level sensor using a long-period grating // Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26. – PP. 1224–1226.

8. Замятин Н.В. Нейросетевые модели химических углеводородных систем / Н.В. Замятин, Д.С. Пустовалов, Я.П. Шадрин. – Доклады ТУСУРа. – 2007. – № 2 (16). – С. 93–99.

Маковкин Владимир Иванович

Аспирант каф. автоматизации обработки информации (АОИ) ТУСУРа

Тел.: +7-923-425-25-85

Эл. почта: assorti2030@yandex.ru

Замятин Николай Владимирович

Д-р техн. наук, профессор, каф. АОИ ТУСУРа

Тел.: +7-913-820-64-81

Эл. почта: zamnv47@gmail.com

Маковкин В.И., Замятин Н.В.

System for monitoring and processing the data about the state of a tank farm

The article contains new software and hardware models for automated systems designed to collect, process and present data. The authors explain the architecture of system hardware part meant to receive and transfer the data by wired and wireless ways. Also, the architecture and procedures of the system software part are described.

Keywords: tank, level gauge, system, volume, wireless technology.

УДК 621.3.011.73

А.Е. Горяинов, Л.И. Бабак

Методика автоматизированного синтеза параметрических моделей пассивных компонентов СВЧ-монокристаллических интегральных схем

Предложена методика автоматизированного синтеза параметрических моделей пассивных компонентов СВЧ-монокристаллических интегральных схем (МИС) в виде эквивалентных схем (ЭС), при этом элементы ЭС зависят от конструктивных параметров компонентов (например, геометрических размеров). Методика позволяет автоматизировать решение задач поиска структуры ЭС, а также определения оптимальных порядков аппроксимирующих многомерных полиномов по отдельным переменным, в качестве которых выступают конструктивные параметры. Как пример, представлено построение параметрической модели интегрального МДМ-конденсатора для 0,15 мкм GaAs-pHEMT-технологии изготовления МИС.

Ключевые слова: СВЧ-монокристаллические интегральные схемы, пассивные компоненты, параметрическая модель, модели в виде эквивалентных схем, синтез, GaAs, МДМ-конденсатор.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-101-107

Для повышения эффективности проектирования СВЧ-монокристаллических интегральных схем (МИС) широко используются параметрические модели, описывающие зависимости электрических характеристик активного или пассивного компонента от его конструктивных параметров (например, геометрических размеров) [1–6].

В частности, параметрические модели применяются при построении топологии интегральных схем. Здесь требуется выполнить переход от значений электрических параметров пассивных компонентов (сопротивлений, емкостей, индуктивностей и т.д.) к конструктивным параметрам, определяющим топологию компонентов. Другим применением являются параметрический и структурно-параметрический синтез СВЧ-устройств [6–10]. В этих случаях для учета паразитных эффектов предполагается осуществление оптимизации или синтеза устройства с использованием точных моделей реальных компонентов при вариации их конструктивных параметров.

Одним из способов построения параметрических моделей в виде эквивалентных схем (ЭС) является аппроксимация (например, с помощью многомерных полиномов) зависимостей значений элементов ЭС от конструктивных параметров [3, 4]. При этом всевозможные комбинации дискретных значений конструктивных параметров формируют так называемую сетку конструктивных состояний компонента [3, 4]. Параметрическая ЭС-модель в таком случае представляет собой ЭС, элементы которой описываются с помощью многомерных полиномов, где в качестве переменных выступают конструктивные параметры компонента, например: длина и ширина обкладок конденсатора, количество витков катушки индуктивности и т.д.

Необходимым условием для построения параметрической модели компонента на основе аппроксимации является необходимость единой (одной и той же) структуры ЭС для всех возможных конструктивных состояний. Однако существующие мето-

дики построения параметрических моделей [3, 4] не дают решения задачи поиска такой общей (тем более оптимальной) структуры ЭС.

В связи с этим обычно подходящая структура ЭС находится путем проб и ошибок. Вначале разработчик выбирает некоторую начальную структуру ЭС и выполняет экстракцию значений её элементов для каждого конструктивного состояния компонента. В случае, если некоторые из полученных для всех конструктивных состояний ЭС-моделей выбранной структуры не обеспечивают необходимой точности, выбирается другая, более сложная структура ЭС, и процесс повторяется.

В результате таких итераций определяется структура параметрической ЭС-модели, обеспечивающая приемлемый компромисс между требуемым значением ошибки модели на всей сетке конструктивных состояний и сложностью ЭС.

Значительной трудоемкостью обладает также существующий способ нахождения многомерного аппроксимирующего полинома [3, 4], где порядки полинома по каждой переменной подбираются тоже путем проб. В результате на практике процесс построения параметрической модели может занять продолжительное время – до нескольких дней.

В статье предлагается новая методика автоматизированного синтеза параметрических моделей пассивных СВЧ-компонентов. Она обеспечивает автоматизированное решение задач как определения структуры ЭС, так и построения многомерных полиномов, описывающих зависимость элементов ЭС от конструктивных параметров компонента. Эффективность методики продемонстрирована на примере синтеза параметрической модели МДМ-конденсатора для 0,15 мкм GaAs-pHEMT-технологии изготовления МИС.

Алгоритм автоматизированного синтеза параметрических ЭС-моделей СВЧ-компонентов

В качестве базы используется предложенная в [11] методика синтеза (определения структуры и

значений элементов) ЭС-моделей СВЧ-компонентов. Она основана на декомпозиции модели, оптимальном выборе структуры звеньев и прямой экстракции элементов звеньев. Преимуществами методики являются автоматизация и малое время построения модели, а также возможность контроля ее структуры с помощью задания допустимого множества звеньев.

В задаче построения параметрических моделей с помощью методики [11] возможно получение ЭС-моделей для каждого отдельного конструктивного состояния компонента. Однако при этом не гарантируется, что для всех конструктивных состояний будет определена одна и та же структура ЭС, даже при условии одинаковых ограничений на множество допустимых звеньев. Таким образом, сама по себе методика [11] не обеспечивает построения адекватных параметрических моделей.

Конструктивное состояние СВЧ-компонента можно характеризовать вектором $\mathbf{X} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$, где x_h ($h = 1, 2, \dots, n$) – конструктивные параметры компонента; n – число конструктивных параметров. Обозначим конструктивные состояния СВЧ-компонента как K_q ($q = 1, 2, \dots, Q$), где Q – число конструктивных состояний. Тогда каждому конструктивному состоянию K_q будет соответствовать определенное значение вектора конструктивных параметров $\mathbf{X}_q = (x_{1q}, x_{2q}, \dots, x_{nq})$.

Для решения обозначенной выше проблемы синтеза параметрической модели СВЧ-компонента можно предложить следующую методику:

1) получение (измерение) параметров рассеяния $S_{ij}(K_q)$ пассивного СВЧ-компонента как двухполюсника или четырехполюсника для всех требуемых конструктивных состояний K_q ($q = 1, 2, \dots, Q$); $i, j = 1, 2, \dots, N$; N – число портов СВЧ-компонента;

2) задание единого морфологического множества допустимых структурных схем модели и структур (схем) звеньев, которые будут использоваться для всех конструктивных состояний K_q ($q = 1, 2, \dots, Q$) пассивного СВЧ-компонента;

3) нахождение для каждого конструктивного состояния K_q согласно методике [11] соответствующего множества S_q возможных структур ЭС-модели, описывающих пассивный компонент с погрешностью не хуже заданной величины ε_0 . В результате для Q конструктивных состояний будет получено Q таких множеств структур: S_1, S_2, \dots, S_Q ;

4) выбор в полученных на шаге 3 множествах структур ЭС-моделей S_q ($q = 1, 2, \dots, Q$) общей структуры (структуры параметрической ЭС-модели), присутствующей в каждом множестве S_q ;

5) если на шаге 4 не удалось определить структуру параметрической ЭС-модели, обеспечивающую ошибку не более ε_0 , необходимо расширение морфологического множества допустимых структур либо увеличение величины ε_0 и переход к шагу 3;

6) построение полиномов, описывающих зависимости значений каждого элемента выбранной на шаге 4 ЭС от конструктивных параметров СВЧ-ком-

понента. Такое построение может быть выполнено на основе многомерной полиномиальной аппроксимации значений элементов ЭС на сетке конструктивных состояний [11]. Усовершенствованный вариант аппроксимации представлен ниже;

7) верификация параметрической модели компонента.

В качестве ошибки в процессе синтеза параметрической модели используется абсолютная СКО $\Delta_{|S|}$ параметров рассеяния модели:

$$\Delta_{|S|} = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \Delta(|S_{ij}|)^2}, \quad (1)$$

где

$$\Delta(S_{ij}(\omega_k)) = |S_{ij}^{\text{Meas}}(\omega_k) - S_{ij}^{\text{Model}}(\omega_k)|; \quad (2)$$

M – количество частотных точек; S_{ij}^{Meas} – измеренные параметры СВЧ-компонента как многополюсника; S_{ij}^{Model} – параметры модели СВЧ-компонента.

Таким образом, из множества возможных структур ЭС-моделей, полученных для каждого конструктивного состояния компонента, алгоритм определяет схему, способную с достаточной точностью описать все конструктивные состояния. При наличии нескольких потенциальных структур параметрической модели разработчик самостоятельно выбирает наиболее приемлемую из них.

При автоматизированном синтезе параметрических моделей пассивных СВЧ-компонентов разработчику необходимо самостоятельно выполнить пп. 1 и 2. Остальные шаги методики могут быть выполнены автоматически.

Алгоритм автоматизированного построения аппроксимирующих многомерных полиномов

Для автоматизированного решения задачи многомерной аппроксимации в описанной выше методике синтеза нами ниже предлагается алгоритм построения полиномов, описывающих зависимости элементов параметрической ЭС-модели от конструктивных параметров компонента.

Обозначим через e_t ($t = 1, 2, \dots, T$) значения (параметры) сосредоточенных элементов ЭС; T – общее число элементов ЭС. Значение каждого элемента e_t как функцию конструктивных параметров СВЧ-компонента x_1, x_2, \dots, x_n будем приближенно описывать соответствующим полиномом P_t :

$$e_t(x_1, x_2, \dots, x_n) \approx P_t(x_1, x_2, \dots, x_n). \quad (3)$$

В общем случае полином является многомерным и может быть записан в виде суммы одночленов-мономов:

$$P_t(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n = 0}^n c_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}^{(t)} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}. \quad (4)$$

Здесь α_h – показатели степеней переменных x_h ($h = 1, 2, \dots, n$), они могут принимать только целые значения $0, 1, 2, \dots, m_h$; $c_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}^{(t)}$ – вещественные коэффициенты полинома. Порядок многомерного полинома P_t равен наибольшему порядку входящих в него одночленов-мономов; под порядком монома

понимается сумма степеней входящих в него переменных [12]). Вводится также порядок m_h полинома P_t по каждой переменной x_h ($h = 1, 2, \dots, n$), он равен максимальному значению степени α_h . Величину $m_\Sigma = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ назовем суммарным порядком многомерного полинома по всем переменным, или просто суммарным порядком.

Задачей аппроксимации является определение коэффициентов $c_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}^{(t)}$ полинома $P_t(x_1, x_2, \dots, x_n)$, аппроксимирующего зависимость $e_t(x_1, x_2, \dots, x_n)$ по набору заданных значений элемента e_{tq} во всех конструктивных состояниях K_q , $q = 1, 2, \dots, Q$ (предполагается, что эти значения находятся путем экстракции ЭС в каждом конструктивном состоянии K_q):

$$e_{tq} \equiv e_t(x_{1q}, x_{2q}, \dots, x_{nq}). \quad (5)$$

Для построения многомерных полиномов целесообразно использование метода наименьших квадратов (МНК) [13]. В этом случае требуется также задать порядки полинома m_h (максимальные значения степеней α_h) по каждой переменной x_h . Чем больше эти порядки, тем лучше в общем случае точность воспроизведения зависимости $e_t(x_1, x_2, \dots, x_n)$. Однако, с другой стороны, при больших порядках m_h резко растет число мономов, что ведет к увеличению времени расчета значений полинома P_t , т.е. фактически к уменьшению быстродействия параметрической модели. Таким образом, необходимо найти полином, который обеспечивает нужный компромисс между точностью и быстродействием модели. Как уже отмечалось, в существующих подходах [3, 4] определение порядков полинома P_t по отдельным переменным выполняется самим разработчиком путём перебора определенных (выбираемых эмпирически) значений m_h , это увеличивает время и трудоемкость построения параметрической модели.

Задача определения подходящего аппроксимирующего полинома может быть автоматизирована с помощью следующего алгоритма:

1. Получение значений e_{tq} элемента ЭС e_t для каждого конструктивного состояния компонента K_q ($q = 1, 2, \dots, Q$).
2. Задание максимально допустимой величины Δ_0 ошибки аппроксимации значений e_{tq} с помощью полинома P_t .
3. Задание целых неотрицательных чисел M_h , которые определяют максимально возможные значения порядков m_h многомерного полинома по каждой переменной x_h (т.е. $m_h \leq M_h$).
4. Последовательное нахождение с использованием МНК множества полиномов P_{id} ($d = 1, 2, \dots, D$), каждый из которых описывает элемент ЭС e_t . Указанные полиномы строятся для всех возможных комбинаций порядков m_h относительно каждой переменной x_h при вариации в пределах $0 \leq m_h \leq M_h$, число таких полиномов равно $D = (M_1 + 1)(M_2 + 1) \dots (M_n + 1)$.
5. Определение суммарного порядка $m_{\Sigma d}$ для каждого полинома P_{id} , $d = 1, 2, \dots, D$.
6. Расчет значения ошибки Δ_{id} для каждого полинома P_{id} , $d = 1, 2, \dots, D$.

7. Определение среди полиномов P_{id} ($d = 1, 2, \dots, D$) полинома P_{ig} , который обеспечивает необходимый уровень ошибки $\Delta_{ig} \leq \Delta_0$ при минимальном суммарном порядке (т.е. $m_{\Sigma g} = \min m_{\Sigma d}$, $d = 0, 1, 2, \dots, D$).

8. Если заданный уровень ошибки менее Δ_0 обеспечивают несколько полиномов с одинаковым суммарным порядком m_Σ , среди них выбирается полином с наименьшей ошибкой.

9. Если ни один из полиномов P_{id} не обеспечивает требуемый уровень ошибки ниже Δ_0 , выбираются более высокие максимальные порядки M_h многомерного полинома по каждой переменной x_h , переходим к п. 4.

В качестве ошибки Δ_t предлагается использовать максимальную относительную СКО воспроизведения полиномом P_t заданных значений e_{tq} элемента ЭС e_t на сетке конструктивных состояний K_q , $q = 1, 2, \dots, Q$:

$$\Delta_t = \max_q \frac{|P_t(x_{1q}, x_{2q}, \dots, x_{nq}) - e_{tq}|}{e_{tq}}. \quad (6)$$

Таким образом, предложенный алгоритм не только выполняет нахождение многомерного полинома P_t с требуемым уровнем ошибки $\Delta_t \leq \Delta_0$, но и обеспечивает минимальный суммарный порядок полинома m_Σ . При построении параметрической модели необходимо выполнить предложенный алгоритм для каждого элемента e_t выбранной структуры ЭС, в результате получаем набор полиномов P_t ($t = 1, 2, \dots, T$), описывающий все элементы ЭС-модели.

Синтез параметрической модели интегрального МДМ-конденсатора

Рассмотрим синтез параметрической модели МДМ-конденсатора, изготовленного по 0,15 мкм GaAs-pHEMT-технологии СВЧ МИС. Для целей исследования методики в качестве исходных данных взяты параметры рассеяния, рассчитанные в диапазоне частот до 60 ГГц по имеющейся верифицированной модели МДМ-конденсатора в библиотеке PL15-10 компании Win Semiconductors. Варьируемыми конструктивными параметрами в модели выступают геометрические размеры обкладок конденсатора – ширина w и длина l , т.е. $x_1 \equiv w$, $x_2 \equiv l$. Эти параметры изменяются в диапазоне 10–100 мкм. Расчет параметров рассеяния МДМ-конденсатора по верифицированной модели был выполнен в 25 конструктивных состояниях, на рис. 1 они отмечены черными кружками.

В соответствии с методикой [11] выберем П-образную структуру ЭС-модели МДМ-конденсатора (рис. 2, а). На основании проведенного в [11] морфологического анализа зададим возможные структуры звеньев Y_1 – Y_3 модели: в центральном звене Y_2 могут использоваться цепи рис. 2, б–д, в параллельных звеньях Y_1 и Y_3 – цепи рис. 2, е, в, д, е, описывающие паразитные ёмкости конденсатора на землю и потери в GaAs-подложке.

Обычно желаемое значение абсолютной СКО параметров рассеяния $\Delta_{|S|}$ для построения точных моделей СВЧ-компонентов находится в диапазоне

0,001–0,05. Однако в настоящем примере для наглядности и получения большего числа возможных структур ЭС параметрической модели зададим максимально допустимый уровень ошибки $\Delta_{|S|} = 0,2$.

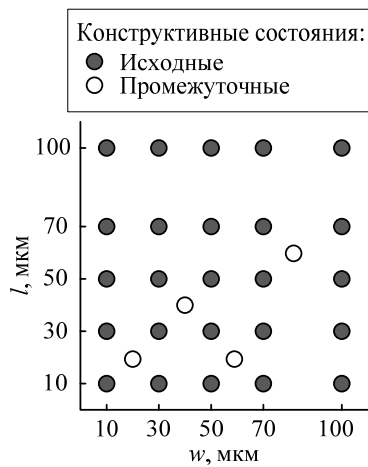


Рис. 1. Сетка конструктивных состояний МДМ-конденсатора

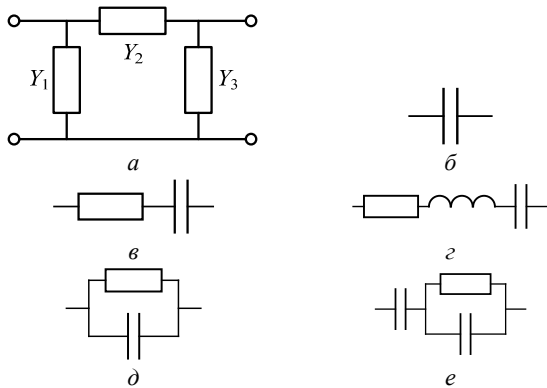


Рис. 2. Структурные ограничения для модели МДМ-конденсатора

С использованием методики [11] для каждого конструктивного состояния было получено несколько различных схем ЭС. Анализ показал, что в этом множестве структур четыре схемы (рис. 3) являются общими для всех конструктивных состояний и могут быть выбраны в качестве ЭС для параметрической модели конденсатора.

Для схем на рис. 3 рассчитаны ошибки параметров рассеяния $\Delta_{|S|}$ (табл. 1). В последней строке таблицы приведены максимальные ошибки этих моделей $\Delta_{|S|\max}$ по всем конструктивным состояниям.

Из табл. 1 следует, что наименьшие значения ошибок ε_S обеспечивают структуры рис. 3, а ($\varepsilon_{S\max} = 0,0048$) и рис. 3, з ($\varepsilon_{S\max} = 0,0048$). Значения ошибок для структур рис. 3, б, в на порядок выше, что делает их выбор в качестве ЭС для параметрической модели неприемлемым. Из двух схем рис. 3, а и з для параметрической модели целесообразно выбрать схему рис. 3, а как более простую.

В табл. 2 приведены значения элементов ЭС на рис. 3, а, полученные с помощью методики [11] для каждого конструктивного состояния конденсатора.

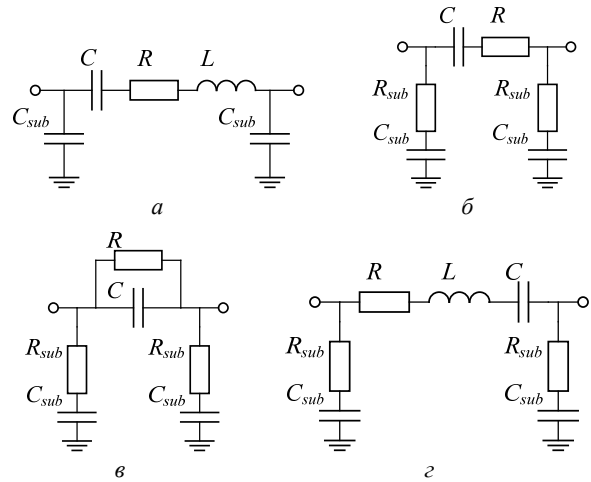


Рис. 3. Структуры параметрической ЭС-модели МДМ-конденсатора, полученные в результате автоматизированного синтеза

Таблица 1

Значения ошибок моделей МДМ-конденсатора в различных конструктивных состояниях (рис. 3)

КС*, w×l, мкм	Ошибка $\Delta_{ S }$			
	Модель рис. 3, а	Модель рис. 3, б	Модель рис. 3, в	Модель рис. 3, г
10×10	0,000313	0,0475	0,0474	0,000312
10×30	0,000393	0,0843	0,0843	0,000393
10×50	0,000457	0,1119	0,1119	0,000456
10×70	0,001056	0,1369	0,1369	0,001055
10×100	0,001771	0,1719	0,1719	0,00177
30×10	0,000264	0,057	0,057	0,000264
30×30	0,000328	0,0803	0,0803	0,000326
30×50	0,000936	0,1	0,1	0,000935
30×70	0,00136	0,119	0,119	0,00136
30×100	0,00239	0,147	0,147	0,00239
50×10	0,000238	0,0598	0,0598	0,000237
50×30	0,001078	0,0786	0,0786	0,00108
50×50	0,001327	0,0956	0,0956	0,001326
50×70	0,001926	0,1122	0,1122	0,00192
50×100	0,003251	0,136	0,136	0,003249
70×10	0,000658	0,0624	0,0624	0,000658
70×30	0,00112	0,0784	0,0784	0,001113
70×50	0,00173	0,0935	0,0935	0,00173
70×70	0,00254	0,108	0,108	0,00254
70×100	0,00343	0,130	0,130	0,00343
100×10	0,00091	0,066	0,066	0,00091
100×30	0,00159	0,0797	0,0797	0,00159
100×50	0,00196	0,0926	0,0926	0,00196
100×70	0,00371	0,105	0,105	0,00371
100×100	0,00480	0,124	0,124	0,00480
$\Delta_{ S \max}$	0,00480	0,1719	0,1719	0,00480

*КС – конструктивное состояние.

При решении задачи полиномиальной аппроксимации зависимостей элементов ЭС от конструктивных параметров – геометрических размеров w и l (табл. 2) зададим максимально допустимую относительную ошибку аппроксимации для каждого элемента $\Delta_0 = 5\%$. Рассмотрим более подробно построение аппроксимирующего полинома для элемента $e_1 \equiv C$ в ЭС (см. рис. 3, а). В этом случае выбраны следующие максимальные порядки двумер-

ного полинома $P_1(w, l) \equiv P_C(w, l)$ по переменным w и l : $M_w = M_l = 2$. Перебор всех возможных сочетаний порядков m_w и m_l относительно этих переменных в пределах $0 \leq m_w \leq M_w = 2$ и $0 \leq m_l \leq M_l = 2$ дает 9 различных аппроксимирующих полиномов P_{Cd} ($d = 1, 2, \dots, 9$). Значения порядков и рассчитанных ошибок Δ_t для 9 из этих полиномов приведены в табл. 3.

Таблица 2
Значения элементов ЭС-модели МДМ-конденсатора в различных конструктивных состояниях (см. рис. 3, а)

КС*, $w \times l$, мкм	C , пФ	L , пГн	R , мОм	C_{sub} , фФ
10×10	0,056	43,39	156,39	2,6
10×30	0,14604	59,35	213,4	3,61
10×50	0,23631	75,5	270,89	4,63
10×70	0,32613	91,16	327,44	5,55
10×100	0,46143	114,79	407,24	7,04
30×10	0,14602	40,77	120,39	4,04
30×30	0,40433	53,16	146,49	5,44
30×50	0,66228	65,45	172,65	6,71
30×70	0,92075	77,78	197,42	8,07
30×100	1,30934	95,78	232,75	10,11
50×10	0,23623	40,9	110,15	5,03
50×30	0,66714	51,27	127,52	6,62
50×50	1,08886	61,74	144,39	8,26
50×70	1,51612	72,32	160,48	9,9
50×100	2,15902	87,57	184,01	12,36
70×10	0,32606	41,65	105	5,85
70×30	0,92055	50,89	117,97	7,75
70×50	1,51584	60,32	130,27	9,65
70×70	2,11249	69,45	142,06	11,55
70×100	3,0107	82,82	160,36	14,53
100×10	0,46114	43,35	100,75	7,09
100×30	1,30834	51,41	109,72	9,35
100×50	2,15735	59,31	118,25	11,71
100×70	3,009	67,09	127,14	13,89
100×100	4,2931	78,4	139	17,5

Таблица 3
Порядки и ошибки аппроксимирующих полиномов для элемента C модели МДМ-конденсатора

P_C	m_w	m_l	m_Σ	Δ_C , %
P_{C1}	0	0	0	2003,6
P_{C2}	0	1	1	386,9
P_{C3}	1	0	1	386,9
P_{C4}	2	0	2	149,2
P_{C5}	1	1	2	133,1
P_{C6}	0	2	2	149,2
P_{C7}	1	2	3	2,3
P_{C8}	2	1	3	2,2
P_{C9}	2	2	4	1,9

Данные табл. 3 подтверждают тот закономерный факт, что при увеличении порядков полинома P_C по переменным w и l ошибка аппроксимации Δ_C уменьшается. При этом наиболее точно исходные значения элемента C на сетке конструктивных состояний описывает полином P_{C9} с суммарным порядком $m_{\Sigma 9} = 4$. Однако допустимый уровень ошибки $\Delta_C \leq \Delta_0 = 5\%$ также обеспечивают полиномы P_{C7} и P_{C8} , обладающие меньшим суммарным порядком

($m_{\Sigma 7} = m_{\Sigma 8} = 3$). Таким образом, для описания зависимости элемента C от геометрических размеров w и l МДМ-конденсатора алгоритм выберет полином P_{C8} .

В результате выполнения алгоритма для каждого элемента ЭС на рис. 3, а получим следующие полиномы:

$$C(w, l) = 1,12 \times 10^{-2} + 1,56 \times 10^{-4} w + 2,382 \times 10^{-4} l + 6,838 \times 10^{-7} w^2 + 4,23 \times 10^{-4} wl; \quad (7)$$

$$L(w, l) = 4,03 \times 10^{-2} + 3,01 \times 10^{-4} w + 7,932 \times 10^{-4} l + 3,174 \times 10^{-6} w^2 - 4,278 \times 10^{-6} wl - 1,478 \times 10^{-7} l^2; \quad (8)$$

$$R(w, l) = 0,1771 - 5,36 \times 10^{-3} w + 3,511 \times 10^{-3} l + 1,052 \times 10^{-4} w^2 - 7,489 \times 10^{-5} wl - 1,598 \times 10^{-6} l^2 - 6,014 \times 10^{-7} w^3 + 4,493 \times 10^{-7} wl + 1,515 \times 10^{-8} w l^2; \quad (9)$$

$$C_{sub}(w, l) = 1,43 \times 10^{-3} + 6,991 \times 10^{-5} w + 4,392 \times 10^{-5} l - 2,64 \times 10^{-7} w^2 + 7,308 \times 10^{-7} wl. \quad (10)$$

Следует отметить, что при построении полиномов были получены коэффициенты отдельных мономов, близкие к нулю (менее 10^{-20}). Так как их влияние пренебрежимо мало, данные мономы были исключены из полиномов.

Система двумерных полиномов (7)–(10) в совокупности со структурой ЭС на рис. 3, а представляет собой построенную параметрическую модель МДМ-конденсатора.

Рисунок 4 иллюстрирует сравнение параметров рассеяния, рассчитанных по исходной (библиотечной) и разработанной модели, для МДМ-конденсатора 30×30 мкм. Такое же сравнение было выполнено для других геометрических размеров конденсатора в узлах конструктивной сетки (см. рис. 1). Значение ошибки параметров рассеяния в исходных конструктивных состояниях не превышает 3% по модулю и 4° по фазе.

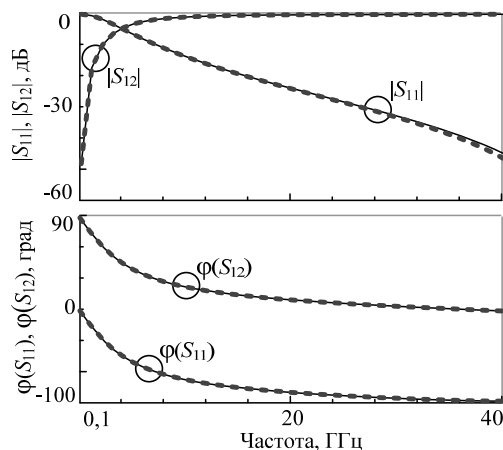


Рис. 4. Сравнение параметров рассеяния исходной и разработанной моделей МДМ-конденсатора 30×30 мкм

При верификации параметрических моделей необходимо также оценить способность воспроизведения моделью характеристик СВЧ-компонента в промежуточных конструктивных состояниях, т.е. в состояниях, отличающихся от исходных, на базе которых была построена модель. Для верификации модели МДМ-конденсатора были взяты следующие сочетания длины и ширины $w \times l$: 20×20, 40×40,

60×20, 85×60 (см. рис. 1, светлые кружки). На рис. 5 приведено сравнение параметров рассеяния исходной и разработанной моделей МДМ-конденсатора 85×60 мкм. Ошибка параметров рассеяния в промежуточных конструктивных состояниях не превышает 4% по модулю и 5° по фазе.

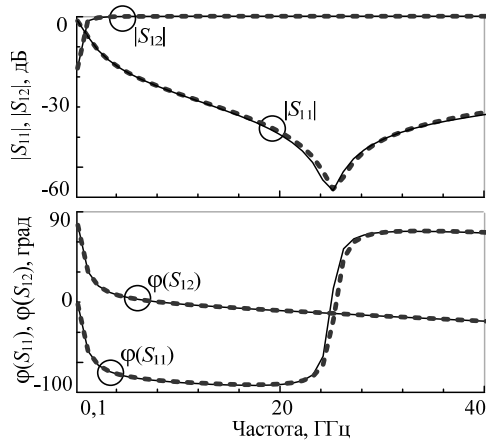


Рис. 5. Сравнение параметров рассеяния исходной и разработанной моделей МДМ-конденсатора 85×60 мкм

Приведенные данные показывают, что разработанная параметрическая модель МДМ-конденсатора с достаточной точностью воспроизводит значения параметров рассеяния в частотном диапазоне до 40 ГГц как в исходных, так и промежуточных конструктивных состояниях. Предложенная методика синтеза параметрических моделей пассивных СВЧ-компонентов была реализована в программе Parametric, написанной в вычислительной среде Matlab. Отметим, что общее время для автоматизированного синтеза модели МДМ-конденсатора с помощью программ Extraction-P и Parametric составило 45 мин, включая построение ЭС-моделей в каждом конструктивном состоянии согласно методике [11], выбор структуры параметрической ЭС-модели и нахождение многомерных аппроксимирующих полиномов для всех элементов модели. При этом большая часть времени потребовалась для задания исходных данных и верификации модели в промежуточных конструктивных состояниях. Для сравнения укажем, что время построения аналогичной параметрической модели «ручным» способом [1] составляет порядка одного-двух дней. Это подчеркивает эффективность и высокую степень автоматизации предлагаемой методики, а также её практическую значимость.

Заключение

Предложенная методика синтеза параметрических моделей СВЧ-компонентов обладает рядом преимуществ. В частности, она даёт возможность автоматизированного поиска оптимальной структуры ЭС-параметрической модели на базе синтеза ЭС-моделей во всех конструктивных состояниях. При этом разработчик может осуществлять контроль структуры ЭС с помощью ограничения морфологического множества допустимых цепей в звеньях [11],

что важно для сохранения физичности модели и управления сложностью ЭС. Также методика обеспечивает высокую степень автоматизации построения модели при значительном выигрыше во времени по сравнению с существующими подходами. Это позволяет упростить и ускорить создание моделей и библиотек элементов для различных технологий изготовления СВЧ-устройств как на дискретных компонентах, так и в монолитном исполнении.

Работа выполнена в рамках проекта № 16-47-700286 «Анализ, исследование и разработка перспективных радиотехнических систем и устройств силовой электроники для робототехнических комплексов космического, воздушного, морского и наземного базирования», получившего поддержку по результатам конкурса «Конкурс проектов фундаментальных научных исследований, проводимый РФФИ и субъектами Российской Федерации».

Литература

1. Mellberg A. An evaluation of three simple scalable MIM capacitor models / A. Mellberg, J. Stenarson // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2006. – Т. 54, № 1. – PP. 169–172.
2. Gao W. Scalable compact circuit model and synthesis for RF CMOS spiral inductors / W. Gao, Z. Yu // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2006. – Т. 54, № 3. – PP. 1055–1064.
3. Lin S. Scalable lumped model with multiple physical parameters for embedded passives / S. Lin, L. Yang, H. Chang // Electronic Components and Technology Conference, Proceedings, 2005. – Vol. 2. – PP. 1842–1845.
4. Горяинов А.Е. Построение параметрических моделей пассивных компонентов СВЧ-монолитных интегральных схем с использованием программы Extraction-P / А.Е. Горяинов, И.М. Добуш, Л.И. Бабак // Доклады ТУСУРа. – 2012. – № 2(26), ч. 2. – С. 98–103.
5. Сальников А.С. Построение параметрической модели монолитного тонкопленочного резистора на основе СВЧ-измерений и электромагнитного моделирования / А.С. Сальников и др. // Доклады ТУСУРа. – 2014. – № 3(33). – С. 109–117.
6. Automatic Synthesis of MMIC Amplifiers, using a Genetic Algorithm and Parametric Models of Passive Elements / A.A. Kalentyev, I.M. Dobush, D.V. Garays, A.E. Goryainov, A.A. Kokolov, A.V. Stepacheva, L.I. Babak // 2nd Postgraduate Consortium International workshop Proceedings (ICST-2012, 10–13 Sep., 2012). – Tomsk, 2012. – PP. 146–153.
7. Программа автоматизированного проектирования СВЧ-транзисторных усилителей на основе генетического алгоритма / Д.В. Гарайс, А.А. Калентьев, И.М. Добуш, Д.А. Жабин, А.Е. Горяинов, А.С. Сальников, Л.И. Бабак // Автоматизация в промышленности. – 2015. – № 9. – С. 39–44.
8. Структурный синтез СВЧ-транзисторных усилителей на основе генетического алгоритма с использованием параметрических моделей монолитных элементов / А.А. Калентьев, Д.В. Гарайс, Л.И. Бабак, А.А. Коколов, И.М. Добуш // Матер. 22-й Междунар. Крым. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрымКо'2012). Севастополь. – 2012. – С. 131–132.
9. Структурный синтез СВЧ-транзисторных усилителей на основе генетического алгоритма с применением моделей пассивных элементов в виде наборов S-параметров / А.А. Калентьев, Д.А. Жабин, И.М. Добуш, Д.В. Га-

райс, Л.И. Бабак // Матер. 24-й Междунар. Крым. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2014). – Севастополь, 2014. – С. 117–118.

10. Калентьев А.А. Структурно-параметрический синтез СВЧ-транзисторных усилителей на основе генетического алгоритма с использованием моделей монолитных элементов / А.А. Калентьев и др. // Доклады ТУСУРа. – 2012. – № 2(26), ч. 2. – С. 104–112.

11. Горяинов А.Е. Автоматизированный синтез моделей пассивных СВЧ-компонентов в виде эквивалентных схем на основе оптимального выбора звеньев и прямой экстракции / А.Е. Горяинов // Доклады ТУСУРа. – 2016. – № 3(19). – С. 32–41

12. Курош А.Г. Курс высшей алгебры / А.Г. Курош. – М.: Наука, 1975. – 375 с.

13. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. – 2-е изд. – М.: Физматгиз, 1962. – 336 с.

Горяинов Александр Евгеньевич

Мл. науч. сотрудник

лаб. интеллектуальных компьютерных систем ТУСУРа

Тел.: +7-913-841-24-29

Эл. почта: goryainov.alex@gmail.com

Бабак Леонид Иванович

Д-р техн. наук, профессор каф. компьютерных систем в управлении и проектировании (КСУП) ТУСУРа

Тел.: +7-960-969-91-52

Эл. почта: leonid.babak@mail.ru

Goryainov A.E., Babak L.I.

Technique for automated synthesis of scaled models of passive MMIC-components

A technique for constructing scaled models of passive MMIC-components (resistors, capacitors, inductors, etc.) in the form of equivalent circuits (ECs) is presented. In such models, the elements of EC depend on constructive parameters (e.g., sizes, etc.) of component. The technique allows the automate the search of EC schematic as well as the determination of optimal degrees of approximating polynomials for each constructive parameter. As an example, the synthesis of scaled model of MDM-capacitor produced using 0.15 μm GaAs pHEMT-process is presented.

Keywords: MMIC, passive components, scaled model, equivalent circuit, synthesis, GaAs, MDM-capacitor.

УДК 62-503.51

А.А. Вороненкова, В.В. Тютиков

Аналитический синтез и анализ вариантов системы управления объектом с запаздыванием

Выполнен синтез вариантов САУ объектом с запаздыванием. Проведены исследования параметрической грубости синтезированных САУ при вариациях параметров объекта управления и чувствительности к случайным внешним возмущениям. Определен наиболее рациональный вариант построения системы управления.

Ключевые слова: запаздывание, синтез, система, регулятор, вариация, возмущение.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-108-111

Объекты, описываемые математическими моделями с запаздыванием, встречаются во многих отраслях промышленности. В частности, это характерно для теплоэнергетики. Традиционно в качестве управляющих устройств при создании САУ такими объектами применяются типовые ПИ-регуляторы. Их основные преимущества – простота реализации и настройки, а основным требованием к САУ является обеспечение параметрической грубости при вариациях параметров и качество отработки внешних возмущений.

С развитием микропроцессорных систем управления сложность управляющего устройства перестает быть сдерживающим фактором. Целью настоящей работы является исследование возможности снижения параметрической грубости САУ и повышение качества отработки внешних возмущений на основании использования более сложных регуляторов.

На рис. 1 представлена модель САУ объектом с запаздыванием (газовый тракт котла), состоящая из ПИ-регулятора и объекта управления (ОУ) в основном канале (расход пылеугольного топлива) и канала возмущения (расход воздуха). Здесь U – сигнал задания, $R_{x1}(\tau), R_{x2}(\tau), R_Y(\tau), f_1, f_2$ – сигналы возмущений, Y – выходной сигнал. Коэффициенты регулятора соответствуют типовой настройке по критерию минимума интегрального квадратичного показателя (дисперсии).

В процессе эксплуатации более всего вариациям подвержены коэффициент усиления объекта K и время запаздывания τ_3 . Графики переходных процессов $Y(t)$ в САУ при ступенчатом воздействии f_2 , равном 10% от номинального значения, для расчетных значений параметров ОУ и их изменений показаны соответственно на рис. 2, а, б.

Также в ходе моделирования исследовалось влияние случайных процессов (рис. 2, в) со следующими характеристиками: $R_{x1}(\tau) = R_{x2}(\tau) = R_x(\tau)$ – дифференцируемые процессы с осциллирующей корреляционной функцией

$$R_x(\tau) = \sigma^2 \cdot e^{-\alpha \cdot |\tau|} \left[\cos(\omega_0 \tau) - \frac{\alpha}{\omega_0} \cdot \sin(\omega_0 \tau) \right]$$

при $\sigma^2 = 25$; $\alpha = 0,15$ 1/с; $\omega_0 = 0,35$ рад/с и $\sigma^2 = 0,9$; $\alpha = 0,08$ 1/с; $\omega_0 = 0,15$ рад/с соответственно; $R_Y(\tau)$ – дифференцируемый Марковский процесс 2-го порядка с корреляционной функцией

$$R_Y(\tau) = \frac{\sigma^2}{\alpha - 1} \cdot \left[\alpha e^{-\beta \cdot |\tau|} - e^{-\alpha \cdot \beta \cdot |\tau|} \right]$$

при $\sigma^2 = 0,09$; $\alpha = 3$; $\beta = 4$ 1/с.

Поскольку измерению подлежит только выходная координата, синтезируем астатический полиномиальный регулятор (ПР) [1–3] для заданного объекта (рис. 3). Для этого введем дополнительный интегратор по выходной координате.

Передаточная функция замкнутого контура САУ имеет вид

$$H_{\text{пер.}}(s) = \frac{B^*(s)}{1 + \frac{A^*(s) \cdot C(s)}{B^*(s) \cdot R(s)}} = \frac{B^*(s)}{A^*(s) \cdot C(s) + B^*(s) \cdot R(s)} = \frac{B^*(s)}{D(s)},$$

где $A^*(s), B^*(s)$ – заданные полиномы объекта; $D(s)$ – желаемый полином, причем $D(s) = A^*(s) \cdot C(s) + B^*(s) \cdot R(s)$.

Если $\deg A^*(s) = n$, то $\deg R(s) = n - 1$, $\deg C(s) = \deg R(s)$, $\deg D(s) = \deg A(s) + \deg C(s)$, где $\deg(*)$ – степень полинома.

В качестве желаемого полинома выберем стандартный полином Ньютона с известными нормированными коэффициентами a_i , определяющими характер процессов в системе, и величиной среднегеометрического корня (СГК) Ω_0 , задающей время протекания переходных процессов:

$$D(s) = s^n + a_{n-1} \cdot \Omega_0 \cdot s^{n-1} + a_{n-2} \cdot \Omega_0^2 \cdot s^{n-2} + \dots + \Omega_0^n,$$

обеспечивающий апериодический переходный процесс.

Для получения коэффициентов ПР решается система алгебраических уравнений, получаемая из

$$D(s) = A^*(s) \cdot C(s) + B^*(s) \cdot R(s)$$

приравниванием коэффициентов при соответствующих степенях s .

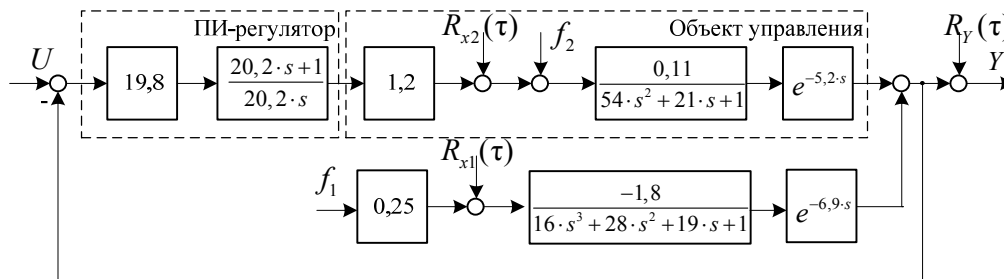


Рис. 1. Модель типовой САУ

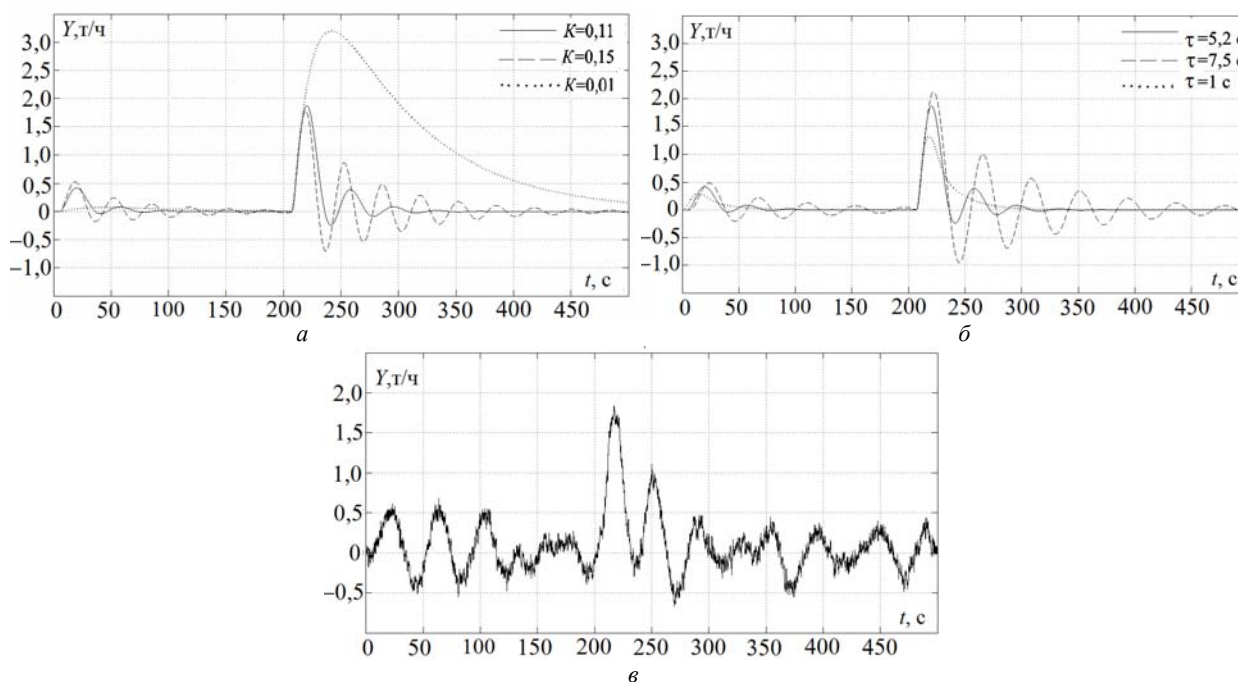


Рис. 2. Результаты моделирования типовой САУ

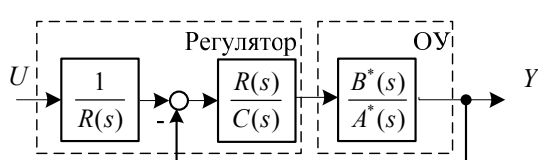


Рис. 3. Модель САУ с ПР

Вариант 1. Для корректного синтеза ПР представим звено чистого запаздывания в виде отношения полиномов с помощью аппроксимации Паде 3-го порядка [4]:

$$H_{n=3}(s) = \frac{-s^3 + \frac{12}{\tau_3} \cdot s^2 - \frac{60}{\tau_3^2} \cdot s + \frac{120}{\tau_3^3}}{s^3 + \frac{12}{\tau_3} \cdot s^2 + \frac{60}{\tau_3^2} \cdot s + \frac{120}{\tau_3^3}},$$

где τ_3 – время запаздывания.

Для исходного объекта ($\tau_3 = 5,2$ с) получаем следующие передаточные функции звена запаздывания и объекта:

$$H_{e1}(s) = \frac{-s^3 + 2,3 \cdot s^2 - 2,2 \cdot s + 0,85}{s^3 + 2,3 \cdot s^2 + 2,2 \cdot s + 0,85},$$

$$H_1(s) = 1,2 \cdot \frac{0,11}{54 \cdot s^2 + 21 \cdot s + 1} \cdot \frac{-s^3 + 2,3 \cdot s^2 - 2,2 \cdot s + 0,85}{s^3 + 2,3 \cdot s^2 + 2,2 \cdot s + 0,85} \cdot \frac{1}{s} = \frac{-0,002 \cdot s^3 + 0,006 \cdot s^2 - 0,005 \cdot s + 0,002}{s^6 + 2,69 \cdot s^5 + 3,11 \cdot s^4 + 1,75 \cdot s^3 + 0,37 \cdot s^2 + 0,02 \cdot s} = \frac{B^*(s)}{A^*(s)}.$$

Степени полиномов регулятора и значения СГК будут следующими:

$$\deg R(s) = 5, \deg C(s) = 5, \deg D(s) = 11, \Omega_{01} = 0,4.$$

Тогда

$$R_1(s) = 7,24 \cdot s^5 + 10,62 \cdot s^4 + 5,33 \cdot s^3 + 1,86 \cdot s^2 + 0,39 \cdot s + 0,02,$$

$$C_1(s) = s^5 + 1,71 \cdot s^4 + 1,09 \cdot s^3 + 0,58 \cdot s^2 + 0,12 \cdot s + 0,03.$$

Результаты моделирования САУ с астатическим ПР при изменении K , τ_3 и влиянии случайных процессов показали, что колебательность и время переходных процессов значительно снизились при практически неизменном влиянии случайных процессов. При этом порядок регулятора получился высоким, что, очевидно, приведет к трудностям при его настройке в реальных условиях.

Вариант 2. Для решения проблемы высокой сложности регулятора уменьшим порядок при аппроксимации Паде звена запаздывания до первого:

$$H_{e2}(s) = \frac{-2,6 \cdot s + 1}{2,6 \cdot s + 1}.$$

Передаточная функция объекта при этом

$$H_2(s) = 1,2 \cdot \frac{0,11}{54 \cdot s^2 + 21 \cdot s + 1} \cdot \frac{-2,6 \cdot s + 1}{2,6 \cdot s + 1} \cdot \frac{1}{s} = \frac{-0,002 \cdot s + 0,001}{s^4 + 0,77 \cdot s^3 + 0,17 \cdot s^2 + 0,01 \cdot s}.$$

Степени полиномов регулятора будут следующими:

$$\deg R(s) = 3, \deg C(s) = 3, \deg D(s) = 7, \Omega_2 = 0,28.$$

Полиномы регулятора примут вид

$$R_2(s) = 27,55 \cdot s^3 + 21,76 \cdot s^2 + 4,96 \cdot s + 0,25,$$

$$C_2(s) = s^3 + 1,16 \cdot s^2 + 0,54 \cdot s + 0,19.$$

Результаты моделирования САУ с таким регулятором показали, что она стала значительно более чувствительна к изменениям параметров объекта, а степень влияния случайных процессов несколько уменьшилась. При этом сложность регулятора осталась достаточно высокой.

Вариант 3. Оценим возможность дальнейшего упрощения регулятора. Передаточная функция ОУ

$$H_0(s) = \frac{0,11}{54 \cdot s^2 + 21 \cdot s + 1} = \frac{0,11}{(3 \cdot s + 1) \cdot (18 \cdot s + 1)}$$

имеет моды, значительно (в 6 раз) отличающиеся по величине. Отбросим «быструю» составляющую:

$$H_0^*(s) = \frac{0,11}{18 \cdot s + 1}.$$

Передаточная функция объекта со звеном запаздывания, представленная аппроксимацией Паде 1-го порядка, примет вид

$$H_3(s) = 1,2 \cdot \frac{0,11}{18 \cdot s + 1} \cdot \frac{-2,6 \cdot s + 1}{2,6 \cdot s + 1} \cdot \frac{1}{s} = \frac{-0,01 \cdot s + 0,003}{s^3 + 0,44 \cdot s^2 + 0,02 \cdot s}.$$

Степени полиномов и значения их коэффициентов будут следующими:

$$\deg R(s) = 2, \deg C(s) = 2, \deg D(s) = 5, \Omega_3 = 0,28,$$

$$R_3(s) = 4,94 \cdot s^2 + 2,34 \cdot s + 0,14,$$

$$C_3(s) = s^2 + 0,61 \cdot s + 0,19.$$

На рис. 4 показаны графики переходных процессов, получившиеся в результате моделирования САУ исходным объектом с передаточной функцией $H_0(s)$.

Сравнение графиков переходных процессов, приведенных на рис. 4 и 2, показывает, что использование полиномиального регулятора второго порядка в сравнении с типовым ПИ-регулятором позволяет значительно повысить грубость САУ.

Так, при увеличении коэффициента усиления ОУ и времени запаздывания от номинального значения время переходного процесса в системе с ПР меньше, чем в системе с ПИ-регулятором, более чем в 2 раза.

Выводы

1. В работе исследованы возможности использования современных аналитических методов для

синтеза регуляторов объектами с запаздыванием, подверженным параметрическим и внешним возмущениям.

2. Применение полиномиального метода позволило аналитически синтезировать регуляторы различной степени сложности, выбирая порядки передаточных функций аппроксимации Паде звена запаздывания и объекта управления.

3. Повышение степени полинома числителя передаточной функции полиномиального регулятора, в сравнении с типовым решением практически не влияет на помехоустойчивость САУ.

4. Применение регулятора второго порядка (вариант 3) позволяет значительно повысить параметрическую грубость САУ в сравнении с типовым решением.

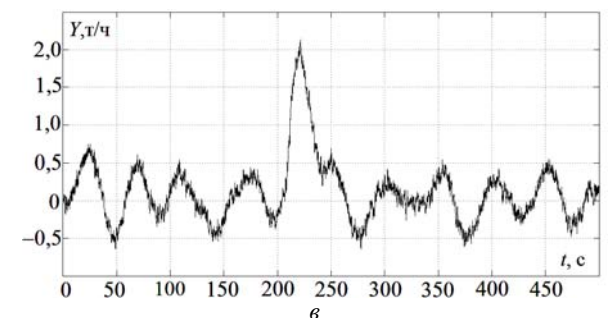
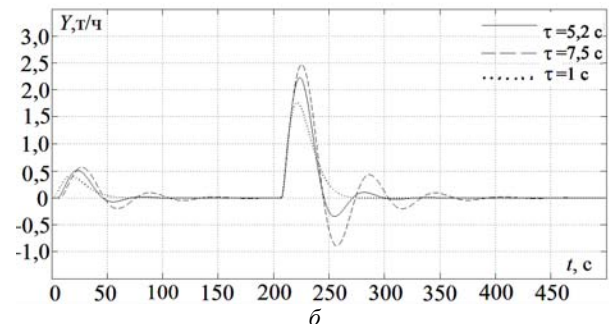
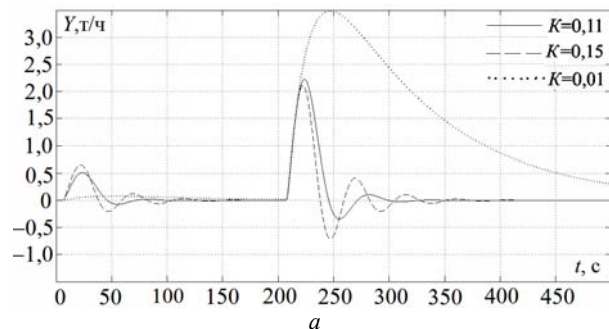


Рис. 4. Результаты моделирования САУ (вариант 3)

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00972).

Литература

1. Волгин Л.Н. Оптимальное дискретное управление динамическими системами / под ред. П.Д. Крутько. – М.: Наука, 1986. – 240 с.
2. Тютиков В.В. Робастное модальное управление технологическими объектами / В.В. Тютиков, С.В. Тарарыкин. – Иваново: ИГЭУ, 2006. – 256 с.

3. Гайдук А.Р. Теория и методы аналитического синтеза систем автоматического управления (полиномиальный подход). – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 360 с.

4. Аппроксимации Паде / Дж. Бейкер, П. Грейвс-Моррис: пер. с англ. Е.А. Рахманова, С.П. Суетина; под ред. А.А. Гончара. – М.: Мир, 1986. – 502 с.

Вороненкова Анна Алексеевна

Магистрант каф. электроники и микропроцессорных систем Ивановского государственного энергетического университета (ИГЭУ)

Тел.: +7-920-358-02-88

Эл. почта: neta_o@mail.ru

Тютиков Владимир Валентинович

Д-р техн. наук, профессор, проректор по НР ИГЭУ

Тел.: (483-2) 38-57-75

Эл. почта: tvv@ispu.ru

Voronenkova A.A., Tyutikov V.V.

Analytical synthesis and options' analysis of a control system for an object with delay

The synthesis of automated control systems (ACS) options for an object with delay is performed. Research of parametric roughness of ACS with the parameters variations of the controlled object and of its sensitivity to random external perturbations is carried out. The most rational variant of control system is defined.

Keywords: delay, synthesis, system, controller, variation, perturbation.

УДК 004.42

Е.Б. Грибанова

Стохастические алгоритмы решения обратных задач экономического анализа с ограничениями

Предложены стохастические алгоритмы решения обратной задачи, учитывающие ограничения аргументов функции и коэффициенты относительной важности. Для их реализации был использован объектно-ориентированный подход, что позволяет выполнять модификацию системы, решать многоуровневые задачи, применять различные методы решения задач каждого уровня. Приведен пример решения задачи формирования прибыли.

Ключевые слова: обратные вычисления, оптимизация, случайный поиск, объектно-ориентированный подход.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-112-116

Под «обратной задачей» понимают определение набора исходных величин, обеспечивающего достижение заданного результата. Первоначально решением задач подобного рода занимался академик А.Н. Тихонов, исследуя свойства объектов, недоступных или неудобных для непосредственного изучения, т.е. осуществляя восстановление причин при их заданном следствии.

Позже Б.Е. Одинцовым была опубликована теория обратных вычислений [1], где под обратной задачей понимается определение приростов аргументов прямой функции (переменных функции), на основании целевого предписания человека в виде ее прироста и дополнительной информации: начальных значений аргументов и функции, коэффициентов относительной важности аргументов (далее в статье будут рассмотрены обратные задачи такого рода). Таким образом, изменение целевой функции происходит в большей степени за счет аргументов, имеющих большее значение коэффициента относительной важности. Например, для двух аргументов функции $f(x, z)$ система уравнений будет иметь вид

$$\begin{cases} y \pm \Delta y = f(x \pm \Delta x(\alpha), z \pm \Delta z(\beta)), \\ \frac{\Delta x}{\Delta z} = \frac{\alpha}{\beta}, \end{cases}$$

где y, x, z – исходные значения функции и аргументов; Δy – необходимый прирост функции; α, β – коэффициенты относительной важности аргументов x и z соответственно.

Решая данную систему относительно Δx и Δz , получим необходимые приросты аргументов.

Простота данного аппарата и актуальность решаемых с его помощью задач обусловили его применение в различных сферах: экономике, образовании [2–4]. На основе данного метода был также разработан модифицированный метод обратных вычислений [5], с помощью которого можно вычислить новые значения аргументов функции на основе начальных значений аргументов и результата и коэффициентов относительной важности. При нахождении решения используется линейное уравнение связи между аргументами, поэтому данный метод при

компьютерной реализации не требует выполнения проверки соответствия установленных коэффициентов важности поставленной цели.

Кроме того Б.Е. Одинцовым были исследованы задачи, когда на значения аргументов наложены ограничения и, следовательно, возможно возникновение дефицита ресурса. В работе [6] предложена итерационная процедура, основанная на последовательном увеличении результирующей переменной. До полного исчерпания ресурсов либо достижения заданного значения целевой функции повторяются следующие шаги: нахождение решения с помощью обратных вычислений; проверка соответствия полученного решения заданным ограничениям и перерасчет приростов в случае обнаружения дефицита в некотором ресурсе.

При числе аргументов больше двух задача усложняется и возникает необходимость использования процедуры свертки.

Использование стохастических методов при решении задач подобного рода позволяет избежать сложных вычислений и найти приближенное решение с учетом коэффициентов важности, ограничений аргументов, в том числе рассматривать ситуации, когда переменные могут принимать только целые значения либо значения из заданного набора.

Поскольку обратная задача может быть представлена в виде задачи глобальной оптимизации, в которой нужно минимизировать разницу между заданным значением целевой функции и полученным решением, были рассмотрены существующие работы, посвященные минимизации функции.

Алгоритмы случайного поиска

Появление идеи использования случайных величин при поиске решения связывают с именем У.Р. Эшби. В нашей стране исследования алгоритмов случайного поиска берут начало в работах Л.А. Расстригина [7, 8]. Алгоритмы поиска подразделяют на ненаправленные (все случайные испытания строят независимо друг от друга) и направленные (испытания связаны между собой).

Наиболее простым методом решения задач глобальной оптимизации является метод ненаправленного случайного поиска. Он заключается в получе-

нии случайных значений аргументов из заданного интервала, расчете целевой функции и сравнении её величины с наилучшим из вычисленных. Если новое рассчитанное значение результата оказалось меньше, то осуществляется запоминание полученного решения. Таким образом, для функции одного аргумента последовательность шагов будет следующая:

Шаг 1. Генерирование на интервале $[r; R]$ равномерно распределенной случайной величины x .

Шаг 2. Если $f(x) < f_{\min}$ (f_{\min} – минимальное найденное значение функции), то происходит запоминание новой точки в качестве текущего решения $f_{\min} = f(x)$, $x_{\min} = x$.

Шаги повторяются в течение заданного числа реализаций либо до получения решения с указанной точностью. Такой способ нахождения решения является реализацией метода проб и ошибок.

Данный алгоритм может быть совмещен с локальным поиском, когда из случайно выбранных точек осуществляется локальный спуск в ближайший минимум. Из найденных локальных минимумов выбирается точка с наименьшим значением [7].

Благодаря своей простоте и гибкости данный метод получил широкое распространение при решении различных задач. Например, в статье [9] рассматривается использование метода ненаправленного случайного поиска для решения комбинаторной задачи выбора оптимального портфеля биржевых опционов, что позволило получить целочисленные значения искомым величин.

К алгоритмам направленного поиска относят алгоритм парной пробы, с возвратом при неудачном шаге, наилучшей пробы и т.д. [8].

В алгоритме парной пробы по обе стороны от исходной точки делаются два поисковых шага случайной величины. После этого осуществляется переход в новую точку в направлении наилучшего значения функции. В алгоритме с возвратом при неудачном шаге задается начальная точка x и случайным образом осуществляется моделирование приращения dx . Если значение функции в новой точке $x + dx$ лучше, чем в точке x , то осуществляется переход в эту точку. В некоторых работах предлагается исключать то направление, которое не приводит к улучшению значения функции. В статье [10] описывается простой алгоритм оптимизации (SOPT), в котором случайная величина приращения имеет не равномерное распределение, а распределение Гаусса. Также предлагается многократно вызывать алгоритм для выбора наилучшего решения из полученных.

Недостатком приведенных алгоритмов направленного поиска является то, что они в качестве решения могут определить локальный минимум, а не глобальный. В связи с этим разрабатываются различные модификации. К ним, в частности, можно отнести адаптивные алгоритмы. Например, таким алгоритмом является случайный поиск ARSET (Adaptive Random Search Technique) [11] и динамический случайный поиск DRASET (Dynamic Random

Search Technique) [12]. В адаптивном случайном поиске в зависимости от значения целевой функции пространство поиска сужается (когда происходит поиск наилучшего значения) или расширяется (когда найдено решение с приемлемой точностью), таким образом, уменьшается вероятность нахождения локального минимума вместо глобального из-за недостаточного исследования отдельных участков. В алгоритме DRASET после нахождения решения дополнительно осуществляется локальный поиск вокруг найденной точки для получения более точного значения.

Также существуют алгоритмы поиска глобального минимума, которые используют процедуру случайного блуждания [7], например, метод «зашумления» градиента и метод сглаживания, который может быть использован в случае, если минимизируемая функция образована путем наложения на унимодальную функцию мелких отклонений; воспроизводят поведение живой и неживой природы [13, 14]; основаны на интервальных подходах [15, 16].

К недостаткам метода случайного поиска относят необходимость выполнения большого числа итераций для получения решения с заданной точностью, что требует затрат вычислительных ресурсов, а также существующую погрешность вычислений.

Данная работа посвящена разработке алгоритмов случайного поиска для решения обратной задачи. Для реализации алгоритмов предполагается использование объектно-ориентированного подхода.

Стохастические алгоритмы решения обратной задачи

Взаимосвязь показателей может быть представлена в виде дерева, где на нулевом уровне расположено значение результирующей функции, а на нижних – аргументы. В свою очередь каждый лист этого дерева может быть результирующим показателем (рис. 1).

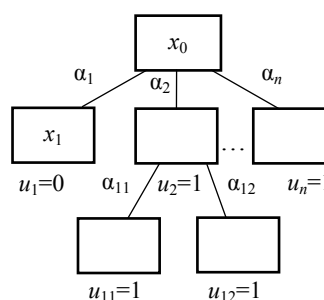


Рис. 1. Представление задачи в виде дерева

Узлы дерева имеют следующие характеристики:

- начальное значение x ;
- коэффициент относительной важности α (сумма коэффициентов относительной важности аргументов одного уровня и относящихся к одному результирующему показателю должна быть равна единице);
- минимальное r и максимальное R значения, которые может принимать данный показатель;

• индикатор u , характеризующий возможность использования данного элемента, и принимающий два значения: 1 (использование возможно) и 0 (использование невозможно).

Коэффициент относительной важности α указывает степень изменения результирующего показателя за счет данного аргумента. Он может отражать предпочтение исследователя в определении величин, а также рассчитываться на основе данных за предыдущие периоды и, таким образом, показывать наиболее вероятные значения аргументов для достижения результата.

Значение индикатора u становится равным нулю в случае, если изменение аргумента не может быть выполнено из-за существующего ограничения или отсутствия положительного изменения целевой функции. Также данный индикатор устанавливается равным нулю для величин-констант.

Общая задача может включать несколько подзадач, решение которых осуществляется последовательно путем обхода вершин дерева сверху вниз. Так, для задачи на рис. 2 сначала будут вычислены значения x_1, x_2, x_n , обеспечивающие заданную величину результата x_0 , далее – x_{21}, x_{22} для получения значения x_2 . Ниже будут описаны процедуры для решения одной подзадачи. При этом начальное значение корня рассматриваемого поддерева будем обозначать $y = f(x)$, а его значение, которое необходимо получить, – y^* .

Для решения обратной задачи были разработаны два алгоритма. Первый представляет собой модификацию случайного поиска, второй – итерационной процедуры, основанной на приращении функции.

Чтобы случайный поиск можно было использовать для решения обратной задачи, необходимо:

- учесть коэффициенты важности аргументов;
- представить обратную задачу в виде задачи глобальной оптимизации, где нужно минимизировать разницу между полученным решением и искомым y^* .

Для этого был использован интегральный показатель, который отражает степень достижения глобального минимума и соответствие приростов аргументов коэффициентам важности. Таким образом, алгоритм может быть представлен в виде следующих шагов:

Шаг 1. Генерирование на интервалах $[r_i, R_i]$ равномерно распределенных случайных величин $x_{t,i}$, ($i=1..n$, n – количество аргументов). Расчет значения функции $y_t = f(x_t)$.

Шаг 2. Вычисление интегрального показателя:

$$c = \frac{|y_t - y^*|}{|y - y^*|} + \sum_{i=1}^n \frac{|\Delta x_i|}{\sum_{i=1}^n |\Delta x_i|} - \alpha_i,$$

где $\Delta x_i = x_{t,i} - x_i$.

Первая часть слагаемого принимает минимальное значение, равное нулю, когда величина резуль-

тирующего показателя будет близка заданному y^* , вторая часть – при соответствии приростов коэффициентам важности.

Шаг 3. Сравнение с наилучшим значением интегрального показателя: если $c < c_{\min}$, то новое решение запоминается в качестве текущего $y_{\min} = f(x_t)$, $x_{\min i} = x_{t,i}$.

Критерием останова является выполнение заданного числа итераций либо получение решения с указанной точностью.

Рассмотрим теперь алгоритм, основанный на моделировании приращения функции.

Устанавливается шаг приращения аргументов Δu .

Шаг 1. Установить новое значение результирующего показателя $y_t = y_t + \Delta u$.

Шаг 2. С помощью алгоритма моделирования полной группы несовместных событий выбрать узел из вершин-потомков, для которых значения индикатора равно 1, в соответствии с коэффициентами важности $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$. Для этого выполняется расчет нормированных значений вероятностей по формуле

$$p_i^* = \alpha_i / \sum_{j=1}^n \alpha_j,$$

где j – номер вершины, для которой значения индикатора равно 1.

Если узел не найден, то осуществляется завершение работы алгоритма.

Шаг 3. Определяется значение $x_{t,k}^*$ выбранной на предыдущем шаге вершины k , при фиксированных значениях остальных величин для получения заданного y_t .

Шаг 4. Проверка соответствия ограничению $r_k \leq x_{t,k}^* \leq R_k$. Если условие выполняется, то $x_{t,k} = x_{t,k}^*$, и всем вершинам, не являющимся константой, присваивается индикатор, равный единице, а иначе – $f_k = 0$. Переход к шагу 1.

Шаг 5. Проверка условия: $y^* = y_t$. Если условие выполняется, происходит завершение работы алгоритма, иначе – переход к шагу 1.

Полученные значения x_t будут решением задачи.

Для реализации представленных алгоритмов был использован объектно-ориентированный подход. На рис. 2 представлена диаграмма основных классов. Класс «Узел» представляет собой вершину дерева, которая связана с другими узлами. Класс «Метод» является абстрактным, его потомки «Приращение функции» и «Случайный поиск» предназначены для решения обратной задачи с использованием соответствующих стохастических алгоритмов. Класс «Модель» предназначен для хранения функций, связанных с расчетом результирующего показателя.

Данная структура, полученная путем модификации существующей [17], предоставляет возможность дальнейшего развития системы: добавления

новых методов, моделей; решения многоуровневых задач путем последовательного обхода всех уровней графа (сверху вниз), а также применения различных методов решения подзадач.

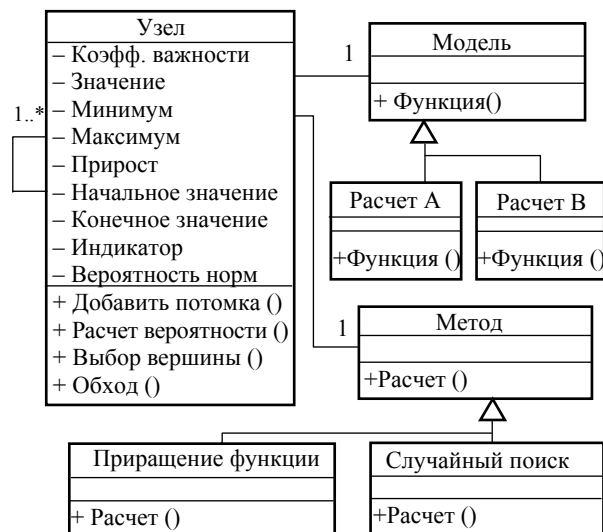


Рис. 2. Структура классов

В качестве примера рассмотрим модель формирования прибыли, приведенную в [5]:

$$profit = revenue - const\ costs - variable\ costs,$$

где *profit* – прибыль; *revenue* – выручка; *const costs* – постоянные затраты; *variable costs* – переменные затраты.

Исходные данные (тыс. руб.): *profit* = 200, *revenue* = 400, *const costs* = 50, *variable costs* = 150. Ставится задача определения уровня выручки, переменных и постоянных затрат для увеличения прибыли на 150 тыс. руб. При этом коэффициенты относительной значимости равны: $\alpha=0,8$; $\beta=0,1$; $\gamma=0,1$.

Данная задача может иметь более одного решения в зависимости от направления изменения величин. Например, увеличение прибыли может произойти за счет увеличения выручки, увеличения постоянных и переменных затрат, а также за счет увеличения выручки и уменьшения затрат. В табл. 1 представлены результаты для случая, когда увеличение выручки сопровождается снижением затрат.

Таблица 1

Результаты решения задачи

Метод поиска решения	Значение функции	Значения аргументов		
		Выручка	Постоянные затраты	Переменные затраты
Модифицированный метод обратных вычислений	350	520	35	135
Случайный поиск (1 млн. точек)	350,04	519,94	34,97	134,93
Приращение функции (шаг = 1)	350	521	36	135

В модифицированном методе обратных вычислений направление изменения аргументов указывается с помощью вида зависимости: прямая или обратная. Так, результаты табл. 1 получены для случая, когда между выручкой и затратами обратная зависимость, а между постоянными и переменными – прямая. В методе случайного поиска направление изменения можно получить путем установления соответствующих нижних и верхних границ (иначе решения в разных реализациях могут значительно отличаться). Для задачи были использованы следующие ограничения:

$$400 \leq revenue \leq 800,$$

$$10 \leq const\ costs \leq 50,$$

$$120 \leq variable\ costs \leq 150.$$

При использовании алгоритма на основе приращения функции возможно нахождение решения только для случая, когда происходит наименьшее изменение аргумента с наибольшим значением коэффициента относительной важности. Например, в табл. 2 представлены варианты увеличения результата в случае аддитивной модели двух аргументов. Для суммы двух аргументов увеличение результирующего показателя можно получить двумя способами: увеличив оба аргумента и увеличив более значительно аргумент с наибольшим значением коэффициента важности, уменьшив при этом аргумент с меньшим значением коэффициента относительной значимости. Метод приращения функции позволяет найти решение только для первого случая. Аналогично для второго варианта модели (разность аргументов) метод приращения функции выполнит поиск решения только в случае увеличения аргумента с наибольшим значением коэффициента важности при уменьшении значения аргумента с наименьшим значением коэффициента значимости.

Таблица 2

Варианты достижения цели		
Модель	Прирост результата	
$A(\alpha) + B(\beta), \alpha > \beta$	A^+, B^+	A^+, B^-
$A(\alpha) - B(\beta), \alpha > \beta$	A^+, B^+	A^+, B^-

Заключение

На основе простого случайного поиска и итерационной процедуры приращения функции разработаны алгоритмы решения обратной задачи. Их преимуществом является простота компьютерной реализации, в случае их использования отсутствует необходимость решения системы уравнений, применения процедуры свертки и многократного решения задачи с помощью обратных вычислений в случае, когда число аргументов больше двух. Кроме того, случайный поиск позволяет получить решение с учетом коэффициентов относительной важности и ограничений на величины аргументов, что невозможно получить только с помощью обратных вычислений. К недостаткам можно отнести существенную погрешность вычислений из-за использо-

вания стохастических методов, метод на основе приращения функции может быть использован лишь в некоторых вариантах изменения аргументов: когда сумма модулей приращений аргументов минимальна. Для реализации алгоритмов был использован объектно-ориентированный подход, структура представляется в виде дерева, на нижнем уровне которого приводятся аргументы, а на верхнем – рассчитываемый на их основе результирующий показатель. Данная структура предоставляет возможность изменения и дальнейшего развития системы, а также решения многоуровневых задач и использования различных методов решения подзадач. В качестве примера приводится задача формирования прибыли. Представленные алгоритмы и могут быть использованы при решении обратных задач в экономике.

Литература

1. Одинцов Б.Е. Обратные вычисления в формировании экономических решений. – М.: Финансы и статистика, 2004. – 256 с.
2. Виштак О.В. Использование технологии обратных вычислений при мониторинге качества дополнительного образования в вузе / О.В. Виштак, И.А. Штырова // Вестник Астрахан. гос. техн. ун-та. – 2014. – № 2. – С. 67–73.
3. Бармина Е.А. Мониторинг качества коммерческой организации. Структурирование показателей. Применение когнитивных карт / Е.А. Бармина, И.Ю. Квятковская // Вестник Астрахан. гос. техн. ун-та. – 2010. – № 2. – С. 15–20.
4. Мартянова А.В. Управление эффективностью банка на базе обратных вычислений // Вестник магистратуры. – 2015. – № 6(45). – С. 77–79.
5. Грибанова Е.Б. Решение обратных задач экономики с помощью модифицированного метода обратных вычислений // Проблемы управления. – 2016. – №5. – С. 35–40.
6. Одинцов Б.Е. Итерационный метод оптимизации управления предприятиями средствами обратных вычислений / Б.Е. Одинцов, А.Н. Романов // Вестник Финансового университета. – 2014. – № 2. – С. 60–73.
7. Растрингин Л.А. Адаптация сложных систем. – Рига: Зинатне, 1981. – 375 с.
8. Растрингин Л.А. Статистические методы поиска. – М.: Наука, 1968. – 376 с.
9. Мицель А.А. Комбинаторная модель опционного портфеля / А.А. Мицель, М.Е. Семенов, М.Э. Фатьянова // Финансовая аналитика: проблемы и решения. – 2016. – № 25(307). – С. 2–13.
10. Thomas J. Improved simple optimization algorithm for unconstrained non-linear optimization problems / J. Thomas, S. Mahapatra // Perspectives in Science. – 2016. – No. 8. – PP. 1–3.
11. Hamzacebi C. Continuous function minimization by dynamic random search / C. Hamzacebi, F. Kutay // Applied Mathematical Modeling. – 2007. – Vol. 31, No. 10. – PP. 2189–2198.
12. Hamzacebi C. A heuristic approach for finding the global minimum: adaptive random search technique / C. Hamzacebi, F. Kutay // Applied Mathematics and Computation. – 2006. – Vol. 173. – PP. 1323–1333.
13. Toksari M.D. Ant colony optimization for finding the global minimum // Applied Mathematics and computation. – 2006. – No. 176. – PP. 308–316.
14. Toksari M.D. A heuristic approach to find the global optimum of function // Journal of computational and Applied mathematics. – 2007. – Vol. 209, No. 2. – PP. 160–166.
15. Жиглявский А.А. Методы поиска глобального экстремума / А.А. Жиглявский, А.Г. Жилинскас. – М.: Наука, 1991. – 248 с.
16. Панов Н.В. Объединение стохастических и интервальных подходов для решения задач глобальной оптимизации функций // Вычислительные технологии. – 2009. – № 5(14). – С. 49–65.
17. Грибанова Е.Б. Информационная система рейтинговой оценки объектов экономики / Е.Б. Грибанова, А.Н. Алимханова, П.Э. Тугар-оол // Доклады Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2016. – № 2(19). – С. 51–55.

Грибанова Екатерина Борисовна

Канд. техн. наук, доцент каф. автоматизированных систем (АСУ) ТУСУРа
Тел.: +7 (382-2) 70-15-36
Эл. почта: katag@yandex.ru

Gribanova E.B.

Stochastic algorithms to solve the economic analysis inverse problems with constraints

Stochastic algorithms for solving the inverse problems are considered. These simple algorithms allow taking into account the limitations of the arguments of the function and the coefficients of relative importance. Object-oriented model implementation allows to modify the system, to solve multi-level problems, and to apply different methods for each level. The article presents a sample solution for profit generation.

Keywords: inverse computations, optimization, random search, object-oriented approach.

УДК 519.233.2 (075.8)

А.А. Светлаков, О.А. Пугачева

Синтез градиентных методов минимизации функций многих переменных с применением правых обратных матриц

Предлагается нетрадиционный подход к синтезу методов минимизации функций многих переменных. На примере решения простейшей задачи в ней синтезируется новый градиентный метод решения данной задачи, основанный на сведении ее на каждой итерации к решению недоопределенных линейных алгебраических уравнений и вычислению их решений с применением правых обратных матриц.

Ключевые слова: градиент, правая обратная матрица, матрица, минимизация функции.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-117-121

Постановка простейшей задачи минимизации функции многих переменных

Пусть некоторая переменная величина Y является заданной и известной нам функцией $f(\cdot)$ независимых переменных U_1, U_2, \dots, U_n , где n – натуральное число такое, что $1 \leq n < \infty$. Представим данное предположение аналитически и соответственно запишем следующее равенство:

$$y = f(u_1, u_2, \dots, u_n). \quad (1)$$

Здесь y и u_1, u_2, \dots, u_n – численные значения функции Y и независимых переменных U_1, U_2, \dots, U_n соответственно. Всюду далее будем предполагать, что:

1) данная функция является непрерывной и хотя бы раз дифференцируемой по каждой из переменных $U_i, i = \overline{1, n}$;

2) она является унимодальной функцией и определена на всем векторном пространстве V^n .

Для упрощения и компактности последующих записей и выкладок всюду далее будем пользоваться вектором-строкой \mathbf{u} и вектором-столбцом \mathbf{u}^T , полагая при этом, что они определяются следующими равенствами:

$$\text{а) } \mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3, \dots, u_n), \quad (2a)$$

$$\text{б) } \mathbf{u}^T = (\mathbf{u})^T, \quad (2б)$$

где T – символ операции транспонирования векторов и матриц. Воспользовавшись данными векторами, представим соотношение (1) в следующем более компактном виде:

$$y = f(\mathbf{u}) = f(\mathbf{u}^T). \quad (3)$$

Для удобства и сокращения последующего изложения наряду с терминами «вектор \mathbf{u}^T » и «вектор \mathbf{u} » всюду далее будем использовать как их синонимы термины «точка \mathbf{u}^T » и «точка \mathbf{u} », отдавая при этом предпочтение тому из них, который наиболее соответствует сущности обсуждаемого вопроса.

Задача минимизации рассматриваемой нами функции $y = f(\mathbf{u}^T)$ заключается в том, чтобы найти вектор \mathbf{u}_*^T , удовлетворяющий равенству

$$\mathbf{u}_*^T = \arg \min \{f(\mathbf{u}^T) : \mathbf{u}^T \in V^n\}, \quad (4)$$

где символ $\arg \min \{\dots\}$ – (аргумент минимума) означает, что вектор \mathbf{u}_*^T является таким вектором, при котором функция $y = f(\mathbf{u}^T)$ принимает минимальное значение y_* и при этом $\mathbf{u}_*^T \in V^n$.

Для решения данной задачи в настоящее время имеется значительное число методов и реализующих их алгоритмов, базирующихся на различных идеях и подходах [1, 2]. Однако, несмотря на это, остается актуальной проблема совершенствования уже имеющихся и создания новых методов и алгоритмов ее решения, обладающих теми или иными преимуществами по сравнению с уже имеющимися методами и алгоритмами.

Синтез градиентных методов минимизации функций многих переменных с применением правых обратных матриц

Известное в настоящее время семейство градиентных методов минимизации функций многих переменных получено эвристическими рассуждениями с использованием при этом сведений о градиенте минимизируемой функции и цели задачи ее минимизации [1]. Ниже наглядно иллюстрируется, что эти и подобные им методы можно не менее успешно синтезировать и с применением более формальных методов, если: 1) воспользоваться сведением задачи их синтеза к решению линейных алгебраических уравнений и 2) использовать для решения последних правые обратные матрицы [2].

Для получения необходимого нам уравнения воспользуемся линейной частью ряда Тейлора функции $f(\mathbf{u}^T)$:

$$y = f(\mathbf{u}^T) = f(\mathbf{u}_0^T) + \mathbf{g} \Delta \mathbf{u}^T + O_2(\Delta \mathbf{u}^T) \quad (5)$$

здесь \mathbf{u}_0^T – какая-либо точка из V^n , в окрестности которой нас интересует поведение функции (3); $\Delta \mathbf{u}^T = \mathbf{u}^T - \mathbf{u}_0^T$ – приращение вектора \mathbf{u}_0^T , а $\Delta \mathbf{u} = (\Delta \mathbf{u}^T)^T$; \mathbf{g}^T – градиент функции (3), определяемый равенством

$$\mathbf{g}^T = \left(\frac{\partial f}{\partial u_1}, \frac{\partial f}{\partial u_2}, \dots, \frac{\partial f}{\partial u_n} \right)^T, \quad (6)$$

где $\frac{\partial f}{\partial u_i}$ – частная производная функции (3) по переменной $u_i, i=\overline{1, n}$, вычисленная в точке \mathbf{u}_0^T ; $O_2(\Delta \mathbf{u}^T)$ – сумма всех остальных членов ряда Тейлора, имеющих порядок по компонентам вектора $\Delta \mathbf{u}^T$ выше второго.

При этом будем считать, что приращения $\Delta \mathbf{u}^T$ таковы, что слагаемым $O_2(\Delta \mathbf{u}^T)$ можно без какого-либо ущерба для дальнейших рассмотрений пренебречь, и соответственно будем считать его равным нулю. В этом случае получаем более простое равенство

$$y = f(\mathbf{u}^T) = f(\mathbf{u}_0^T) + \mathbf{g} \Delta \mathbf{u}^T, \quad (7)$$

где $\mathbf{g} = (\mathbf{g}^T)^T$, а $\mathbf{g} \Delta \mathbf{u}^T = \sum_{i=1}^n g_i \Delta u_i$ – скалярное произведение векторов \mathbf{g}^T и $\Delta \mathbf{u}^T$.

Воспользуемся теперь данным равенством и запишем его дискретный аналог применительно к k -й итерации, где $k=1, 2, 3, \dots$. В результате получим следующее, равенство:

$$y_{k+1} = y_k + \mathbf{g}_k \Delta \mathbf{u}_k^T, \quad (8)$$

где $y_{k+1} \equiv f(\mathbf{u}_{k+1}^T)$, $y_k \equiv f(\mathbf{u}_k^T)$, а знак \equiv означает, что левая часть соотношения равна по определению его правой части.

Значения y_k и градиента \mathbf{g}_k^T здесь являются фиксированными и известными, а значение y_{k+1} и приращение $\Delta \mathbf{u}_k^T$ – неизвестными переменными величинами, значения которых связаны равенством (8). Таким образом, данное равенство можно вполне обоснованно рассматривать и использовать как линейное алгебраическое уравнение относительно неизвестных значений y_{k+1} и $\Delta \mathbf{u}_k^T$. В результате получим следующее основополагающее для наших дальнейших целей уравнение:

$$y_{k+1} - \mathbf{g}_k \Delta \mathbf{u}_k^T = y_k. \quad (9)$$

Для удобства и упрощения рассмотрений и выкладок придадим данному уравнению традиционный в линейной алгебре векторно-матричный вид. С этой целью введем в рассмотрение $(1 \times (n+1))$ -мерную матрицу \mathbf{A}_k и $(n+1)$ -мерный вектор-столбец \mathbf{x}_k^T , определив их равенствами

$$\text{а) } \mathbf{A}_k = (1; -\mathbf{g}_k) \quad (10a)$$

$$\text{б) } \mathbf{x}_k^T = (y_{k+1}; \Delta \mathbf{u}_k^T)^T, \quad (10б)$$

вертикальное троеточие \vdots в которых отделяет первые компоненты «1» и « y_{k+1} » от векторов \mathbf{g}_k и $\Delta \mathbf{u}_k$. Воспользовавшись данными равенствами, представим уравнение (9) в следующем виде:

$$\mathbf{A}_k \mathbf{x}_k^T = y_k. \quad (11)$$

Анализируя данное уравнение, нетрудно видеть, что:

- 1) оно совместимо при любой правой части y_k ;
- 2) если $\mathbf{g}_k = \mathbf{0}_n$, где $\mathbf{0}_n$ – нулевой n -мерный вектор-строка, то оно имеет единственное решение $\mathbf{x}_k^T = (y_k; \mathbf{0}_n)^T$;
- 3) если $\mathbf{g}_k \neq \mathbf{0}_n$, то оно имеет несчетное множество решений.

В наиболее общем виде множество его решений \mathbf{x}_k^T можно представить следующим равенством:

$$\mathbf{x}_k^T = \mathbf{A}_k^{-\Pi} y_k. \quad (12)$$

Здесь $\mathbf{A}_k^{-\Pi}$ – правая обратная к \mathbf{A}_k матрица, вычисляемая согласно равенству [2]

$$\mathbf{A}_k^{-\Pi} = \mathbf{z}_k^T (\mathbf{A}_k \mathbf{z}_k^T)^{-1}, \quad (13)$$

где \mathbf{z}_k^T – некоторый заданный $(n+1)$ -мерный вектор-столбец такой, что произведение $\mathbf{A}_k \mathbf{z}_k^T \neq 0$. Умножив слева обе части данного равенства на матрицу \mathbf{A}_k , нетрудно видеть, что $\mathbf{A}_k \mathbf{A}_k^{-\Pi} = \mathbf{1}$, и, таким образом, можно заключить, что матрица $\mathbf{A}_k^{-\Pi}$, определяемая равенством (13), действительно является правой обратной к \mathbf{A}_k матрицей.

Множество векторов \mathbf{z}_k^T , удовлетворяющих данному неравенству, несчетно и, таким образом, задавая различные векторы \mathbf{z}_k^T и используя их в (13), можно получить несчетное множество различных правых обратных к \mathbf{A}_k матриц. При этом, как непосредственно видно из данного равенства, каждому вектору \mathbf{z}_k^T соответствует единственная матрица $\mathbf{A}_k^{-\Pi}$, а, как видно из (12), каждая такая матрица определяет единственное решение уравнения (11). Приведем четыре примера, наглядно иллюстрирующих рассматриваемые возможности решения уравнения (11) с применением правых обратных матриц.

Пример 1. Зададим вектор \mathbf{z}_1^T в соответствии с равенством $\mathbf{z}_1^T = (1, 0; \mathbf{0}_n)^T$, где $\mathbf{0}_n$ – нулевой n -мерный вектор-строка. Выполнив все необходимые вычисления согласно равенствам (13) и (12), учитывая при этом (9), получим, что решение \mathbf{x}_1^T уравнения (11) в этом случае определяется равенством

$$\mathbf{x}_1^T = (y_k; \mathbf{0}_n)^T \quad (14)$$

и оказывается $(n+1)$ -мерным вектором, у которого отлична от нуля только первая компонента x_1 , а все остальные n его компонент равны нулю.

Пример 2. Пусть вектор \mathbf{z}_2^T удовлетворяет равенству $\mathbf{z}_2^T = (\mathbf{0}_n; 1)^T$. В этом случае, выполнив представленную выше последовательность операций, получаем, что решение \mathbf{x}_2^T уравнения (11) удовлетворяет равенству

$$\mathbf{x}_2^T = (\mathbf{0}_n : \mathbf{g}_{nk}^{-1})^T y_k \quad (15)$$

и является $(n+1)$ -мерным вектором с отличной от нуля $(n+1)$ -й компонентой и равными нулю его первыми n компонентами.

Здесь \mathbf{g}_{nk}^{-1} – обращенная n -я компонента градиента \mathbf{g}_k^T .

Пример 3. Выберем в качестве вектора \mathbf{z}_3^T вектор $\mathbf{z}_3^T = (1 : \mathbf{g}_k)^T$. Подставив его в (13) и выполнив очевидные операции, получим следующее равенство:

$$\mathbf{A}_k^{-\Pi} = (1 : \mathbf{g}_k)^T (1 + \mathbf{g}_k \mathbf{g}_k^T)^{-1}, \quad (16)$$

в котором слагаемое $\mathbf{g}_k \mathbf{g}_k^T$ определяется равенством

$$\mathbf{g}_k \mathbf{g}_k^T = \sum_{i=1}^n g_{ik}^2, \quad (17)$$

где g_{ik} – i -я компонента градиента \mathbf{g}_k^T , $i = \overline{1, n}$, и таким образом, по определению является ничем иным, как квадратом евклидовой нормы градиента \mathbf{g}_k^T , имеющим строго положительное значение при $\mathbf{g}_k \neq \mathbf{0}_n$ и равным нулю при $\mathbf{g}_k = \mathbf{0}_n$. Решение \mathbf{x}_3^T уравнения (11) в данном случае вычисляется согласно следующему равенству:

$$\mathbf{x}_3^T = (1 : \mathbf{g}_k)^T (1 + \mathbf{g}_k \mathbf{g}_k^T)^{-1} y_k. \quad (18)$$

Пример 4. Будем считать, что вектор \mathbf{z}_4^T определяется равенством $\mathbf{z}_4^T = \mathbf{e}_{n+1}^T = (1, 0; 1, 0; \dots 1, 0)^T$, т.е. является $(n+1)$ -мерным вектор-столбцом, все компоненты которого равны 1, 0. Поставив его в (13), получаем, что правая обратная к \mathbf{A}_k матрица $\mathbf{A}_k^{-\Pi}$ в данном случае определяется равенством

$$\mathbf{A}_k^{-\Pi} = \mathbf{e}_{n+1}^T (1 + \sum_{i=1}^n g_{ik})^{-1}. \quad (19)$$

Решение \mathbf{x}_4^T уравнения (11), вычисленное с использованием данной матрицы, получается в соответствии со следующим равенством:

$$\mathbf{x}_4^T = \mathbf{e}_{n+1}^T (1 + \sum_{i=1}^n g_{ik})^{-1} y_k. \quad (20)$$

Непосредственной проверкой, т.е. поставив в (11) решения (14), (15), (18) и (20) и выполняя соответствующие арифметические операции, можно убедиться в том, что векторы \mathbf{x}_1^T , \mathbf{x}_2^T , \mathbf{x}_3^T и \mathbf{x}_4^T действительно являются решениями уравнения (11). Используя данные решения и равенство (10б), можно соответственно синтезировать следующие 4 итерационных метода минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$:

$$1. \text{ а) } \mathbf{u}_{k+1}^T = \mathbf{u}_k^T, \quad (21a)$$

$$\text{б) } \mathbf{y}_{k+1} = \mathbf{y}_k; \quad (21б)$$

$$2. \text{ а) } \mathbf{u}_{k+1}^T = \mathbf{u}_k^T - (\mathbf{0}_{n-1} : \mathbf{g}_{nk}^{-1})^T y_k, \quad (22a)$$

$$\text{б) } \mathbf{y}_{k+1} = 0; \quad (22б)$$

$$3. \text{ а) } \mathbf{u}_{k+1}^T = \mathbf{u}_k^T - \mathbf{g}_k^T (1 + \mathbf{g}_k \mathbf{g}_k^T)^{-1} y_k, \quad (23a)$$

$$\text{б) } \mathbf{y}_{k+1} = \mathbf{y}_k (1 + \mathbf{g}_k \mathbf{g}_k^T)^{-1}; \quad (23б)$$

$$4. \text{ а) } \mathbf{u}_{k+1}^T = \mathbf{u}_k^T - \mathbf{e}_k^T (1 + \mathbf{e}_k \mathbf{g}_k^T)^{-1} y_k, \quad (24a)$$

$$\text{б) } \mathbf{y}_{k+1} = \mathbf{y}_k (1 + \mathbf{e}_k \mathbf{g}_k^T)^{-1}. \quad (24б)$$

Здесь $\mathbf{0}_{n-1}$ – нулевой $(n-1)$ -мерный вектор-строка, а \mathbf{e}_k^T – n -мерный вектор-столбец, каждая из компонент которого равна 1, 0.

Приведем краткие комментарии, более полно раскрывающие наиболее существенные особенности синтезированных методов минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, и ограничения, которые необходимо учитывать при выборе вектора \mathbf{z}^T , фигурирующего в определении (13) матрицы $\mathbf{A}_k^{-\Pi}$.

Во-первых, как вытекает из определения вектора \mathbf{z}_1^T и равенств (14), (21a), (21б), использование вектора \mathbf{z}_1^T предельно упрощает вычисление матрицы $\mathbf{A}_k^{-\Pi}$ и решения \mathbf{x}_1^T уравнения (11). Однако получаемый при этом итерационный метод (21a), (21б) оказывается совершенно бесполезным, так как его применение никак не решает задачу минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$.

Во-вторых, метод (22a), (22б) также оказывается малоприменимым для минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, так как его применение позволяет изменять только n -ю компоненту u_n вектора \mathbf{u}^T , что, очевидно, явно недостаточно для отыскания минимума функции $f(\mathbf{u}^T)$. Более того, поскольку $y_{k+1} = 0$, то на $(k+1)$ -й и последующих интеграциях данная компонента также не будет в этом случае изменяться и соответственно не будет в этом случае никакого поиска минимума функции $f(\mathbf{u}^T)$ по первым $(n+1)$ компонентам u_1, u_2, \dots, u_{n-1} вектора \mathbf{u}^T .

Однако вполне очевидно, что если вместо вектора \mathbf{z}_2^T использовать вектор \mathbf{z}_j^T , определяемый равенством вида

$$\mathbf{z}_j^T = (\mathbf{0}_{j-1} : 1 : \mathbf{0}_{n+1-j})^T, \quad j = \overline{2, n+1} \quad (25)$$

то можно без каких-либо больших усилий синтезировать итерационный метод покоординатной минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$. Для этого необходимо и достаточно организовать цикл по j и на каждой из итераций вычислять правую обратную к \mathbf{A}_k матрицу $\mathbf{A}_{kj}^{-\Pi}$, решение \mathbf{x}_{2j}^T и вычисление вектора \mathbf{u}_{k+1}^T и значения y_{k+1} в соответствии с равенствами

$$\text{а) } \mathbf{u}_{k+1,j}^T = \mathbf{u}_{k,j-1}^T + \mathbf{z}_j^T y_j, \quad (26a)$$

$$\text{б) } y_{j+1} = y_j. \quad (26б)$$

В-третьих, как видно из (23а), (23б), представленный данными равенствами итерационный метод является градиентным методом минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$. Направление приращения $\Delta \mathbf{u}_k^T$ в данном случае совпадает с направлением её антиградиента $(-\mathbf{g}_k^T)$ в точке \mathbf{u}_k^T , а его евклидова норма $\|\Delta \mathbf{u}_k^T\|$ зависит как от градиента \mathbf{g}_k^T и квадрата его евклидовой нормы $\|\mathbf{g}_k^T\|^2$, так и от значения y_k функции $f(\mathbf{u}^T)$. В окрестности точки \mathbf{u}^* – минимума функции $f(\mathbf{u}^T)$, где выполняется приближенное равенство $\|\mathbf{g}_k^T\|^2 \approx 0$, направление приращения $\Delta \mathbf{u}_k^T$ также совпадает с направлением антиградиента $(-\mathbf{g}_k^T)$ в точке \mathbf{u}_k^T , а его евклидова норма $\|\Delta \mathbf{u}_k^T\|$ зависит от нормы $\|\mathbf{g}_k^T\|$ градиента \mathbf{g}_k^T и от значения y_k функции $f(\mathbf{u}^T)$ в точке \mathbf{u}_k^T , монотонно уменьшаясь и стремясь к нулю с увеличением k . Как непосредственно видно из (23б), значение y_{k+1} функции $f(\mathbf{u}^T)$ в точке \mathbf{u}_{k+1}^T оказывается в $(1 + \mathbf{g}_k^T \mathbf{g}_k^T)$ раз меньше её значения в точке \mathbf{u}_k^T и с увеличением k монотонно и с монотонно уменьшающейся скоростью стремится к её значению $f((\mathbf{u}^*)^T)$.

В-четвёртых, из определения вектора \mathbf{e}^T и равенства (24а) видно, что все компоненты u_{ik} вектора \mathbf{u}_k^T в данном случае изменяются на одну и ту же величину, пропорциональную значению y_k и множителю $(1 + \mathbf{e}_k^T \mathbf{g}_k^T)^{-1}$. При этом направление перемещения точки \mathbf{u}_k^T и его величина существенно зависят от того, каков угол φ между вектором \mathbf{e}^T и градиентом \mathbf{g}_k . Так, если данный угол равен $\pi/2$, то имеют место равенства $\Delta \mathbf{u}_k^T = \mathbf{e}_n^T y_k$ и $y_{k+1} = y_k$, таким образом, никакого уменьшения значения функции $f(\mathbf{u}^T)$ в данном случае не будет. Оно будет максимальным при $\mathbf{e}_n^T = -\mathbf{g}_k^T$, т.е. тогда, когда угол φ между векторами \mathbf{e}_n^T и \mathbf{g}_k^T равен $-\pi$. Во всех других случаях, когда имеют неравенства $-\pi < \varphi < \pi/2$, оно будет изменяться пропорционально $\cos \varphi$.

Приведённые выше примеры наглядно иллюстрируют широчайшие возможности синтеза итерационных методов минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$ с

применением правых обратных к \mathbf{A}_k матриц. Они же показывают, что: 1) используя данные матрицы, можно получить как совершенно бесполезные, так и представляющие значительный интерес итерационные методы минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$; 2) наибольший интерес представляют методы, полученные с применением вектора \mathbf{z}_3^T не только потому, что его применение позволяет получить градиентный метод минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, но и синтезировать нечётное семейство градиентных методов подобного назначения, заданных с точностью до диагональной положительно определённой матрицы \mathbf{D} порядка k . Для получения какого-либо конкретного метода из данного семейства необходимо и достаточно вместо вектора \mathbf{z}_3^T использовать вектор \mathbf{z}_k^T , определяемый равенством

$$\mathbf{z}_k^T = \mathbf{D}_k \mathbf{g}_k^T, \quad (27)$$

где \mathbf{D}_k – диагональная порядка n матрица.

Равенства (8)–(27) полностью и вполне однозначно представляют совокупность операций, которые необходимо выполнить на k -й интеграции $k=1, 2, 3, \dots$. Однако они никак не представляют начало и окончание процесса минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, т.е. не представляют никаких действий и правил, связанных с заданием начальной точки \mathbf{u}_0^T и указанием условий останова данного процесса. Вместе с тем вполне очевидно, что и то и другое не только оказывают существенное влияние на продолжительность (число интеграций, необходимых для получения решения) процесса минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, но и являются необходимыми условиями для его реализации.

Восполняя данный пробел, отметим, во-первых, что в любом случае точку \mathbf{u}_0^T необходимо выбирать только из области определения функции $f(\mathbf{u}^T)$. Во-вторых, если рассматривать только сходящиеся методы минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, которые прежде всего и представляют наибольший интерес с точки зрения их пригодности и полезности для решения задачи, то нетрудно видеть, что выбор начальной точки \mathbf{u}_0^T , необходимой для запуска процесса, вообще говоря, не является актуальной задачей, т.к. какую бы начальную точку \mathbf{u}_0^T из множества отмеченных выше точек не выбрать, вычисляемая последовательность точек $\mathbf{u}_1^T, \mathbf{u}_2^T, \mathbf{u}_3^T, \dots$ будет удовлетворять соотношению вида

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \mathbf{u}_k^T = \mathbf{u}_*^T, \quad (28)$$

т.е. будет сходиться к искомой точке \mathbf{u}_*^T . В-третьих, в тех случаях, когда актуальной является не только

сходимость данной последовательности к точке \mathbf{u}_*^T , но и её скорость, выбор начальной точки \mathbf{u}_0^T оказывается актуальной задачей. Совершенно ясно, что в любом из подобных случаев начальную точку \mathbf{u}_0^T необходимо выбирать как можно ближе к искомой точке \mathbf{u}_*^T , используя при этом все имеющиеся и доступные сведения о данной точке и поведении функции $f(\mathbf{u}^T)$ в её окрестности. В самом деле, такой выбор точки \mathbf{u}_0^T при прочих одинаковых условиях минимизирует число интеграций, необходимых для попадания в достаточно малую окрестность точки \mathbf{u}_*^T , и соответственно, сокращает суммарный объём вычислений и время их реализации.

В-четвёртых, не менее очевидно и то, что во многих случаях оказывается вполне оправданным выбирать начальную точку \mathbf{u}_0^T в соответствии с равенством

$$\mathbf{u}_0^T = 0,5(\mathbf{u}_{\min}^T + \mathbf{u}_{\max}^T), \quad (29)$$

т.е. использовать в качестве точки \mathbf{u}_0^T центральную точку области задания функции $f(\mathbf{u}^T)$.

И, наконец, завершая синтез предлагаемого градиентного метода минимизации функции $f(\mathbf{u}^T)$, отметим, что для остановки процесса поиска точки \mathbf{u}_*^T можно использовать какое-либо одно из следующих двух неравенств:

$$\text{а) } \|\Delta \mathbf{u}_k^T\| \leq \Delta_u \quad (30a)$$

$$\text{б) } \|\mathbf{g}_k^T\| \leq \Delta_g \quad (30б)$$

и завершать поиск данной точки при его выполнении. Здесь $\|\bullet\|$ – какая-либо, например евклидова, норма n -мерных векторов; Δ_u и Δ_g – некоторые заданные достаточно малые положительные числа, значения которых выбираются с учётом желаемой точности определения точки \mathbf{u}_*^T , а также длительности процесса её отыскания.

Заключение

Представленные выше результаты, позволяют заключить, что использование правых обратных матриц открывает широкие возможности синтеза различных методов и алгоритмов минимизации функций многих переменных и создания на их основе вычислительного алгоритма, реализующего не один, а целое семейство методов подобного назначения.

Литература

1. Крылов В.И. Вычислительные методы высшей математики. – Минск: Высшая школа, 1972. – 584 с.
2. Светлаков А.А. Обобщенные обратные матрицы: некоторые вопросы теории и применения в задачах управления процессами. – Томск: Изд-во НТЛ, 2003. – 388 с.

Светлаков Анатолий Антонович

Д-р техн. наук, профессор каф. компьютерных систем в управлении и проектировании (КСУП) ТУСУРа
Тел.: +7 (382-2) 90-01-73
Эл. почта: svetlakov.38@mail.ru

Пугачева Оксана Анатольевна

Ст. преподаватель каф. математики ТУСУРа
Тел.: +7 (382-2) 70-15-98
Эл. почта: Pugacheva_OA@main.tusur.ru

Svetlakov A.A., Pugacheva O.A.

Synthesis of Gradient minimization methods of functions of several variables with the right inverse matrix

It offers an unconventional approach to the synthesis methods of minimizing functions of many variables. For example, the simplest solution of the problem it is synthesized a new gradient method for solving this problem, based on intelligence it on each iteration to solve underdetermined linear algebraic equations and computation of their solutions with the right inverse matrix.

Keywords: gradient, right inverse matrix, matrix, minimization of the function.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

УДК 681.526.

К.И. Хан, В.Д. Семенов, Д.О. Пахмурин, А.В. Кобзев

Калибровочный модуль для комплекса локальной гипертермии «Феникс-2»

Задача калибровочного модуля в комплексе локальной гипертермии заключается в нагревании игольчатых нагревателей с целью их калибровки до заданной температуры и стабилизации температуры с точностью не менее $0,1^\circ\text{C}$. Результат достигается за счет использования высокоточных датчиков и системы автоматического регулирования с использованием пропорционального интегрально-дифференцирующего регулятора. По результатам испытаний определено, что точность стабилизации, которая определяется точностью датчика, составляет $\pm 0,04^\circ\text{C}$.

Ключевые слова: стабилизация температуры, температура, система автоматического управления.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-125-128

Комплекс локальной гипертермии «Феникс-2» (далее КЛГ, Комплекс) предназначен для лечения онкологических и других заболеваний путем создания и поддержания на заданном уровне высокой температуры в объеме живой ткани, ограниченном с помощью специальных нагревателей. Комплекс «Феникс-2» позволяет осуществлять тепловое воздействие как на поверхностные, так и на глубоко расположенные опухоли. В основе функционирования Комплекса лежит использование постоянного тока для нагрева специальных нагревателей, что не дает никаких негативных воздействий на организм пациента или медицинского персонала. КЛГ «Феникс-2» воздействует на ткани температурой, стабилизированной на уровне 45°C с точностью $\pm 1,0^\circ\text{C}$. Поддержание температуры на заданном уровне осуществляется без использования дополнительных термодатчиков за счет особой конструкции нагревателей, обеспечивающих контроль температуры [1].

Однако существует серьезная проблема – обеспечение необходимой точности калибровки. Для калибровки игольчатых нагревателей на оперативную температуру в комплексе локальной гипертермии используется калибровочный модуль. Заявленная точность стабилизации температуры игольчатых нагревателей составляет $\pm 1,0^\circ\text{C}$ [1]. Тогда точность калибратора должна быть как минимум на порядок выше и составлять $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Обеспечить такую высокую точность крайне сложно, особенно, если учитывать, что диапазон температур калибровки достаточно широкий и составляет от 45 до 85°C . Кроме того, заявленная точность калибровки должна сохраняться в течение длительного времени (до 8 ч) [2, 3].

Несколько упрощает задачу то, что не требуется осуществлять калибровку при температуре ниже температуры окружающей среды. Диапазон температур калибровки всегда выше температуры эксплуатации Комплекса, поэтому охлаждающий элемент для модуля не нужен, а его охлаждение будет происходить за счет отдачи тепловой энергии окружающей среде.

Еще одним важным моментом является жесткое ограничение по габаритам калибровочного модуля.

Он должен помещаться в стандартное посадочное место $200 \times 60 \times 40$ мм.

Техническое решение, удовлетворяющее всем перечисленным выше требованиям, не обнаружено, хотя и существуют калибраторы, которые достаточно близки по требуемым параметрам. Так, в качестве аналога, обеспечивающего калибровку нагревателей, рассматривался жидкостный термостат. Недостатками такого технического решения являются его большие габариты и использование жидкости (дезинфицирующего раствора) в процессе калибровки. К его недостаткам можно отнести наличие дополнительного источника питания, шум в звуковом диапазоне, а также недостаточную точность калибровки [4].

Также аналогом, который был использован как прототип при разработке модуля, является калибровочный модуль с термостатом, камера которого выполнена из меди. В предлагаемом калибровочном модуле, в отличие от жидкостного термостата, температура стабилизируется не в жидкости, а в твердом теле, из которого выполнена камера. Это позволяет отказаться от использования дополнительного внешнего оборудования при работе комплекса, что уменьшает его размеры, но ставит задачу обеспечения хорошего теплового контакта калибруемого нагревателя со стенками камеры.

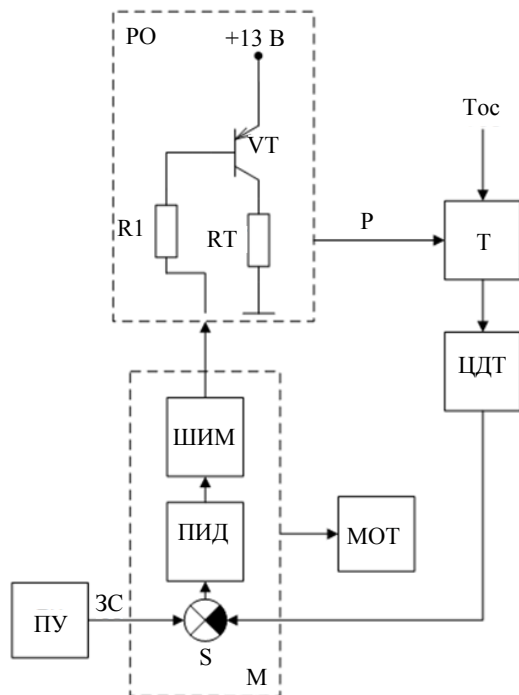
В ходе подготовки КЛГ к клиническим испытаниям была поставлена задача повысить точность стабилизации температуры калибровки до $\pm 0,1^\circ\text{C}$ с поддержанием указанной точности в течение 8 ч и возможностью задания оперативной температуры калибровочного модуля с цифровой индикацией текущей температуры калибровки.

Техническое решение

Для решения поставленной задачи разработана структурная схема системы автоматического управления (САУ) температурой калибровочного модуля, представленная на рис. 1.

Задающий сигнал (ЗС) оперативной температуры калибровки в цифровом виде поступает от пульта управления (ПУ) на сумматор S, где сравнивается с сигналом обратной связи ОС, поступающим от цифрового датчика температуры (ЦДТ). Сумматор S,

ПИД-регулятор и широтно-импульсный модулятор (ШИМ) реализованы на микроконтроллере МК. Силовой регулирующий (исполнительный) РО-орган, обеспечивающий нагрев термостата, реализован на транзисторе (VT) и нагревателе RT. Тепловой поток мощностью P поступает на термостат T , который в данной САУ является объектом управления ОУ, и нагревает его до заданной температуры. Температура окружающей среды (T_{oc}) выступает в роли возмущающего воздействия. Реальная температура в камере термостата (T), измеренная с помощью цифрового датчика температуры ЦДТ, отображается на модуле отображения температуры (МОТ).



ЦДТ – цифровой датчик температуры
МОТ – модуль отображения температуры
RT – резистивный нагреватель термостата
ПУ – пульт управления
 T_{oc} – температура окружающей среды
T – термостат

Рис. 1. Структурная схема системы автоматического управления

Камера термостата

Камера термостата выполнена в виде массивного корпуса из меди, в котором имеются каналы для введения калибруемых игольчатых нагревателей. На корпус камеры намотан медный провод, выполняющий роль резистивного нагревателя РН. Тепловое сопротивление между нагревателем и корпусом камеры термостата пренебрежимо мало за счет плотного прилегания и использования термопасты. Камера с нагревателем помещена в теплоизолирующую оболочку из «термофлекса», теплопроводность которого очень мала и составляет $0,032 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{м}$. В первом приближении камеру T можно считать интегратором теплового потока P в системе автоматического управления.

Цифровой датчик температуры

Измерение температуры производится установленным на нагревателе термостата цифровым датчиком ЦДТ температуры ADT7420 от производителя Analog Devices. Датчик имеет возможность работы при напряжении 5 и 3,3 В. При напряжении питания 5 В в рабочем диапазоне проявляется систематическая погрешность $+0,25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (рис. 2), что недопустимо в данном применении. При использовании напряжения питания 3,3 В эта погрешность исключается (рис. 3) [5]. Датчик содержит 16-разрядный сигма-дельта АЦП, обладает высокой скоростью преобразования (6 мс). Для связи датчика с микроконтроллером используется интерфейс I2C.

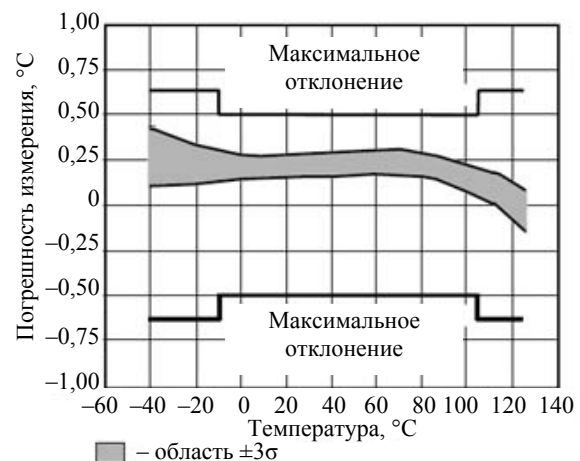


Рис. 2. Погрешность датчика температуры при напряжении питания 5 В

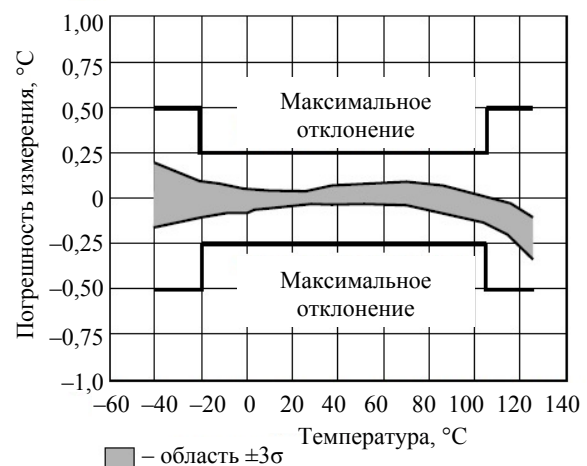


Рис. 3. Погрешность датчика температуры при напряжении питания 3,3 В

Микроконтроллер

Микроконтроллер используется для выполнения функций ПИД-регулятора в системе автоматического управления нагревателем. В качестве микроконтроллера был выбран 8-разрядный MCU STM8S105C в корпусе LQFP44. В микроконтроллере на уровне периферии присутствует модуль I2C. МК, установленный в модуле, является ведущим на шине I2C. Передача данных по шине осуществляется с частотой 400 кГц. К шине подключены цифровой

датчик температуры и модуль вывода информации. Выход управления таймера используется для генерации ШИМ-сигнала, с помощью которого осуществляется управление нагревателем. На плате предусмотрены разъемы для подключения передней панели и панели задания температуры.

Моделирование

Для выбора коэффициентов ПИД-регулятора было проведено моделирование системы автоматического управления в среде Simulink Matlab. Задающее значение температуры выбрано 45 °С. Камера термостата в модели была представлена интегратором. Переходная характеристика замкнутой системы приведена на рис. 4.

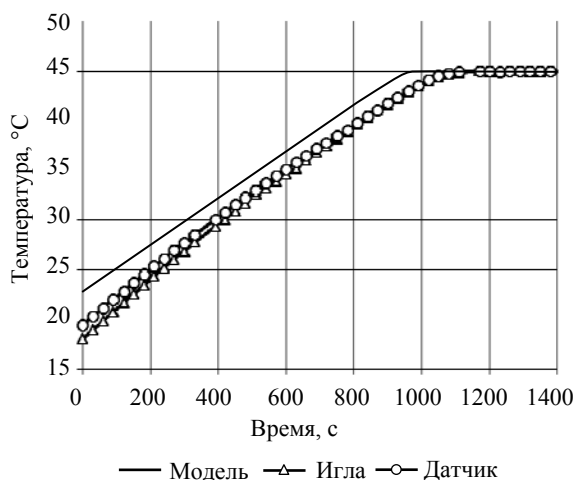


Рис. 4. Переходная характеристика модели замкнутой системы по задающему воздействию и результаты измерений температуры датчика и иглы в процессе нагрева термостата

Из характеристики видно, что температура достигла заданного значения примерно за 17 мин, что удовлетворяет условиям технического задания. В установившемся режиме выходной сигнал САУ представлен на рис. 5.

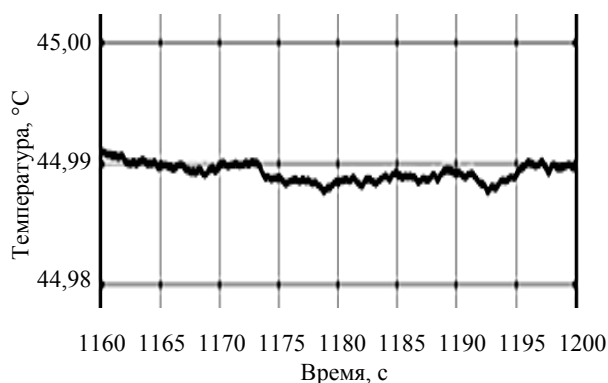


Рис. 5. Выходной сигнал САУ в установившемся режиме

Из рис. 5 видно, что отклонение выходного сигнала от заданной оперативной температуры составляет 0,01 °С, что является вполне допустимым. Из графика видно, что случайная погрешность температуры (ее переменная составляющая) много мень-

ше систематической. Выбранные коэффициенты дискретного ПИД-регулятора были использованы при разработке программы для микроконтроллера модуля.

Результаты экспериментальных исследований

Для получения показателей качества регулирования экспериментального образца был использован отладочный режим микроконтроллера, в котором возможен доступ ко всем данным ПИД-регулятора в режиме реального времени. Данные температуры были получены как от цифрового датчика температуры, расположенного на термостате, так и от поверенного игольчатого измерителя температуры, помещенного в термостат. Результаты измерений представлены на графике в сравнении с результатами моделирования (см. рис. 4).

В результате проведения измерений была определена статическая разница температур с датчика и поверенного игольчатого измерителя в установившемся режиме, которая составила 0,04 °С. Измеренная температура корректируется программой микроконтроллера на указанную величину и отображается на модуле отображения температуры МОТ. Случайное отклонение от оперативного значения измеренной температуры по показаниям цифрового датчика (рис. 6) составляет $\pm 0,039$ °С.

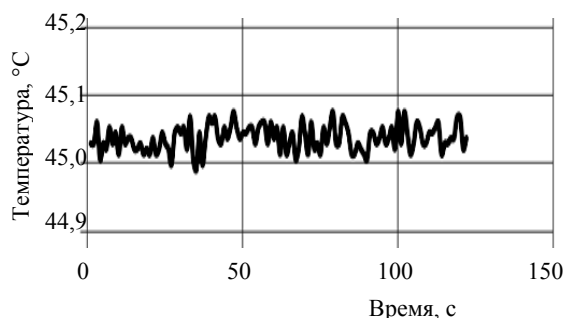


Рис. 6. Показания цифрового датчика в установившемся режиме

Таким образом, исследования, проведенные авторами, продемонстрировали решение поставленной задачи – был разработан калибровочный модуль, полностью соответствующий поставленным требованиям. Данный модуль обеспечивает точность калибровки $\pm 0,1$ °С в диапазоне от 45 до 85 °С в течение нескольких часов, имеет возможность задания оперативной температуры и цифровую индикацию текущей температуры калибровки, а также укладывается в требуемые габаритные размеры.

Литература

1. Кобзев А.В. Управление электронными игольчатыми нагревателями при реализации метода локальной гипертермии и его экспериментальная проверка / А.В. Кобзев, В.Д. Семенов, Д.О. Пахмурин и др. // Доклады ТУСУРа. – 2010, № 2 (22). Ч. 2 – С. 301–303. – <http://www.tusur.ru/filearchive/reports-magazine/2010-2-2/300.pdf>
2. Ганцев Ш.Х. Онкология: учеб. для студентов медицинских вузов. – М.: ООО «Медицинское информационное агентство», 2006. – 488 с.

3. Пат. 2 527 363 РФ, МПК А61В 18/12. Способ реализации термоабляции опухоли костей / Кобзев А.В., Семенов В.Д., Пахмурин Д.О. и др. (РФ). – № 2 013 127 554 / 14; заявл. 17.06.2013; опубл. 27.08.2014. Бюл. №16. – 12 с.

4. Жидкостный термостат ВТ [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://termexlab.ru/katalog/universalnoe-oborudovanie/termostat/vt/>, свободный (дата обращения: 16.11.2016).

5. Analog Devices ADT7420 Datasheet датчик температуры [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADT7420.pdf>, свободный (дата обращения: 17.11.2016).

Хан Кирилл Иннокентьевич

Студент 4-го курса ТУСУРа

Тел.: +7-983-349-26-58

Эл. почта: kazmorebig@ya.ru

Семенов Валерий Дмитриевич

Канд. техн. наук, профессор каф. ПрЭ

Тел.: 8-913-879-21-73

Эл. почта: svd@ie.tusur.ru

Пахмурин Денис Олегович

Канд. техн. наук, доцент каф. ПрЭ

Тел.: +7-903-913-46-38

Эл. почта: pdo@ie.tusur.ru

Кобзев Анатолий Васильевич

Д-р техн. наук, профессор каф. ПрЭ

Тел.: 8-913-829-70-01

Эл. почта: kav@ie.tusur.ru

Khan K.I., Semenov V.D., Pakhmurin D.O., Kobzev A.V.

Calibrating module for local hyperthermia complex «Phoenix-2»

The objective of calibrating module is to heat needle heater and maintain its temperature on certain level with maximum deviation ± 0.1 °C. The purpose is achieved using precision temperature sensor and proportional-integral-derivative controller in automatic control system. According the test results, the static error does not exceed 0.04 °C

Keywords: temperature stabilization, temperature, automatic control system.

УДК 621.315, 621.3.022

Н.П. Винтоняк, В.Д. Семенов, В.А. Кабиров, А.В. Кобзев, А.О. Сулайманов

Оценка величины паразитных индуктивностей токоведущих шин в источнике питания испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока

Производится оценка методов расчета паразитных (собственных) индуктивностей на примере конструкции токоведущих шин в источнике питания испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока, построена имитационная модель источника питания для расчета индуктивностей, представлены сравнительные данные результатов расчетов и моделирования, подтверждающие достоверность используемых методов и адекватность имитационной модели.

Ключевые слова: источник питания, токоведущие шины, индуктивность, расчет, моделирование, COMSOL Multiphysics.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-129-132

Испытательный комплекс для прогрузки (проверки) автоматических выключателей постоянного тока [1] (в дальнейшем – испытательный комплекс) предназначен для генерации тока мгновенного расцепления с целью проверки защитных характеристик автоматических выключателей в диапазоне токов до 26 кА. В состав источника питания испытательного комплекса входят семь импульсных стабилизаторов тока с микропроцессорной системой управления [2] (в дальнейшем – стабилизаторы тока), включенных параллельно и соединённых между собой медными токоведущими шинами. Конструктивное выполнение токоведущих шин испытательного комплекса представляет собой непростую задачу, тем более что их паразитные параметры (активное сопротивление и собственная индуктивность) определяют габаритную мощность и амплитуду выбросов напряжений на стабилизаторах тока при срабатывании автоматического выключателя постоянного тока. Эти выбросы напряжения (перенапряжения) способны вывести из строя полупроводниковые приборы, что неоднократно подтверждалось при проведении натурных испытаний.

Поэтому расчет величины паразитных (собственных) индуктивностей токоведущих шин источника питания испытательного комплекса и определение возможных перенапряжений является актуальной задачей.

Конструктивное исполнение токоведущих шин источника питания испытательного комплекса

Так как величина паразитных индуктивностей определяется геометрическими размерами, рассмотрим конструкцию токоведущих шин источника питания испытательного комплекса, представленную на рис. 1. Конструктивное исполнение токоведущих шин определяется расположением стабилизаторов тока (И1 – И7) и выходов источника питания испытательного комплекса (В+ и В–), которые установлены на разных горизонтальных уровнях (Y_1 – Y_5) в двух стойках типа Rittal DK-TS 7820.730. Токоведущие шины источника питания испытательного комплекса выполнены в виде двух «магистралей» (M_1 и

M_2), соединённых между собой двумя перемычками (Π_1 и Π_2), с паразитными индуктивностями $L_{\Pi 1}$ и $L_{\Pi 2}$. Шина положительной полярности (+) первой «магистрали» M_1 подключена к положительному выходу (В+) источника питания испытательного комплекса с паразитной индуктивностью L_{B1} , а шина отрицательной полярности (–) второй «магистрали» M_2 подключена к отрицательному выходу (В–) источника питания испытательного комплекса с паразитной индуктивностью L_{B2} .

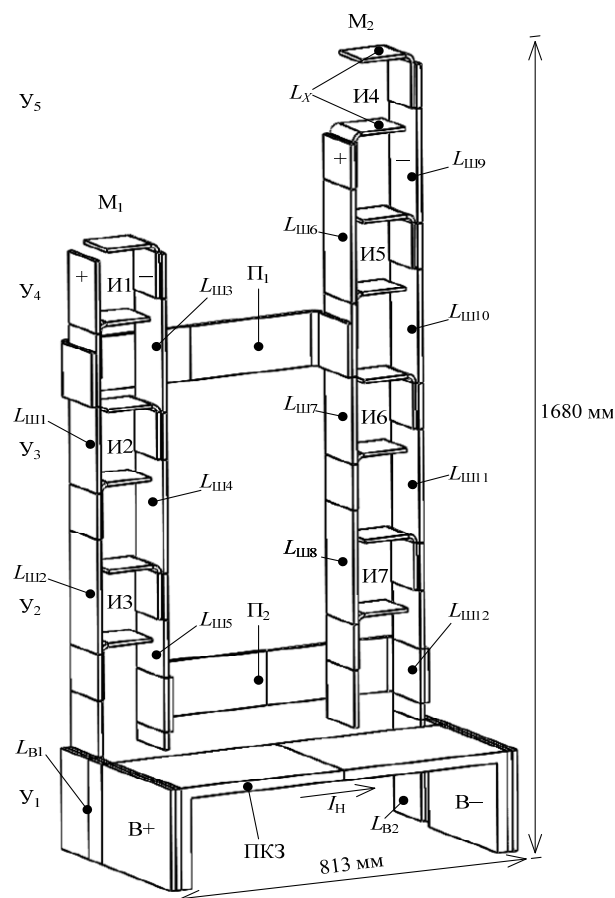


Рис. 1. Конструкция токоведущих шин источника питания испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока

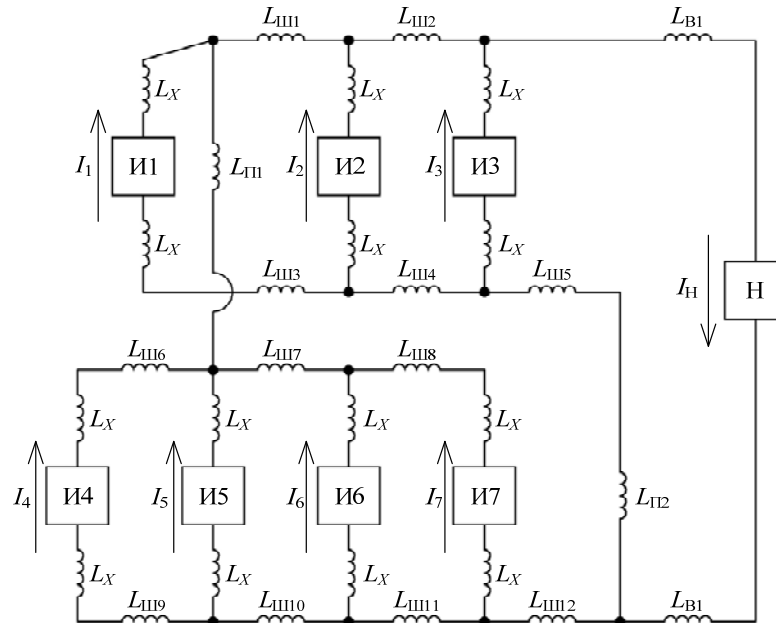


Рис. 2. Эквивалентная схема источника питания испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока

Выходы стабилизаторов тока подключаются к «магистральям» через выводы, обладающие паразитной индуктивностью L_X . Каждая «магистраль» состоит из двух монолитных медных шин (положительной «+» и отрицательной «-» полярности), но для удобства дальнейшего рассмотрения паразитных индуктивностей они разделены на отдельные участки с паразитными индуктивностями $L_{III1} - L_{III12}$. При изучении источника питания испытательного комплекса в режиме короткого замыкания в качестве нагрузки используется П-образная медная шина (ПКЗ), направление протекания тока нагрузки (I_H) указано стрелкой.

В соответствии с обозначениями, принятыми при описании конструкции токоведущих шин (рис. 1), составим эквивалентную схему источника питания испытательного комплекса, представленную на рис. 2. Направления протекания токов ($I_1 - I_7$) стабилизаторов тока (И1 – И7) указаны стрелками.

Высокий уровень тока источника питания измерительного комплекса, конструктивные особенности измерительного комплекса и модульный принцип его построения накладывают ограничения на конструктивное исполнение токоведущих шин, что в свою очередь воплощается в несимметричном подключении «магистралей» и стабилизаторов тока (рис. 1 и 2) к нагрузке.

Расчет паразитных индуктивностей токоведущих шин

Паразитную индуктивность токоведущих шин при постоянном токе и низкой частоте, в соответствии с рис. 3, можно рассчитать по формуле [3]

$$L = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\ln \left(\frac{d}{b+c} \right) + \frac{\gamma^2 - 1}{2\gamma^2} \times \ln(1 + \gamma^2) + \frac{2}{\gamma} \arctg(\gamma) \right) \times l, \quad (1)$$

где L – паразитная индуктивность; μ_0 – магнитная постоянная; d – расстояние между осями шин; b – толщина шин; c – ширина шин; $\gamma = \frac{c}{d}$; l – длина шин.

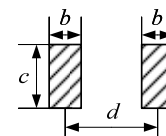


Рис. 3. Размеры параллельных участков токоведущих шин

Исходя из (1) и рис. 3, паразитная индуктивность участков шин $L_{III1} - L_{III4}$, при $d=155$ мм, $b=10$ мм, $c=120$ мм, $l=950$ мм составляет

$$L_{III1} = L_{III2} = L_{III3} = L_{III4} \approx L/4 \approx 1,635 \times 10^{-7} \text{ Гн.} \quad (2)$$

По аналогии с (2) можно рассчитать паразитные индуктивности остальных участков токоведущих шин.

Так как токоведущие шины источника питания испытательного комплекса выполнены в виде двух «магистралей» (M_1 и M_2), вследствие магнитной связи в них может возникнуть ЭДС взаимной индукции, обусловленная наличием взаимной индуктивности между «магистральями» [4]. Взаимную индуктивность двух лежащих в одной плоскости прямоугольников, в соответствии с рис. 4, можно рассчитать по формуле [3]

$$L_{12} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \times \frac{S_1 S_2}{r^3} \times \left[1 + (5u^2 - 1) \times \frac{a_1^2 + a_2^2}{2r^2} + (5v^2 - 1) \times \frac{b_1^2 + b_2^2}{2r^2} + (21uv^2 - 2) \times \frac{5(a_1^2 + a_2^2)(b_1^2 + b_2^2)}{4r^4} + \right]$$

$$+\frac{1}{8}(1-14u^2+21u^4)\times\frac{3a_1^4+10a_1^2a_2^2+3a_2^4}{r^4}+ \\ +\frac{1}{8}(1-14v^2+21v^4)\times\frac{3b_1^4+10b_1^2b_2^2+3b_2^4}{r^4}\Big], \quad (3)$$

где L_{12} – взаимная индуктивность «магистралей»; S_1, S_2 – площадь «магистралей» M_1 и M_2 ; $a_1 = A_1/2$, $a_2 = A_2/2$, $b_1 = B_1/2$, $b_2 = B_2/2$ – длины соответствующих сторон «магистралей»; r – расстояние между центрами «магистралей»; $u = \cos(\Theta)$; $v = \sin(\Theta)$; Θ – угол между направлением r и направлением, параллельным сторонам A_1 и A_2 ;

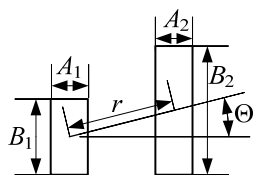


Рис. 4. Размеры «магистралей» токоведущих шин

Исходя из (3) и рис. 4, взаимная индуктивность «магистралей» M_1 и M_2 , при $A_1 = A_2 = 155$ мм, $B_1 = 1100$ мм, $B_2 = 1455$ мм, $r = 625,7$ мм, $\Theta = 16,48^\circ$, составляет

$$L_{12} \approx -6,397 \times 10^{-9} \text{ Гн}, \quad (4)$$

Так как взаимная индуктивность «магистралей» M_1 и M_2 в десятки раз меньше индуктивности участков шин $L_{III1} - L_{III4}$, её можно не учитывать в дальнейшем рассмотрении паразитных индуктивностей.

Несмотря на то, что в [3, 5] представлено обширное количество методов расчета индуктивностей для различных конструктивных исполнений токоведущих шин, их расчет является трудоемкой задачей. Наряду с эмпирическими формулами и методами расчета можно использовать численные методы расчета и соответствующие программные средства моделирования, которые позволяют учитывать реальные конструктивные особенности токоведущих шин и значительно упрощают задачу расчета паразитных индуктивностей.

Измерение индуктивности токоведущих шин в среде моделирования COMSOL Multiphysics

Для расчета паразитных индуктивностей токоведущих шин источника питания испытательного комплекса подходят среда моделирования COMSOL Multiphysics и методика [6], основанная на измерении энергии магнитного поля как интеграла по объему от плотности магнитной энергии, с дальнейшим пересчетом ее в значение индуктивности.

Моделирование проводится в подразделе Magnetic and Electric Fields модуля AC/DC, в трехмерном пространстве и при стационарном анализе. После импортирования 3D-модели токоведущих шин источника питания измерительного комплекса (рис. 1)

с помощью геометрического инструмента Blok создается кубическое пространство размером $2 \times 3 \times 2$ м (со смещением $-0,75 \times -0,5 \times -0,5$ м) для имитации воздушного пространства. В дальнейшем каждому элементу модели назначается соответствующий материал (воздух и медь). Для имитации стабилизаторов тока (И1 – И7) используется медная перемычка с зазором (g), подключенная к выводам «магистралей», и элемент Gap Feed, раздела Single-Turn Coil, который задает ток в зазоре (g). Параметры разбиения сетки задаются средой моделирования (Physics-controlled mesh) с размером элементов – Normal.

Для измерения паразитной (собственной) индуктивности отдельных участков токоведущих шин стабилизаторы тока поочередно замыкаются друг на друга и на нагрузку, тем самым создавая контуры измерения. Например, для измерения индуктивности L_{III1} и L_{III2} И1 замыкался на И2 (см. рис. 2), при этом элемент Gap Feed И2 отключался (И2 используется как медная перемычка – замкнутая цепь), а в качестве материала остальных стабилизаторов тока и нагрузки выбирался воздух (разомкнутая цепь).

В результате моделирования с помощью инструмента Global Evaluation полученное значение энергии магнитного поля (mf.intWm), преобразуется в суммарное значение индуктивности участков токоведущих шин (измеряемого контура) по формуле [4]

$$L_{\Sigma} = \frac{2W_m}{I^2}, \quad (5)$$

где L_{Σ} – суммарная индуктивность участков шин; W_m – энергия магнитного поля; I^2 – ток, протекающий в измеряемом контуре.

В инструменте Global Evaluation значение индуктивности (5) рассчитывается с помощью выражения $-2 * \text{mf.intWm} / (I^2)$.

Значение индуктивностей отдельных участков токоведущих шин вычисляет из (5). Например при замыкании И1 на И2 (см. рис. 2) индуктивности L_{III1} и L_{III2} вычисляются по формуле

$$L_{III1} = L_{III2} \approx \frac{L_{\Sigma}}{2}. \quad (6)$$

Данные, представленные в таблице, подтверждают хорошую сходимость результатов моделирования и расчетов (1). На прямых участках токоведущих шин расхождение результатов моделирования и расчетов не превышает 3%. Расхождение рассчитанных значений индуктивностей перемычек и выводов источника питания измерительного комплекса с результатами моделирования не превышает 9%. Данное расхождение (9%) обусловлено неточностью расчетов по (1), т.к. указанные участки токоведущих шин расположены в разных плоскостях и расчет их паразитных индуктивностей требует применения других методик и значительно усложняется. На основании этого сравнения результаты моделирования можно считать достоверными, а построенную имитационную модель – адекватной.

Индуктивность участков токоведущих шин источника питания испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока

Индуктивность участка токоведущих шин	Рассчитанное значение, Гн	Результат моделирования, Гн	Расхождение, %
L_{III1}	$1,635 \times 10^{-7}$	$1,591 \times 10^{-7}$	2,69
L_{III3}			
L_{III2}		$1,606 \times 10^{-7}$	1,77
L_{III4}			
L_{III6}		$1,607 \times 10^{-7}$	1,71
L_{III9}			
L_{III7}		$1,596 \times 10^{-7}$	2,38
L_{III10}			
L_{III8}		$1,605 \times 10^{-7}$	1,83
L_{III11}			
$L_{II1}+L_{III5}+L_{II2}+L_{III12}$	$8,907 \times 10^{-7}$	$8,134 \times 10^{-7}$	8,68
$L_{BI1}+L_{BI2}$	$5,107 \times 10^{-7}$	$4,679 \times 10^{-7}$	8,38

Заключение

Разработанная в среде моделирования COMSOL Multiphysics имитационная модель для расчета индуктивностей токоведущих шин в силовых источниках питания позволяет рассчитать индуктивности конструктивно сложных шин, не обладающих симметрией.

Несмотря на то, что полученные значения паразитных индуктивностей участков токоведущих шин источника питания испытательного комплекса на первый взгляд могут показаться незначительными (сотни нГн), для рабочих токов в диапазоне от 4 до 26 кА они являются причиной возникновения значительных выбросов напряжения при срабатывании автоматического выключателя постоянного тока.

Амплитуда выбросов напряжения накладывает ограничения на выбор полупроводниковых приборов, установленных в выходной цепи стабилизаторов тока (синхронных выпрямителей) [2], или требует применения специальных защитных цепей.

Полученные значения паразитных индуктивностей (таблица) будут использованы при построении имитационной модели источника питания испытательного комплекса, на основе которой будут определены амплитуды выбросов напряжения, возникающих в процессе прогрузки автоматических выключателей постоянного тока, и проведена оптимизация конструктивного исполнения токоведущих шин.

Литература

1. Винтоняк Н.П. Испытательный комплекс для прогрузки автоматических выключателей постоянного тока // Научная сессия ТУСУР-2016. – 2016. – Т. 2. – С. 237–239.
2. Винтоняк Н.П. Программное обеспечение ячейки испытательного комплекса для прогрузки автоматических выключателей постоянным током / Н.П. Винтоняк, В.А. Федотов, В.Д. Семенов // Электронные средства и системы управления. – 2015. – Ч. 1. – С. 217–221.
3. Калантаров П.Л. Расчет индуктивностей: справочная книга / П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин. – 3-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.

4. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Физматлит, 2003. – 624 с.

5. Носов Г.В. Расчет сопротивлений и индуктивностей экранированного трехфазного шинпровода / Г.В. Носов, К.А. Трофимович // Доклады ТУСУРа. – 2013. – № 2(28). – С. 81–85.

6. Упорова Е.О. Методика расчета индуктивности проводников сложной конструкции с использованием среды моделирования COMSOL Multiphysics // Итоги научно-исследовательских работ курсового проектирования студентов кафедры промышленной электроники / под ред. к.т.н. В.Д. Семенова. – Вып. 8. – Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2015. – С. 77–85.

Винтоняк Никита Павлович

Аспирант каф. промышленной электроники ТУСУРа
Тел.: +7-953-922-24-77
Эл. почта: nic-nic91@yandex.ru

Семенов Валерий Дмитриевич

Канд. техн. наук, профессор каф. промышленной электроники ТУСУРа
Тел.: +7-913-821-22-92
Эл. почта: svd@ie.tusur.ru

Кабиров Вагиз Александрович

Зав. лаб. ГПО каф. промышленной электроники ТУСУРа
Тел.: +7-952-888-46-13
Эл. почта: fva@vipelec.com

Кобзев Анатолий Васильевич

Д-р техн. наук, профессор каф. промышленной электроники ТУСУРа
Тел.: +7 (382-2) 51-05-30
Эл. почта: akobzev@ie.tusur.ru

Сулайманов Алмаз Омурзакович

Канд. техн. наук, зав. каф. электроэнергетических систем ТПУ
Тел.: +7 (382-2) 56-37-31
Эл. почта: sao@tpu.ru

Vintonyak N.P., Semenov V.D., Fedotov V.A., Kobzev A.V., Sulaymanov A.O.

Evaluation of the parasitic inductances magnitude for the bus-bars in the power supply testing system to load automatic circuit breakers DC

The article evaluates methods for the calculation of spurious (self) inductance based on the example of con-design of bus-bars in the power supply testing system used to load of automatic circuit breakers DC. Also, a simulation model of the power supply for the calculation of inductances is built, and comparative data on the results of calculations and simulations, confirming the accuracy of the used methods and the adequacy of the simulation model are provided.

Keywords: power supply, current-carrying bus, inductance, calculation, simulation, COMSOL Multiphysics.

УДК 621.396.41

Д.С. Муликов, Г.Я. Михальченко

Симметрирование напряжений на выходных конденсаторах трёхфазного трёхуровневого активного выпрямителя в режиме передачи энергии в нагрузку

Рассмотрен новый способ симметрирования напряжений на выходных конденсаторах трёхфазного трёхуровневого активного выпрямителя. Получен закон изменения тока, с помощью которого производится симметрирование напряжений.

Ключевые слова: трёхфазный трёхуровневый активный выпрямитель, корректор коэффициента мощности, симметрирование напряжений, ёмкостный делитель напряжения.

doi: 10.21293/1818-0442-2016-19-4-133-135

Процессы стабилизации напряжений на выходных конденсаторах трёхфазных трёхуровневых активных выпрямителей (АВ) с ёмкостным делителем напряжения в отечественной и зарубежной литературе освещены не на достаточном уровне из-за сложности получения аналитических зависимостей, устанавливающих закономерности характера изменения модулирующих воздействий.

Упрощённая структурная схема такого АВ показана на рис. 1, где приняты следующие обозначения: G_A, G_B, G_C – источники переменного напряжения; L_A, L_B, L_C – входные сглаживающие дроссели; C_P, C_M – конденсаторы звена постоянного тока; R_H – сопротивление нагрузки.

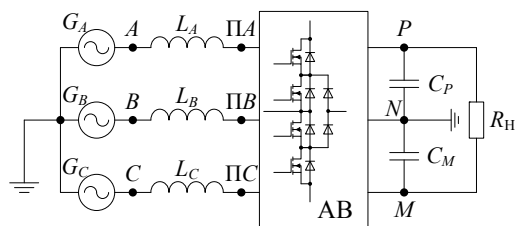


Рис. 1. Упрощённая структурная схема силовой цепи трёхуровневого АВ

В такого рода структуре АВ имеет место неравномерное деление напряжений на конденсаторах C_P, C_M . Причиной тому являются: наличие паразитных параметров и неравенство ёмкостей конденсаторов звена постоянного тока; несимметрия входного источника трёхфазного переменного напряжения; неравенство параметров силовых полупроводниковых ключей и входных сглаживающих дросселей [1].

В существующих способах симметрирование напряжений на выходных конденсаторах трёхуровневого активного выпрямителя происходит за счёт воздействия на широтно-импульсные модуляторы. При использовании классической синусоидальной ШИМ вводится постоянная составляющая в сигнал задания на ток для модулятора. Но такой способ имеет существенный недостаток – регулирование возможно только при наличии нагрузки. В случае, когда используется пространственно-векторная ШИМ, симметрирование осуществляется за счёт переключения между базовыми векторами напряже-

ния, из которых формируют один и тот же пространственный вектор, в зависимости от направления токов в фазных дросселях [2].

Принцип формирования тока сети

Для пояснения принципа формирования токов фаз, потребляемых из сети, необходимо обратиться к однофазной схеме замещения на рис. 2 [3].

На этой упрощённой схеме генератор сетевого фазного напряжения G_A представлен соответствующим ему источником напряжения u_A , а сглаживающий дроссель – индуктивностью L_A с падением напряжения на ней – u_{LA} . Напряжение, действующее на средней точке ПА транзисторной стойки преобразователя, замещено источником переменного напряжения $u_{ПА}$.

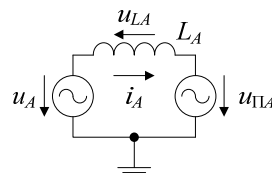


Рис. 2. Схема замещения одной фазы

При выбранном направлении тока i_A реализуется режим передачи энергии в нагрузку – режим выпрямления. Для этого режима работы преобразователя справедливо

$$u_A - u_{LA} - u_{ПА} = 0. \quad (1)$$

Выразив из (1) напряжение $u_{ПА}$, получим

$$u_{ПА} = u_A - u_{LA}. \quad (2)$$

Связь между напряжением на индуктивности и током определяется выражением (3):

$$u_{LA} = L_A \cdot \frac{di_A}{dt}. \quad (3)$$

Зная закономерности изменения тока i_A и напряжения u_A , можно определить характер изменения напряжения преобразователя $u_{ПА}$:

$$u_{ПА} = u_A - L_A \cdot \frac{di_A}{dt}. \quad (4)$$

Схема замещения АВ для установившегося режима работы

Для описания способа регулирования напряжений на конденсаторах АВ необходимо схему замещения на рис. 2 привести к виду, представленному

на рис. 3. Для этого стойки, состоящие из четырёх транзисторов и шести диодов, необходимо заменить стойками с тремя идеальными ключами, а конденсаторы C_P , C_M – источниками постоянного напряжения G_P , G_M с напряжениями u_P и u_M .

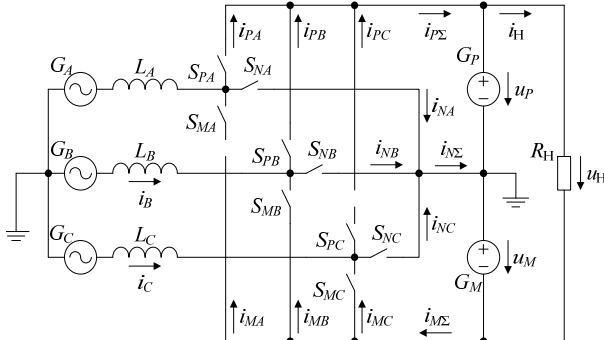


Рис. 3. Схема трёхуровневого АВ с идеальными ключами

Ключами S_{PA} , S_{PB} , S_{PC} соответствующие фазы A , B , C подключаются к напряжению u_P источника G_P , ключами S_{MA} , S_{MB} , S_{MC} – к напряжению u_M источника G_M , ключами S_{NA} , S_{NB} , S_{NC} – к земле, т.е. к нулевому потенциалу.

Для изменения величины напряжения на конденсаторах u_P или u_M в ту или иную сторону необходимо, чтобы среднее значение тока i_N за период входного переменного напряжения АВ не было равно нулю. При этом из сети необходимо потреблять токи, которые описываются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} i_A &= [i_{1m} + i_{km} \cdot \sin(k \cdot \omega_{in} t)] \sin(\omega_{in} t), \\ i_B &= [i_{1m} + i_{km} \cdot \sin(k \cdot \omega_{in} t)] \sin\left(\omega_{in} t - \frac{2\pi}{3}\right), \\ i_C &= [i_{1m} + i_{km} \cdot \sin(k \cdot \omega_{in} t)] \sin\left(\omega_{in} t + \frac{2\pi}{3}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

где i_{1m} – амплитуда первой гармоники фазного тока; i_{km} – амплитуда k -й гармоники фазного тока; ω_{in} – частота первой гармоники тока; k – номер дополнительной гармоники тока.

Далее приводятся выражения только для фазы A , т.к. для других фаз они будут отличаться наличием сдвига на 120 электрических градусов. Исходя из (3) и (5), получим выражение для напряжения u_{LA} на сглаживающем дросселе

$$\begin{aligned} u_{LA} &= i_{1m} \cdot X_{LA} \cdot \cos(\omega_{in} t) + \frac{i_{km} \cdot X_{LA} (k+1)}{2} \cdot \sin[(k+1)\omega_{in} t] - \\ &\quad - \frac{i_{km} \cdot X_{LA} (k-1)}{2} \cdot \sin[(k-1)\omega_{in} t], \end{aligned} \quad (6)$$

где X_{LA} – индуктивное сопротивление дросселя L_A .

Теперь можно определить закономерность изменения напряжения $u_{\Pi A}$:

$$\begin{aligned} u_{\Pi A} &= u_{1m} \cdot \sin(\omega_{in} t) - i_{1m} \cdot X_L \cdot \cos(\omega_{in} t) - \\ &\quad - \frac{i_{km} \cdot X_L \cdot (k+1)}{2} \cdot \sin[(k+1)\omega_{in} t] + \\ &\quad + \frac{i_{km} \cdot X_L \cdot (k-1)}{2} \cdot \sin[(k-1)\omega_{in} t], \end{aligned} \quad (7)$$

где u_{1m} – амплитуда первой гармоники фазного напряжения.

Модулирующие функции

Общая модулирующая функция $md_{\Pi A}$ для фазы A имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} md_{\Pi A} &= \frac{u_{1m}}{u_{\Pi m}} \cdot \sin(\omega_{in} t) - \frac{i_{1m} \cdot X_L}{u_{\Pi m}} \cdot \cos(\omega_{in} t) - \\ &\quad - \frac{i_{km} \cdot X_L \cdot (k+1)}{2 \cdot u_{\Pi m}} \cdot \sin[(k+1)\omega_{in} t] + \\ &\quad + \frac{i_{km} \cdot X_L \cdot (k-1)}{2 \cdot u_{\Pi m}} \cdot \sin[(k-1)\omega_{in} t], \end{aligned} \quad (8)$$

где $u_{\Pi m}$ – максимальная амплитуда напряжения $u_{\Pi A}$, и вычисляется следующим образом при условии, что $u_P = u_M$:

$$u_{\Pi m} = \frac{u_P + u_M}{2}. \quad (9)$$

При положительном значении функции $md_{\Pi A}$ будет происходить коммутация ключа S_{PA} в противотакте с ключом S_{NA} . При отрицательном значении функции $md_{\Pi A}$ будет происходить коммутация ключа S_{MA} в противотакте с ключом S_{NA} .

Значит, модулирующая функция md_{PA} для ключа S_{PA} будет иметь следующий вид:

$$md_{PA} = \begin{cases} md_{\Pi A}, & \text{при } md_{\Pi A} > 0, \\ 0, & \text{при } md_{\Pi A} < 0. \end{cases} \quad (10)$$

По аналогии с (10) модулирующая функция md_{MA} для ключа S_{MA} описывается следующим образом:

$$md_{MA} = \begin{cases} md_{\Pi A}, & \text{при } md_{\Pi A} < 0, \\ 0, & \text{при } md_{\Pi A} > 0. \end{cases} \quad (11)$$

Наконец, модулирующая функция md_{NA} для ключа S_{NA} будет иметь вид

$$md_{NA} = \begin{cases} 1 - md_{\Pi A}, & \text{при } md_{\Pi A} > 0, \\ 1 + md_{\Pi A}, & \text{при } md_{\Pi A} < 0. \end{cases} \quad (12)$$

Характер изменения модулирующих функций ключей S_P , S_M , S_N представлен на рис. 4, а–в соответственно.

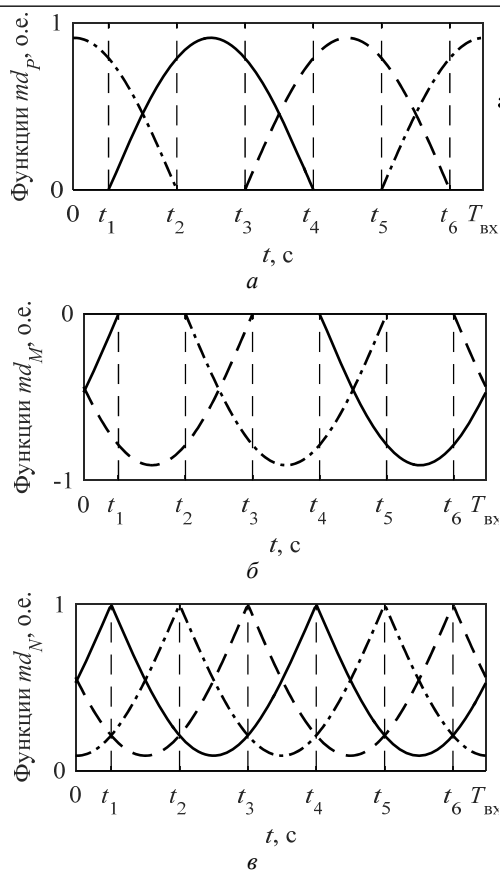
Определение токов схемы замещения

Токи i_{PA} , i_{PB} , i_{PC} определяются произведением соответствующих модулирующих функций md_{PA} , md_{PB} , md_{PC} на соответствующие фазные токи i_A , i_B , i_C . Токи i_{MA} , i_{MB} , i_{MC} определяются произведением соответствующих модулирующих функций md_{MA} , md_{MB} , md_{MC} на соответствующие фазные токи i_A , i_B , i_C . И, наконец, токи i_{NA} , i_{NB} , i_{NC} определяются произведением соответствующих модулирующих функций md_{NA} , md_{NB} , md_{NC} на соответствующие фазные токи i_A , i_B , i_C .

Ток $i_{P\Sigma}$ определяется суммой токов i_{PA} , i_{PB} , i_{PC} , ток $i_{M\Sigma}$ – суммой токов i_{MA} , i_{MB} , i_{MC} , ток $i_{N\Sigma}$ – суммой токов i_{NA} , i_{NB} , i_{NC} .

Исходя из диаграмм на рис. 4, а–в, можно выделить семь интервалов времени:

$$\begin{aligned} 0 &< t < t_1; & t_1 &< t < t_2; & t_2 &< t < t_3; \\ t_3 &< t < t_4; & t_4 &< t < t_5; & t_5 &< t < t_6; \\ t_6 &< t < T_{in}. \end{aligned}$$



— — Модулирующие функции фазы А
 --- — Модулирующие функции фазы В
 - · - — Модулирующие функции фазы С

Рис. 4. Диаграммы модулирующих функций:
 а — для ключей S_P ; б — для ключей S_M ; в — для ключей S_N

Для удобства введём понятие общих модулированных токов и обозначим их как i_{mdA} , i_{mdB} , i_{mdC} . Они вычисляются по следующим выражениям:

$$\begin{aligned} i_{mdA} &= md_{\Pi A} \cdot i_A, \\ i_{mdB} &= md_{\Pi B} \cdot i_B, \\ i_{mdC} &= md_{\Pi C} \cdot i_C. \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда можно записать для токов i_P , i_M :

$$i_{P\Sigma} = \begin{cases} i_{mdC}, & \text{при } 0 < t < t_1, \\ i_{mdA} + i_{mdC}, & \text{при } t_1 < t < t_2, \\ i_{mdA}, & \text{при } t_2 < t < t_3, \\ i_{mdA} + i_{mdB}, & \text{при } t_3 < t < t_4, \\ i_{mdB}, & \text{при } t_4 < t < t_5, \\ i_{mdB} + i_{mdC}, & \text{при } t_5 < t < t_6, \\ i_{mdC}, & \text{при } t_6 < t < T_{in}; \end{cases} \quad (14)$$

$$i_{M\Sigma} = \begin{cases} i_{mdA} + i_{mdB}, & \text{при } 0 < t < t_1, \\ i_{mdB}, & \text{при } t_1 < t < t_2, \\ i_{mdB} + i_{mdC}, & \text{при } t_2 < t < t_3, \\ i_{mdC}, & \text{при } t_3 < t < t_4, \\ i_{mdA} + i_{mdC}, & \text{при } t_4 < t < t_5, \\ i_{mdA}, & \text{при } t_5 < t < t_6, \\ i_{mdA} + i_{mdB}, & \text{при } t_6 < t < T_{in}. \end{cases} \quad (15)$$

Для тока i_N можно записать следующее:

$$i_{N\Sigma} = \begin{cases} i_{mdA} + i_{mdB} - i_{mdC}, & \text{при } 0 < t < t_1, \\ -i_{mdA} + i_{mdB} - i_{mdC}, & \text{при } t_1 < t < t_2, \\ -i_{mdA} + i_{mdB} + i_{mdC}, & \text{при } t_2 < t < t_3, \\ -i_{mdA} - i_{mdB} + i_{mdC}, & \text{при } t_3 < t < t_4, \\ i_{mdA} - i_{mdB} + i_{mdC}, & \text{при } t_4 < t < t_5, \\ i_{mdA} - i_{mdB} - i_{mdC}, & \text{при } t_5 < t < t_6, \\ i_{mdA} + i_{mdB} - i_{mdC}, & \text{при } t_6 < t < T_{in}. \end{cases} \quad (16)$$

Многочисленными расчетами установлено, что при $k = 3$, т.е. при введении третьей гармоники тока, среднее значение тока $i_{N\Sigma}$ за период первой гармоники уже не будет равно нулю.

В частности, при следующих параметрах моделирования схемы замещения по рис. 3: $L_{in} = 1$ мГн, $\omega_{in} = 314$ рад/с, $i_{1m} = 1$ А, $i_{km} = 1$ А, $u_{dc} = 800$ В, $u_P = u_M = 400$ В, $u_{1m} = 311$ В, среднее значение тока $i_{N\Sigma}$ будет равно 0,198 А. То есть среднее значение тока $i_{N\Sigma}$ меньше i_{km} в пять раз. Если изменить знак амплитуды третьей гармоники тока i_{km} , то среднее значение $i_{N\Sigma}$ также поменяет свой знак.

Заключение

1. Установлены закономерности формирования модулирующих функций, позволяющие стабилизировать напряжения на выходных конденсаторах емкостного делителя напряжения трехуровневого активного выпрямителя.

2. Используя полученные выражения модулирующих функций можно рассчитать усредненные значения всех токов схемы замещения выпрямителя.

Литература

1. Kolomyjski W. Modulation Strategies for Three-level PWM Converter-fed Induction Machine Drives // Ph.D. Thesis: Wojciech Kolomyjski. – Warsaw, 2009. – 101 p.
2. Pou J. Modulation and Control of Three-phase PWM Multilevel Converters: Ph.D. Thesis / Josep Pou Felix. – Catalunya, 2002. – 206 p.
3. Михальченко Г.Я. Установившиеся режимы работы преобразователя частоты с активным выпрямителем / Г.Я. Михальченко, Д.С. Муликов / Доклады Том. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2016. – Т. 19, № 2. – С. 79–83.

Муликов Дмитрий Сергеевич

Аспирант каф. промышленной электроники ТУСУРа
 Тел.: +7-923-404-21-54
 Эл. почта: dmul@mail.ru

Михальченко Геннадий Яковлевич

Д-р техн. наук, профессор
 каф. промышленной электроники ТУСУРа
 Тел.: +7 (382-2) 41-32-32
 Эл. почта: kpe-tusur@yandex.ru

Mulikov D.S., Mikchalchenko G.Ya.

Balancing output capacitor voltage for three-phase three-level active rectifier in power transition mode to the load

Principle of sinusoidal current consumption is considered. The method to balance output capacitor voltage for three-phase three-level active rectifier in power transition mode to the load is proposed. It shows that capacitor voltage balancing is provided by third harmonic current injection.

Keywords: three-phase three-level active rectifier, power factor corrector, voltage balancing, capacitive voltage divider.

Уважаемые авторы!
С 2016 года изменяется формат печати журнала,
вводятся новые правила и требования к оформлению статьи.

Требования к подготовке рукописей статей, представляемых для публикации в журнале
«Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники»

1. Электронный вариант статьи должен быть представлен в виде файла, названного по-русски фамилией первого автора, на дискете или диске в формате Word 2003. Предпочтительнее представить его по электронной почте.

2. Оригинал на бумажном носителе должен полностью соответствовать электронному варианту.

3. Статья должна иметь (в порядке следования): УДК; И.О. Фамилии авторов; заглавие; аннотация (не реферат); ключевые слова; основной текст статьи; список библиографий под подзаголовком «Литература»; сведения об авторах; далее на английском языке: Фамилии авторов И.О., заглавие статьи, аннотацию, ключевые слова. Сведения об авторах включают в себя фамилию, имя, отчество, ученую степень, ученое звание, должность, место работы, телефон, электронный адрес.

4. Текст статьи должен быть размещен в две колонки без принудительных переносов через один интервал шрифтом Times New Roman 10 кегля на одной стороне листа белой писчей бумаги формата А4, без помарок и вставок. Для облегчения форматирования прилагается **шаблон статьи**, который размещен на сайте: **journal.tusur.ru**. Размер статьи со всеми атрибутами должен быть, как правило, не более пяти страниц.

5. Одни и те же символы в тексте, формулах, таблицах и рисунках должны быть единообразными по написанию. Русские и греческие символы набираются прямым шрифтом, а латинские – курсивом, кроме слов, их сокращений, имен функций, программ, фирм и химических формул.

6. Формулы должны быть набраны в формульном редакторе (Equation, MathType) программы Word. Русские буквы, греческие символы, математические знаки (+, –, ×, ∈, =, скобки, ...) и цифры всегда набираются прямым не жирным шрифтом, а переменные, обозначенные латинскими буквами – курсивом, кроме слов, их сокращений, имен функций, программ, фирм и химических формул (const, input; $\sin x(t_1)$; U_{in} ; $I_{вх}$; T_z ; β_2 ; H_2O , Adobe Acrobat, Cisco и т.д.); векторные величины – жирным, прямо (не курсив) – A_1 , $M(f)$, β . Шаблоны для набора формул необходимо взять из шаблона статьи.

7. Все употребляемые обозначения и сокращения должны быть пояснены.

8. Единицы измерения физических величин должны соответствовать Международной системе единиц (СИ) и написаны по-русски через пробел

(х, ГГц; 20 ГГц; T , град; 7°C). Десятичные числа пишутся через запятую (не точку).

9. Таблицы и рисунки должны иметь тематические заголовки (не повторяющие фразы-ссылки на них в тексте). (Рис. 1. Название рисунка; Таблица 1. Название таблицы). Большие блоки расшифровки условных обозначений лучше приводить в тексте. Подписи и надписи – Times New Roman, 9 пт, не жирным, не курсивом, переменные – также как и в тексте. На все рисунки и таблицы должны быть ссылки в тексте (... на рис. 3, ... в табл. 2).

10. Рисунки и фотографии должны быть **черно-белыми**, четкими, контрастными, аккуратными, сгруппированными. Графики – не жирно, сетка – четко. Единицы измерения – на русском. Десятичная запятая (не точка). Рисунки могут быть выполнены в программах CorelDraw, Illustrator, Word, Visio и должны давать возможность внесения исправлений.

11. Иллюстрации, должны быть разрешением не менее 600 dpi. Масштаб изображения – 8 или 16,7 см по ширине (при условии читаемости всех надписей, выполненных шрифтом Times New Roman 9 кегля).

12. На все источники, указанные в списке литературы, должны быть ссылки по тексту (нумерация в порядке упоминания, например, [1, 2], [5–7]). Описание источников должно соответствовать ГОСТ 7.1–2003 и ГОСТ Р 7.0.5–2008 и содержать всю необходимую для идентификации источника информацию, а именно: *для неперiodических изданий* – фамилию и инициалы автора, полное название работы, место издания, название издательства, год издания, количество страниц; *для периодических изданий* – фамилию, инициалы автора, полное название работы, название журнала, год выпуска, том, номер, номера страниц (см. примеры оформления библиографий).

Бумажный вариант рукописи статьи должен быть подписан авторами и (для сторонних авторов) иметь сопроводительное письмо на бланке организации.

Плата за публикацию рукописей не взимается.

Материальные претензии авторов, связанные с распространением материалов их статей после опубликования, не принимаются.

Авторы несут полную ответственность за содержание статей и за последствия, связанные с их публикацией.

Контактная информация

Адрес: 634050, Томск, пр. Ленина, 40, 414-ГК. Эл. почта: vnmas@tusur.ru. Тел.: +7 (3822) 51-21-21.