

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 34

Започаткована 1971 р.

Харків 2021

У збірнику представлені результати теоретичних та експериментальних досліджень, що спрямовані на розв'язання актуальних задач сучасної радіофізики. До них відносяться: розповсюдження радіохвиль в навколосемному просторі, його діагностика з використанням радіофізичних методів, розповсюдження і дифракція електромагнітних хвиль у електродинамічних структурах, взаємодія лазерного випромінювання з речовиною та біологічними об'єктами, фізичні принципи у напівпровідникових приладах та ін. Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів радіофізичних спеціальностей.

Наукове фахове видання України, категорії «Б», галузь знань: 10 Природничі науки, спеціальність: **104 Фізика та астрономія, 105 Прикладна фізика та наноматеріали**. Наказ МОН України №1188 від 24.09.2020 р.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 7 від 29.06.2021 р.).

Редакційна колегія

Відповідальний редактор – д.ф.-м.н., проф. **Шульга С.М.**

д.ф.-м.н., проф. **Аркуша Ю.В.**, Україна

проф. **Блаунштейн Н.**, Ізраїль

д.ф.-м.н., проф. **Горобець М.М.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Дюбко С.П.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Катрич В.О.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Колчигін М.М.**, Україна

акад. НАНУ **Литвиненко Л.М.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Шматько О.О.**, Україна

акад. НАНУ **Шульга В.М.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Чорногор Л.Ф.**, Україна

акад. НАНУ **Яковенко В.М.**, Україна

Заступник відповідального редактора – к.ф.-м.н., доц. **Цимбал А.М.**

Адреса редакційної колегії: 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, факультет радіофізики,
біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

тел. (057) – 707-51-23, e-mail: radiovisnic@karazin.ua

A.Tsymbal@karazin.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ №11825-696 ПР від 04.10.2006

ISSN 2311-0872

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

Visnyk

of V.N. Karazin Kharkiv

National University

series “Radiophysics and Electronics”

Issue 34

Founded in 1971.

Kharkiv 2021

The goal of the Journal is to publish articles, reports and reviews containing original results of theoretical and experimental research aimed at solving the current problems of modern radio physics. These include: the propagation of radio waves in the near-Earth space, its diagnosis using radio physical methods, the propagation and diffraction of electromagnetic waves in electrodynamic structures, the interaction of laser radiation with matter and biological objects, physical principles in semiconductor devices etc.

Scientific professional publication of Ukraine, **category "B"**, branch of knowledge: 10 Natural sciences, specialty: **104 Physics and astronomy, 105 Applied physics and nanomaterials**. The Decree N 1188 of the Ministry of Education and Science Ukraine of 24.09.2020.

Approved for publication by the decision of the Academic Council of V.N. Karazin Kharkiv National University (protocol № 7 dated 29.06.2021).

Editorial Team

The responsible editor – Dr.Sc., Prof. **Shulga S.N.**

Dr.Sc., Prof. **Arkusha Yu.V.**, Ukraine

Prof. **Blaunstein N.**, Israel

Dr.Sc., Prof. **Gorobets N.N.**, Ukraine

Dr.Sc., Prof. **Dubko S.P.**, Ukraine

Dr.Sc., Prof. **Katrich V.A.**, Ukraine

Dr.Sc., Prof. **Kolchigin N.N.**, Ukraine

Prof. acad. NASU **Litvinenko L.M.**, Ukraine

Dr.Sc., Prof. **Shmatko A.A.**, Ukraine

Dr.Sc., Prof. acad. NASU **Shulga V.M.**,
Ukraine

Dr.Sc., Prof. **Chernogor L.F.**, Ukraine

Dr.Sc., Prof. acad. NASU **Yakovenko V.M.**, Ukraine

Deputy Editor-in-Chief – Ph.D., Assoc. **Tsymbal A.M.**

Address: 4 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

V.N. Karazin Kharkiv National University, School of Radio Physics, Biomedical Electronics and Computer Systems

Phone (057) 707-51-23, e-mail: radiovisnic@karazin.ua

A.Tsymbal@karazin.ua

Articles have been reviewed internally and externally

Certificate of state registration of KB №11825-696 ИП dated 04.10.2006

ЗМІСТ

- Биков В. М., Мірошник Г. Ю., Мірошник Т. В.* Оцінка точності радіометричних кореляційно-екстремальних систем навігації 7
- Биков В. Н., Мірошник Г. Ю., Мірошник Т. В.* Оптимізація кількості каналів багатоканального радіометричного приймача 14
- Приходько К. Г., Боцула О. В., Зозуля В. О.* Особливості розвитку ударної іонізації в напівпровідникових сполуках InGaN та InAlN 19
- Майборода Д.В., Погарський С.О.* Частотно-селективна поверхня з елементами складної топології 29
- Персанов І. Д., Думін О. М., Плахтій В. А., Прищенко О. А., Фомін П. Г.* Порівняння методів кореляції та штучних нейронних мереж для визначення положення об'єктів за допомогою надширокосмугових полів 39
- Хричов В. С., Легенький М.М.* Методика розрахунку ефективної поверхні розсіяння об'єкта складної форми, розташованого на підстильній поверхні з довільним коефіцієнтом відбиття 48
- Чорногор Л. Ф., Голуб М. Ю., Лио У., Цимбал А. М., Шевелев М. Б.* Варіації геомагнітного поля, що супроводжували сонячне затемнення 10 червня 2021 р. 55
- Перцов О. В., Берест В. П.* Аналіз кінетики світлорозсіювання суспензії клітин при агрегації: математичне моделювання дезагрегації тромбоцитів 70

CONTENTS

<i>Bykov V.N., Miroshnik G.Yu., Miroshnik T.V. Evaluation of accuracy of radiometric correlation-extreme navigation systems</i>	7
<i>Bykov V.N., Miroshnik G.Yu., Miroshnik T.V. Optimization of the number of channels of a multichannel radiometric receiver</i>	14
<i>Prykhodko K. H. , Botsula O. V., Zozulia V. O. Features of impact ionization occurring in semiconductor compounds InGaN and InAlN</i>	19
<i>Mayboroda D.V., Pogarsky S.A. Frequency selective surface with complex topology elements</i>	29
<i>Persanov I. D., Dumin O. M., Plakhtii V.A., Pryshchenko O.A. , Fomin F. G. Comparison of correlation method and artificial neural networks for determining of object position by ultrawideband fields</i>	39
<i>Khrychov V.S., Legenkiy M.M. Calculation method of the radar cross section of the complex shape object located on the surface with an arbitrary reflection coefficient</i>	48
<i>Chernogor L. F., Golub M. Yu., Luo Y., Tsymbal A. M., Shevelev M. B. Variations in the geomagnetic field that accompanied the 10 June 2021 solar eclipse</i>	55
<i>Pertsov O. V., Berest V. P. Analysis of kinetics of light scattering by cell suspension during aggregation: mathematical modeling of platelet disaggregation</i>	70

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-01>

УДК 537.86

EVALUATION OF ACCURACY OF RADIOMETRIC CORRELATION-EXTREME NAVIGATION SYSTEMS

V. N. Bykov, G. Yu. Miroshnik, T. V. Miroshnik

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

E-mail: bykov@karazin.ua

Received April 27, 2021

Background: The use of passive matrix radiometric sensors of the millimeter wave range in aircraft navigation systems, which make it possible to form a radiometric image of a ground navigation object under conditions of high-speed flight of aircraft, is one of the effective ways to ensure high accuracy in measuring the coordinates of objects and, ultimately, leads to an increase in the probability of positioning aircraft [1]. In work [2], analytical relationships were obtained and quantitative estimates of the accuracy of positioning of aircraft equipped with a matrix radiometric navigation system were made. It is shown that the use of matrix radiometric sensors makes it possible to realize the required high (up to units - tens of meters) positioning accuracy of high-speed aircraft.

Objectives: The purpose of this article is to develop a method for increasing the accuracy of a radiometric correlation - extreme system based on the use of a matrix radiometric millimeter-wave receiver with channel compaction.

Materials and methods: In this paper, we used the method of linear multiplexing with channel separation according to the waveform using orthogonal Walsh functions. In this case, the sensitivity for each channel corresponds to the sensitivity of the modulation radiometer, and in comparison with the sensitivity of the compensation radiometer, it decreases by about two times. Taking into account the orthonormality of the Walsh functions, the signal at the output of each channel is proportional to the intensity (power) of the signal at the input of this channel.

Results: In this work, it is shown that the optimal number of combined channels is a multiple $2^k - 1$. The analysis of the results of the calculations shows that the combination of 64 channels into one amplifier-conversion path leads to an increase in inter-channel interference and, as a consequence, to a deterioration in the sensitivity of each channel.

Conclusions: In this case, it is expedient to limit the number of channels to be sealed per one amplifying-converting path. So, when 16 channels are combined into one path, the sensitivity of each channel remains quite high: about 1 K – for a super heterodyne radiometric receiver, and less than 1 K – for a direct amplification radiometric receiver. In this case, the number of amplifying-conversion paths with the total number of channels in the matrix 64 is equal to four.

KEY WORDS: millimeter wave radiometric receiver, radiometric image.

ОЦІНКА ТОЧНОСТІ РАДІОМЕТРИЧНИХ КОРЕЛЯЦІЙНО-ЕКСТРЕМАЛЬНИХ СИСТЕМ НАВІГАЦІЇ

В. М. Биков, Г. Ю. Мірошник, Т. В. Мірошник

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,
м. Харків, 61022, Україна

Актуальність: Використання в системах навігації літальних апаратів пасивних матричних радіометричних датчиків міліметрового діапазону хвиль, що дозволяють формувати радіометричне зображення наземного об'єкта навігації в умовах високошвидкісного польоту літальних апаратів, є одним з ефективних шляхів забезпечення високої точності вимірювання координат об'єктів і веде до підвищення ймовірності місцезнаходження літальних апаратів [1]. В роботі [2] отримано аналітичні співвідношення і зроблені кількісні оцінки точності визначення місцезнаходження літальних апаратів, оснащеного матричної радіометричної системою навігації. Показано, що застосування матричних радіометричних датчиків дозволяє реалізувати необхідні високі (до одиниць – десятків метрів) точності визначення місцезнаходження високошвидкісних літальних апаратів.

Мета роботи: Метою даної статті є розробка способу підвищення точності радіометричної кореляційно - екстремальної системи на основі застосування матричного радіометричного приймача міліметрового діапазону з ущільненням каналів.

Матеріали та методи: У даній роботі використаний метод лінійного ущільнення з поділом каналів за формою сигналів з використанням ортогональних функцій Уолша. У цьому випадку чутливість по кожному каналу відповідає чутливості модуляційного радіометра, а в порівнянні з чутливістю компенсаційного радіометра падає приблизно в два рази. З урахуванням ортонормальності функцій Уолша сигнал на виході кожного каналу пропорційний інтенсивності (потужності) сигналу на вході цього каналу.

Результати: У даній роботі показано, що оптимальним є кількість послідованих каналів кратне $2^k - 1$. Аналіз результатів проведених розрахунків свідчить, що об'єднання 64 каналів на один підсилювально-перетворювальний тракт призводить до зростання міжканальних перешкод і, як наслідок до погіршення чутливості кожного каналу.

Висновки: Доцільно в даному випадку обмеження кількості каналів, що ущільнюються на один підсилювально-перетворювальний тракт. Так, при об'єднанні 16 каналів на один тракт, чутливість кожного каналу залишається досить високою: близько 1 К – для супергетеродинного радіометричного приймача, і значно менше 1 К – для радіометричного приймача прямого підсилення. У цьому випадку кількість підсилювально-перетворювальних трактів при загальній кількості каналів в матриці 64, дорівнює чотирьом.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: радіометричний приймач міліметрового діапазону хвиль, радіометричне зображення.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИОННО-ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СИСТЕМ НАВИГАЦИИ

В. Н. Быков, Г. Ю. Мирошник, Т. В. Мирошник

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы 4,
г. Харьков, 61022, Украина*

Актуальность. Использование в системах навигации летательных аппаратов пассивных матричных радиометрических датчиков миллиметрового диапазона волн, позволяющих формировать радиометрическое изображение наземного объекта навигации в условиях высокоскоростного полета летательных аппаратов, является одним из эффективных путей обеспечения высокой точности измерения координат объектов и, в конечном итоге, ведет к повышению вероятности местоопределения летательных аппаратов [1]. В работе [2] получены аналитические соотношения и произведены количественные оценки точности местоопределения летательных аппаратов, оснащенного матричной радиометрической системой навигации. Показано, что применение матричных радиометрических датчиков позволяет реализовать требуемые высокие (до единиц – десятков метров) точности местоопределения высокоскоростных летательных аппаратов.

Цель работы. Целью данной статьи является разработка способа повышения точности радиометрической корреляционно – экстремальной системы на основе применения матричного радиометрического приемника миллиметрового диапазона с уплотнением каналов.

Материалы и методы. В данной работе использован метод линейного уплотнения с разделением каналов по форме сигналов с использованием ортогональных функций Уолша. В этом случае чувствительность по каждому каналу соответствует чувствительности модуляционного радиометра, а по сравнению с чувствительностью компенсационного радиометра падает примерно в два раза. С учетом ортонормальности функций Уолша сигнал на выходе каждого канала пропорционален интенсивности (мощности) сигнала на входе этого канала.

Результаты. В данной работе показано, что оптимальным является количество объединяемых каналов кратное $2^k - 1$. Анализ результатов произведенных расчетов свидетельствует, что объединение 64 каналов на один усилительно-преобразовательный тракт приводит к возрастанию межканальных помех и, как следствие к ухудшению чувствительности каждого канала.

Выводы. Целесообразно в данном случае ограничение количества уплотняемых каналов на один усилительно-преобразовательный тракт. Так, при объединении 16 каналов на один тракт, чувствительность каждого канала остается достаточно высокой: порядка 1 К – для супергетеродинного радиометрического приемника, и менее 1 К – для радиометрического приемника прямого усиления. В этом случае количество усилительно-преобразовательных трактов при общем количестве каналов в матрице 64, равно четыре.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиометрический приемник миллиметрового диапазона волн, радиометрическое изображение.

PROBLEM STATEMENT

The multichannel (matrix) radiometric sensor contains a multibeam antenna with a group feed and a multichannel radiometric (RM) receiver. As a focusing element of a multi-beam antenna, a parabolic one- or two-mirror antenna is used, or a lens (dielectric, metal-plate, waveguide) antenna.

Multichannel RM millimeter band (MMB) is made either in the form of a set of channel receivers (matrix of receivers), or according to the scheme of multiplexing channel signals to a common amplifier-converting path. The output of the receiver is an on-board computing device that generates a RM image (RMI).

The development of principles for constructing a matrix RM receiver is associated with the solution of a number of scientific and technical problems, the main of which are:

- selection of the optimal coefficient of overlapping of antenna radiation patterns of partial feeds, arrangement of channel feeds in a group feed, matching of a group feed with a focusing element of a multi-beam antenna;
- implementation of the synthesis of the optimal scheme of a multichannel RM receiver, elimination of the instability of the gain of individual channels;
- elimination of the mutual influence of local oscillators on the operation of adjacent channels.

The choice of the optimal value of the partial beam pattern overlap factor is decisive in the formation of a group pattern, for assessing the level of the side lobes of the pattern, the antenna directivity factor, amplitude, phase and other distortions of the pattern.

Analysis of the results of experimental studies [3, 4] aimed at the formation of RMI by scanning and matrix RM system MMB, allows us to conclude that the «half» overlap of the beam pattern of individual channels leads to an increase in the signal-to-noise ratio in the generated image due to additional accumulation of the signal in the RMI elements. In this case, the configuration of the image of the object, in contrast to the case without overlapping the beam pattern, is not violated [5].

The simplest option for constructing a multichannel RM is to create a RM matrix, the number of which is equal to the number of partial of the beam pattern. The output voltage of each RM is proportional to the brightness temperature of one resolved frame element. In this case, the maximum fluctuation sensitivity of each individual channel is realized. However, when performing RM receiver according to a super-heterodyne scheme, it becomes necessary to use a powerful local oscillator common for a large number of channels or to synchronize all local oscillators in frequency.

The use of one powerful local oscillator with dividing the signal power into a large number of channel RM in a matrix with a dimension 8×8 or more, or synchronization of the local oscillators of all channels leads to a significant increase in the power of the common local oscillator and, as a consequence, to an increase in the overall and mass characteristics of the onboard equipment. In addition, the «wiring» of signals from one local oscillator involves dividing the power of the local oscillator signal into all channels in the MMB, which is technically difficult to implement.

It should also be noted that the signals of neighboring local oscillators, which are sources of radio waves, can affect the quality of reception of the useful signal by a separate receiver in the matrix. The influence factors of the signals of neighboring local oscillators can be characterized as follows.

1. The signals of neighboring local oscillators are summed with the useful signal of a separate i -th channel, while the level of the useful signal changes.

2. In the frequency converter (mixer), beats occur between the signals of neighboring local oscillators and the signal of the local oscillator, that is, additional frequency components of the interfering signal appear at the mixer output.

3. In the event that the signals of neighboring local oscillators in the matrix are not synchronized in frequency, additional frequency components can fall into the frequency spectrum of the useful signal. It is impossible to filter out these frequency components without losing part of the useful signal power.

4. The harmful effect of frequency-converted signals of adjacent channels is manifested in a change in the level of the useful signal, i.e. signal level in a single pixel of the image. Thus, in a certain part of the image pixels, the signal level does not correspond to the actual one, and it is not possible to estimate this signal level.

5. In the case when the power of signals of neighboring local oscillators, converted in frequency and falling into the spectrum of the useful signal, exceeds a certain level, the amplifying cascades of the RM go into saturation mode and the process of receiving the useful signal is disrupted. In this case, part of the RMI pixels are lost, the current image of the surface (object) being sighted is distorted, which can lead to disruption of the RM operation of the navigation system as a whole.

The construction of a matrix of feeds on the principle of combining high-sensitivity low-noise direct amplification RM receivers eliminates the disadvantages inherent in heterodyne circuits. However, in this case, combining a large number of receivers into a matrix leads to the need to ensure the layout, power supply, heat removal, and other technical difficulties.

One of the most important is the issue of reducing the cost of a multichannel RM receiver. (According to the data of OAO NPP Saturn and the State Research Center «Iceberg», Kiev, the approximate cost of one RM channel of direct amplification is ~ 1 thousand cu, and its mass is 80 g. At the same time, the cost of the RM matrix (excluding the cost of the antenna, signal processing and image forming devices) with a dimension of 8×8 will be 64 thousand cu, and the mass of the matrix is 5.12 kg.

The listed factors, both for super heterodyne RM receivers and for RM receivers of direct amplification, to one degree or another lead to a decrease in the accuracy of measuring the coordinates of the sighted objects by the radiometric correlation – extreme system.

The aim of the research is to develop a method for increasing the accuracy of the RM of the correlation – extreme system based on the use of the matrix RM receivers of the millimeter range with channel compaction.

ANALYSIS OF THE PRINCIPLES OF CONSTRUCTING A MULTI-CHANNEL RM RECEIVER MMB

By analogy with information transmission systems [4], RM systems can also use the methods of frequency, time multiplexing and channel separation, as well as the multiplexing method with channel separation according to the waveform [4].

The method of frequency multiplexing in RM systems with large absolute values of the signal frequency band is difficult to implement technically.

The time division multiplexing method requires the use of high-speed interrogation switches (connection) of partial antenna feeds to a common receiving-amplifying path. The high speed of sequential polling is limited by the time of signal accumulation by the radiometer from each partial feed (channel), which is dictated by the need to

implement the required sensitivity of the PM receiver. The method of temporal densification in terms of speed is similar to the method of sequential survey of space.

Analysis of existing methods of multiplexing and channel separation allows us to conclude that for multichannel RM receivers, the time-division multiplexing method and the linear multiplexing method with channel separation according to the waveform are the most appropriate [4]. In [2, 5], a functional diagram of a multichannel RM with linear multiplexing of channels according to the form of signals is proposed. This scheme can also be used to implement the time division multiplexing method.

In this work, the amplifier-conversion path of the receiver, common for all channel signals N , is represented by an intermediate frequency amplifier. This eliminates the influence of the non-stability of the gain of adjacent channels on the generated image. The instability of the gain of its own amplifying-converting tract is eliminated due to the modulation of channel signals by Walsh's orthogonal functions.

The disadvantage of this circuit is that the frequency converter (mixer and local oscillator) is placed at the input of each N of the channels (at N the outputs of the multi-beam antenna). In this case, the above factors of the harmful influence of the signals of neighboring local oscillators on the process of forming the RMI take place.

Figure 1 shows a functional diagram that implements the method of linear multiplexing with channel separation according to the waveform. This scheme is given in [2].

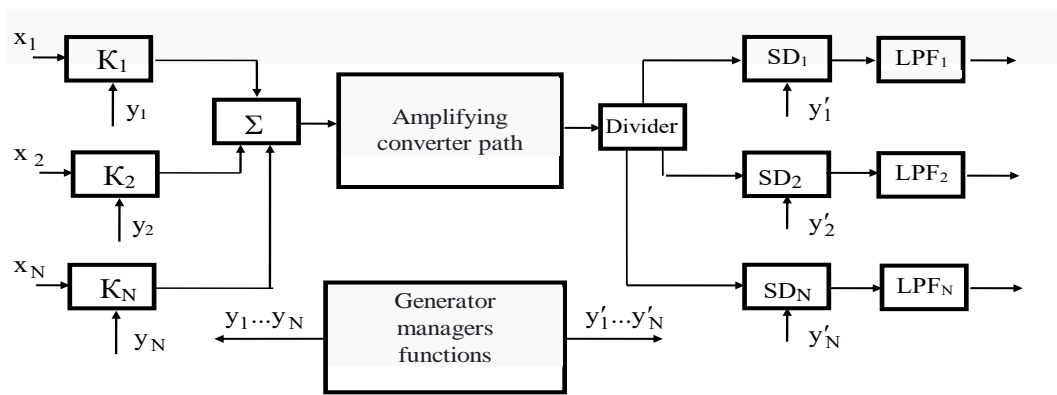


Fig. 1. Functional diagram of a multichannel RM with linear channel multiplexing and separation by waveform

The useful signal x_i , $i \in \overline{1, N}$ is a narrow-band normally distributed noise with a spectrum width Δf and a radio brightness temperature T_{ci} proportional to the intensity (power) of the radiation of the sighted area of the surface or an object at the input of the i -th channel.

With the help of switches (K_1, K_2, \dots, K_n), signals are modulated in each channel by signals (functions) (y_1, \dots, y_n), which must be digital and belong to the family orthogonal on the interval $[0, \tau]$ [2, 5]. Further, the signals of all channels are fed to the input of the adder and to the general amplifying-converting path, where the noises of the RM with power are added to the signal T_N .

If the receiver is made according to a super heterodyne circuit, the amplifying-conversion path contains a frequency converter (mixer and local oscillator), an and a square-law detector. In the case of constructing a receiver according to a direct amplification scheme, this path contains several stages of low-noise high-frequency amplifiers and a square-law detector.

In both cases, there is one path for receiving, converting and amplifying the group signal, and thus there is no need to synchronize the local oscillators of individual channels. The source of the internal noise of the receiver is either the intermediate frequency amplifier or the high-frequency amplifiers of the common amplifying-converting path.

Further, the mixture of signal and noise, passing through the square-law detector, is divided by power into N channels and fed to synchronous detectors (SD_1, \dots, SD_n), to the second inputs of which demodulating functions are received, similar to modulating functions (y'_1, \dots, y'_n). The low-pass filter (low pass filter) integrates (statistical averaging) a signal with a noise structure over time τ .

In the particular case of time-division multiplexing of channels, the functional diagram (Fig. 1) does not change. The difference is that the switches (K_1, K_2, \dots, K_n) are connected to the adder in series.

With a small signal-to-noise ratio in each channel (which is typical for RM receivers), the optimal set of control functions is the family of Walsh functions [5]. In this case, the sensitivity for each channel corresponds to the sensitivity

of the modulation RM, and in comparison with the sensitivity of the compensation RM, it drops by about a factor of two.

Taking into account the or the normality of the Walsh functions, the signal at the output of each channel is proportional to the intensity (power) of the signal at the input of this channel.

SIGNAL FLOW ANALYSIS IN A MULTIPLEXED RM RECEIVER

A multichannel radiometric receiver works as follows. Useful signals $u_{ci}(t)$, $i \in \overline{1, N}$ are fed to the inputs N of the corresponding switching devices (modulators) (K_1, K_2, \dots, K_N) . With the help of switches (K_1, K_2, \dots, K_N) , signals are modulated in each channel by orthogonal digital functions from the family $\left\{ y_i(t) = \frac{1}{2} [1 - \text{wal}_i(t)] \right\}_{i=1}^N$, which is built on the basis of the ensemble of Walsh functions [5]. Then the signals are fed to the inputs of the quasi-optical adder. The signal at the output of the adder can be written as follows:

$$u_c(t) = \sum_{i=1}^N \sqrt{T_{ci}} y_i(t) \tilde{U}_{ci}(t), \quad (1)$$

where $\tilde{U}_{ci}(t)$ – is the power (brightness temperature) normalized oscillation of the useful signal of the i -th channel, i.e. the power of the oscillations is always equal to one.

The signal from the output of the adder is fed to the input of the amplifying-converting path, where the internal noise of the RM of the receiver is added to the useful signal: the noise of the intermediate frequency amplifier in the case of a super heterodyne RM receiver, or the high-frequency amplifiers noise – in the case of constructing a receiver according to a direct amplification scheme without frequency conversion. The internal noise of the RM is completely identical to the useful signal and can be written in the form:

$$u_N(t) = \sqrt{T_N} \tilde{U}_N(t), \quad (2)$$

where T_N – is the power of the intrinsic noise of the RM of the receiver;

$\tilde{U}_N(t)$ – is the power-normalized oscillation of the receiver's own noise.

Further, the mixture of signal and noise, having passed the square-law detector, is divided by power into N channels and fed to synchronous detectors $(SD_1 \dots SD_N)$, to the second inputs of which demodulating functions from the family are received:

$$\left\{ y'_i(t) = -\frac{1}{2} \text{wal}_i(t) \right\}_{i=1}^N. \quad (3)$$

We emphasize that the demodulating functions must be from the ensemble (3) of inverted Walsh functions, and the zero function is excluded. In this case, for a certain part of the period of the control functions, the modulators of all channels are simultaneously closed, and this interval is used to measure the intrinsic noise of the amplifying-converting path, as in the modulation receiver. A low-pass filter (low pass filter) integrates a signal with a noise structure over time τ .

In the particular case of time-division multiplexing of channels, the functional diagram (Fig. 1) does not change, and the switches (K_1, K_2, \dots, K_N) are connected to the adder in series.

At the output of each SD, the signal is determined by the expression:

$$u_c(t) = \frac{1}{N} \left[\sum_{i=1}^N \sqrt{T_{ci}} y_i(t) \tilde{U}_{ci}(t) + \sqrt{T_N} \tilde{U}_N(t) \right]^2 y'_i(t) \quad (4)$$

The average value of the signals at the output of the low-pass filter is:

$$\langle u_c(t) \rangle = \frac{1}{N} \left\langle \left[\sum_{i=1}^N \sqrt{T_{ci}} y_i(t) \tilde{U}_{ci}(t) + \sqrt{T_N} \tilde{U}_N(t) \right]^2 y'_i(t) \right\rangle. \quad (5)$$

The average value of the products $\langle \tilde{U}_{ci}(t) \tilde{U}_N(t) \rangle = 0$ of the type is equal to zero due to the uncorrelated signal and noise components. Taking into account the orthonormality of the Walsh functions:

$$\langle y_i(t) y'_i(t) \rangle = \begin{cases} 1, & i = k \\ 0, & i \neq k \end{cases}, \quad (6)$$

the signal at the output of each channel will be proportional T_{ci} , i.e. intensity (power) of the signal at the input of this channel.

Figure 2 shows a graphical illustration of a system of modulating Walsh functions from $N=7$ functions ($N=2^k - 1, k \in \mathbb{N}$) and an overlap factor $n=4$ (four channels are simultaneously open).

To determine the sensitivity of each RM channel, it is necessary to find the ratio for the variance of fluctuations of the signal noise component.

Since the signals at the input of each channel of the radiometer are statistically independent, Gaussian random process, the variance of fluctuations of the noise component of the signal at the output of the radiometer (at the output of the common amplifying-converting path) can be represented as follows:

$$D = \sum_{i=1}^n D_i, \quad (7)$$

where $n = \Delta f \tau$ – is the number of independent samples according to Kotelnikov on the interval $[0, \tau]$, D_i – is the variance of fluctuations of the noise component of the signal at the output of the i -th channel.

Let us introduce into consideration the concept of the minimum time interval Δt during which the modulating Walsh functions retain their value.

It can be shown that for the case considered in Fig. 2, $\Delta t = \frac{\tau}{p}$, where $p = 2^m$, and m – is the number of the maximum dyad of the Walsh functions used.

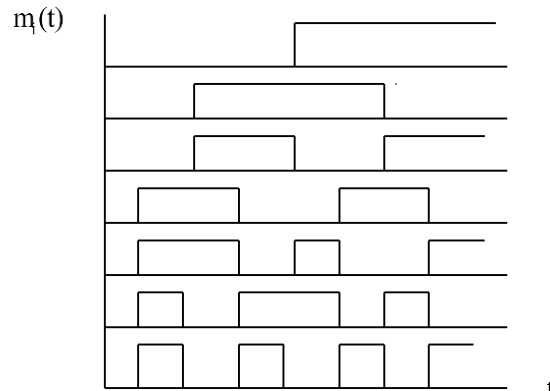


Fig. 2. Graphic illustration of Walsh functions

In the case under consideration, $p = 8$. Then expression (7) can be rewritten as:

$$D = \sum_{k=1}^p \left(\sum_{i=1}^l D_{ik} \right) = l \sum_{k=1}^p D_{zk} = \frac{\Delta f \tau}{p} (T_{zk})^2, \quad (8)$$

where $T_{zk} = \sum_{j=1}^N T_{ci} + T_N$ – is the total temperature of the signal at the k -th minimum time interval, Δt , $l = \Delta t \Delta l$.

In [6], an expression was obtained for the dispersion of a multichannel radiometer for the case of arbitrary N :

$$D_N = \frac{\Delta f \tau}{4} [N(N+1)T_c^2 + 4NT_c T_N + 4T_N^2]. \quad (9)$$

The useful signal at the output of each PM channel is proportional to:

$$T_{c.out} = T_c \frac{\Delta f \tau}{2}, \quad (10)$$

where T_c – is the signal temperature at the input of each channel.

Consider the worst case when the signals at all inputs are equal to the maximum value $T_{ci} = T_c$, $i \in \overline{1, N}$. Then the expression for the voltage signal-to-noise ratio at the output of each channel of the RM [2]:

$$Q_{out} = \frac{T_{c.out}}{\sqrt{D_N}} = \frac{1}{2} q \sqrt{\Delta f \tau} / \sqrt{1 + Nq + \frac{N(N+1)}{4} q^2}, \quad (11)$$

where $q = \frac{T_c}{T_N}$ – is the signal-to-noise ratio at the input of each RM channel.

Understanding by the sensitivity δT of the radiometer the brightness temperature of the input signal, at which the value of the signal-to-noise ratio at the output is equal to unity, from expression (11) we find the ratio for the sensitivity of each channel of the RM:

$$\delta T = \frac{2T_N}{\sqrt{\Delta f \tau}} \sqrt{1 + Nq + \frac{N(N+1)}{4} q^2}. \quad (12)$$

CONCLUSION

The results of calculations using formulas (11), (12) are shown in the graphs in Fig. 3.

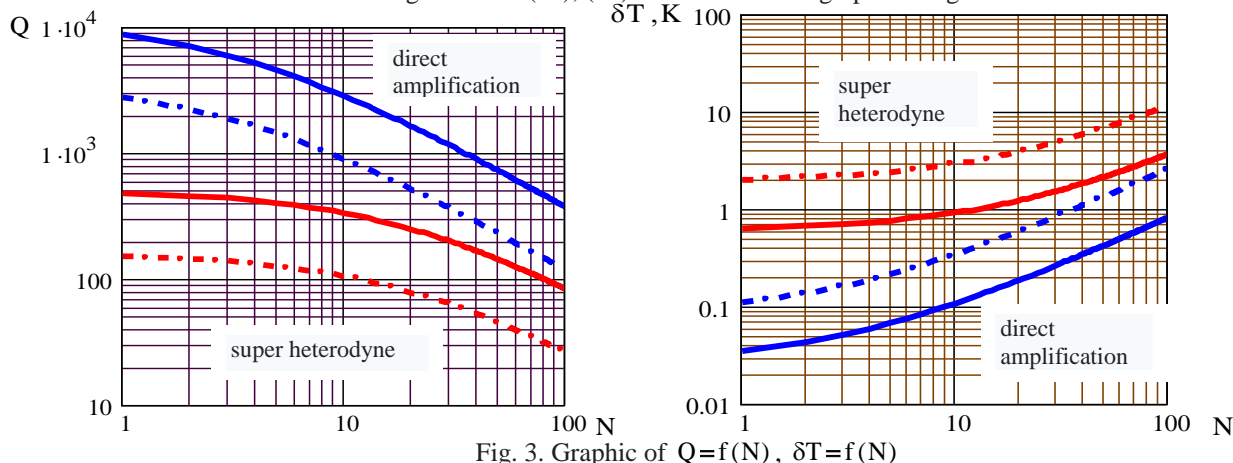


Fig. 3. Graphic of $Q=f(N)$, $\delta T=f(N)$

Analysis of the calculation results (Fig. 3) indicates that the combination of 64 channels into one amplifier-conversion path leads to an increase in inter-channel interference and, as a consequence, to a deterioration in the sensitivity of each channel.

For the super heterodyne RM, the degradation of the sensitivity in comparison with the single-channel modulation RM is ~ 6 times. The sensitivity of direct amplification RM (at $N=64$) deteriorates 12 times compared to a single-channel modulation PM.

In this case, it is advisable to introduce a limitation on the number of combined channels per amplifier-conversion path. So, when combining, for example, 16 channels ($N=2^4$) per one path, the sensitivity of each channel remains high enough: $\delta T \cong 1\text{K}$ – for super heterodyne RM, $\delta T=0,15\text{K}$ – for RM direct amplification ($\tau=0,1\text{s}$). In this case, the number of amplifying-conversion paths with the total number of channels in the matrix is $N=64$, equal to four.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors ORCID ID

V. M. Bykov  <https://orcid.org/0000-0003-2770-5572>

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- Slipchenko V. Analysis of the NATO military campaign against Yugoslavia in the spring of 1999 Center for the Analysis of Strategies and Technologies [Text] / Arms Export, 2000. – No.3.
- Антюфеев В.И., Быков В.Н., Гричанюк А.М., Иванченко Д.Д., Колчигин Н.Н., Краюшкин В.А., Сотников А.М. Матричные радиометрические корреляционно-экстремальные системы навигации летательных аппаратов: Монография [Текст]. Харьков: Изд-во ООО «Щедрая усадьба плюс»; 2014. 372 с.
- Gorishniak VP, Denisov AG, Kuzmin SE, Radzikhovsry VN, Shevchuk BM. Passive multichannel millimeter-waves imaging system. In: The Fifth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, millimeter and Submillimeter Waves; 2004 June 21–26; Kharkov, Ukraine. p.202–204. <http://dx.doi.org/10.1109/CRMICO.2004.183400>
- Ав. св. № 1544028. Многоканальный радиометр [Текст] / В.И. Антюфеев, В.Н. Быков и др. – 1989. – 6.
- Антюфеев В.И. Оптимизация семейства модулирующих функций в многоканальном радиометре. Сообщение 1 [Текст] // Радиотехника, 1997. – Вып. 101. – С. 16–20.

REFERENCES

- Slipchenko V. Analysis of the NATO military campaign against Yugoslavia in the spring of 1999 Center for the Analysis of Strategies and Technologies [Text] / Arms Export, 2000. – No. 3.
- Antyufeev VI, Bykov VN, Grichanyuk AM, Ivanchenko DD, Kolchigin NN, Kraushkin VA, Sotnikov AM. Matrix radiometric correlation-extremal navigation systems of aircraft: Monograph [Text]. Kharkov: Publishing house of LLC «Generous estate plus»; 2014. 372 p.
- Gorishniak VP, Denisov AG, Kuzmin SE, Radzikhovsry VN, Shevchuk BM. Passive multichannel millimeter-waves imaging system [Text]. In: The Fifth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, millimeter and Submillimeter Waves. Symposium Proceedings; 2004 June 21–26; Kharkov, Ukraine. p. 202–204. <http://dx.doi.org/10.1109/CRMICO.2004.183400>
- Av. St. No. 1544028. Multichannel radiometer [Text] / V.I. Antyufeev, V.N. Bykov et al., 1989. – P. 6.
- Antyufeev V.I. Optimization of a family of modulating functions in a multichannel radiometer. Communication 1 [Text] // Radio engineering, 1997. – Issue. 101. – P. 16 – 20.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-02>

УДК 621.391

OPTIMIZATION OF THE NUMBER OF CHANNELS OF A MULTICHANNEL RADIOMETRIC RECEIVER

V. N. Bykov, G. Yu. Miroshnik, T. V. Miroshnik

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

E-mail: bykov@karazin.ua

Received April 27, 2021

Background: Improving the positioning accuracy of passive radiometric correlation-extreme navigation systems (RM CENS) of aircraft (AC) by landmarks depends on the ability of information RM sensors of systems to form two-dimensional images of ground objects in real time. The use of matrix RM sensors, which are based on multichannel RM receivers of the millimeter wave range (MMW), makes it possible to realize the required speed of the CENS

Objectives: The aim of the work is to optimize the number of multiplexed channels per one amplifying-converting path of a multi-channel RM receiver with linear multiplexing and separation of channels according to the form of signals.

Materials and methods: As an optimization criterion in this work, it is proposed to use the gain in sensitivity obtained as a result of the use of a multichannel RM receiver with linear multiplexing and signal waveform separation in comparison with the sensitivity of a RM receiver with time division multiplexing.

Results: As a result of the analysis of the process of functioning of a multichannel RM receiver with time division multiplexing in this work a relation was obtained for the sensitivity of an individual channel of a RM receiver with time division multiplexing.

Conclusions: It can be concluded that it is optimal to create a matrix RM receiver based on combining 16 RM channels of the superheterodyne type into one amplifier-conversion path. In this case, the total number of amplifying-converting paths is equal to four. The sensitivity of each channel remains high enough.

KEY WORDS: millimeter-wave radiometric receiver.

ОПТИМІЗАЦІЯ КІЛЬКОСТІ КАНАЛІВ БАГАТОКАНАЛЬНОГО РАДІОМЕТРИЧНОГО ПРИЙМАЧА

В. Н. Биков, Г. Ю. Мірошник, Т. В. Мірошник

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022,

м. Харків, Україна

Актуальність: Підвищення точності визначення місцезнаходження пасивних радіометричних кореляційно-екстремальних систем навігації (РМ КЕСН) літальних апаратів (ЛА) по наземних орієнтирах залежить від здатності інформаційних РМ датчиків систем формувати двовимірні зображення наземних об'єктів в реальному масштабі часу. Застосування матричних РМ датчиків, основою яких є багатоканальні РМ приймачі міліметрового діапазону хвиль (ММД), дозволяє реалізувати необхідну швидкодію КЕСН [1,2].

Мета роботи: Метою роботи є оптимізація кількості каналів, що ущільнюються на один підсилювально-перетворювальні тракт багатоканального РМ приймача ММД з лінійним ущільненням і розділенням каналів за формою сигналів.

Матеріали та методи: В якості критерію оптимізації в даній роботі пропонується використовувати вирахи в чутливості, що отримується в результаті застосування багатоканального РМ приймача з лінійним ущільненням і розділенням каналів за формою сигналів в порівнянні з чутливістю РМ приймача з тимчасовим ущільненням каналів.

Результати: В результаті аналізу процесу функціонування багатоканального РМ приймача з тимчасовим ущільненням каналів в даній роботі отримано співвідношення для чутливості окремого каналу РМ приймача з тимчасовим ущільненням каналів.

Висновки: Можна зробити висновок про те, що оптимальним є створення матричного РМ приймача на основі об'єднання 16 РМ каналів супергетеродинамичного типу на один підсилювально-перетворювальні тракт. При цьому загальна кількість підсилювально-перетворювальних трактів дорівнює чотирьом. Чутливість кожного каналу залишається досить високою.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: радіометричний приймач міліметрового діапазону хвиль.

ОПТИМІЗАЦІЯ КОЛИЧЕСТВА КАНАЛОВ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО ПРИЕМНИКА

В.Н. Быков, Г. Ю. Мирошник, Т. В. Мирошник

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, 61022, г. Харьков,

Украина

Актуальность: Повышение точности местоопределения пассивных радиометрических корреляционно-экстремальных систем навигации (РМ КЭСН) летательных аппаратов (ЛА) по наземным ориентирам зависит

от способности информационных РМ датчиков систем формировать двумерные изображения наземных объектов в реальном масштабе времени. Применение матричных РМ датчиков, основой которых являются многоканальные РМ приемники миллиметрового диапазона волн (ММД), позволяет реализовать требуемое быстродействие КЭСН.

Цель работы: Целью работы является оптимизация количества уплотняемых каналов на один усилительно-преобразовательный тракт многоканального РМ приемника ММД с линейным уплотнением и разделением каналов по форме сигналов.

Материалы и методы: В качестве критерия оптимизации в данной работе предлагается использовать выигрыш в чувствительности, получаемый в результате применения многоканального РМ приемника с линейным уплотнением и разделением каналов по форме сигналов по сравнению с чувствительностью РМ приемника с временным уплотнением каналов.

Результаты: В результате анализа процесса функционирования многоканального РМ приемника с временным уплотнением каналов в данной работе получено соотношение для чувствительности отдельного канала РМ приемника с временным уплотнением каналов.

Выводы: Можно сделать вывод о том, что оптимальным является создание матричного РМ приемника на основе объединения 16 РМ каналов супергетеродинного типа на один усилительно-преобразовательный тракт. При этом общее количество усилительно-преобразовательных трактов равно четырем. Чувствительность каждого канала остается достаточно высокой $\delta T \cong 1 \text{ K}$.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиометрический приемник миллиметрового диапазона волн.

PROBLEM STATEMENT

Formulation of the problem. Improving the positioning accuracy of passive radiometric (RM) correlation-extreme navigation systems of aircraft on landmarks depends on the ability of information RM sensors systems to form two-dimensional images of ground objects in real time. The use of matrix RM sensors, which are based on multichannel RM receivers of the millimeter wavelength band (MMWB), makes it possible to realize the required speed of the correlation-extreme navigation systems [1 – 3].

Analysis of the literature. Multichannel RM receiver MMWB can be made either in the form of a set of receiving channels (matrix of receivers), or according to the scheme of multiplexing channel signals to a common amplifier-converting path [2, 3].

In [2, 3], a functional diagram (Fig. 1) is shown that implements the method of linear multiplexing with channel separation according to the waveform, as well as the method of time multiplexing of channels. In [3], as a result of analyzing the passage of signals from a large number of channels through a common amplifier-conversion path, relations were obtained for the sensitivity and signal-to-noise ratio at the output of each individual channel of a multichannel RM receiver.

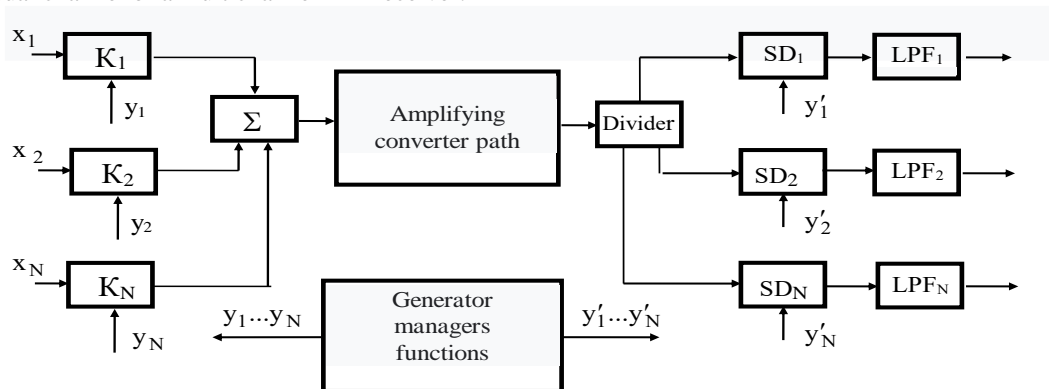


Fig. 1. Functional diagram of a multichannel RM receiver with linear multiplexing and channel separation according to the waveform

Multichannel RM MMB receiver with linear signal waveform multiplexing functions as follows. The useful signal is a narrow-band normally distributed noise with a spectrum width and Δf a radio brightness temperature T_{ci} proportional to the radiation intensity of the sighted area of the surface or an object at the input of the i -th channel.

With the help N of switches (K_i), signals (x_i) are modulated in each channel by orthogonal digital functions from the family, which is built on the basis of the ensemble of Walsh functions (y_i) [4, 5]. Further, the signals of all channels are fed to the input of the adder and to the common amplifier-conversion path, where the noise of the RM receiver with power is added to the signal T_N .

If the receiver is made according to a super heterodyne circuit, the amplifying-converting path contains a frequency converter (mixer and local oscillator), an intermediate frequency amplifier and a square-law detector. In the case of constructing a receiver according to a direct amplification scheme, this path contains several stages of low-noise high-frequency amplifiers and a square-law detector.

Further, the mixture of signal and noise, passing through the square-law detector, is divided by power N into channels and fed to synchronous detectors (SD_i), to the second inputs of which demodulating functions from the family of inverted Walsh functions arrive (y_i^1). The low-pass filter (LPF) integrates the signal with the noise structure over time τ .

Taking into account the orthonormality of the Walsh functions, the signal at the output of each channel is proportional to the intensity (power) of the signal at the input of this channel (x_i).

In the case of time-division multiplexing of channels, the functional diagram of the multichannel RM [3] does not change. The difference is that the switches are connected in series to the adder.

For the case when the brightness temperatures of signals at all inputs are equal to the maximum value $T_{ci} = T_c$, $i \in \overline{1, N}$, the ratio for the sensitivity of an individual channel of a multichannel RM receiver can be represented as [3]:

$$\delta T = \frac{2T_N}{\sqrt{\Delta f \tau}} \sqrt{1 + Nq + \frac{N(N+1)}{4} q^2}, \quad (1)$$

where $q = \frac{T_s}{T_N}$ – is the signal-to-noise ratio at the input of each RM channel.

An analysis of the results of calculations by formula (1) shows that combining, for example, 64 channels per one amplifier-conversion path leads to an increase in inter-channel interference and, as a consequence, to a deterioration in the sensitivity of each channel.

For a super heterodyne RM receiver, the degradation in sensitivity compared to a single-channel modulation RM is ~ 6 times. The sensitivity of direct amplification RM (at $N=64$) deteriorates by a factor of 12 in comparison with a single-channel modulation RM (at $\tau=0,1s$). It seems expedient to limit the number of channels (channel signals) multiplexed into one amplifying-converting path of a multichannel RM receiver.

Purpose of work. The aim of the work is to optimize the number of multiplexed channels per one amplifying-converting path of a multi-channel RM receiver MMB with linear multiplexing and separation of channels according to the form of signals.

RESEARCH MATERIALS

As an optimization criterion in this work, it is proposed to use the gain in sensitivity obtained as a result of the use of a multichannel RM receiver with linear multiplexing and waveform separation of channels in comparison with the sensitivity of a RM receiver with time division multiplexing.

As a result of the analysis of the process of functioning of a multichannel RM receiver with time division multiplexing, the diagram of which is given in [4], in this work a relation was obtained for the sensitivity of an individual channel of a RM receiver with time division multiplexing of channels:

$$\delta T' = \frac{2\sqrt{N} T_N}{\sqrt{\Delta f \tau}}. \quad (2)$$

In the case of time multiplexing (2) at the same exposure time (signal accumulation time τ) of one element (pixel) of the image, the sensitivity deteriorates in times \sqrt{N} .

The result of dividing the right-hand side of expressions (2) and (1) characterizes the gain in the sensitivity of a separate channel for different compaction methods at the same parameter values $\Delta f, \tau$:

$$\delta T = \frac{\delta T'}{\delta T} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{N} + q + \frac{N+1}{4} q^2}}. \quad (3)$$

Figure 2 shows the dependencies $\delta T(N)$. The calculations were carried out for two values of the input signal. The value $T_c = 300 \text{ K}$ corresponds to the maximum input signal of the RM channel. In this case, the signal-to-noise ratio for a super heterodyne RM receiver $q = 0,1$ ($T_m = 3000 \text{ K}$), for a direct amplification receiver $q = 0,6$ ($T_m = 500 \text{ K}$) (curves 1, 2 in Fig. 2).

The value $T_c = 5K$ corresponds to the real case of receiving a low-intensity input signal of the RM of the MMB receiver. In this case, the signal-to-noise ratio for the super heterodyne RM receiver $q = 0,0016$, for the RM receiver of direct amplification $q = 0,01$ ($T_m = 500K$) (curves 3, 4, Fig. 2).

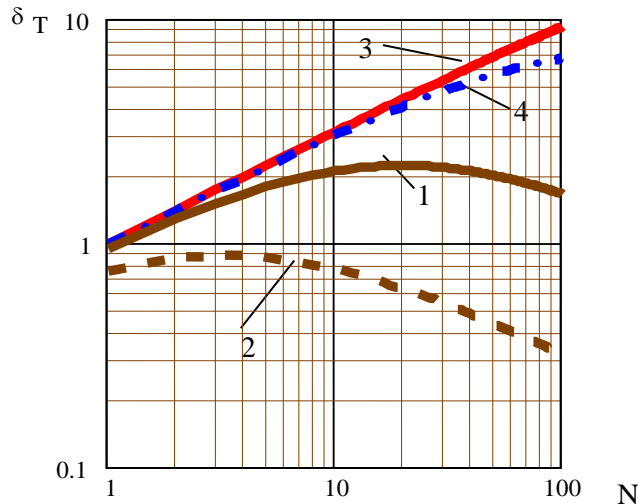


Fig. 2. Dependency graph $\delta_T = N$

The range of values $\delta_T \geq 1$ corresponds to the gain in the sensitivity of a multichannel RM with multiplexing of the channels in the form of signals.

For super heterodyne RM receivers, this region exists over the entire range of values under consideration N (curve 1 in Fig. 2).

The maximum gain is observed with the number of compressed channels $N = 16 - 20$.

In the case of the RM receiver of direct amplification, due to the significant influence of the signals of adjacent channels on the quality of the formed image, the gain in sensitivity compared to the sensitivity of the RM receiver with time division multiplexing is not observed (curve 2).

The maximum approximation of the sensitivity of the multichannel RM with linear waveform division to the sensitivity of the RM with time division is observed for $N = 3 \dots 6$ the channel values.

If a multichannel RM receiver receives a small input signal ($T_c = 5K$), due to a weak interfering effect of input signals on the output signal-to-noise ratio, there is a significant gain in sensitivity for a multichannel RM receiver with linear channel multiplexing in signal shape, both for a super heterodyne receiver and for a RM receiver direct amplification.

CONCLUSIONS

Thus, we can conclude that it is optimal to create a matrix RM receiver based on combining 16 RM channels of the super heterodyne type into one amplifier-conversion path. In this case, the total number of amplifying-converting paths is equal to four. The sensitivity of each channel remains high enough $\delta T \cong 1K$.

Combining 16 channels of direct amplification RM receivers into one amplifier-conversion path is also possible. Although the sensitivity in this case deteriorates in comparison with the single-channel modulation RM by a factor of 5 ... 6, the absolute value of the sensitivity ($\delta T = 0,04 \dots 0,2K$ at $\tau = 0,1s$) remains quite acceptable for the stable operation of the RM correlation-extreme navigation systems MMB.

The advantage of the applied method of linear compaction in comparison with time compaction is an increase in the exposure time of each individual element of the frame by \sqrt{N} times, with a significant reduction in the cost of the design of a multichannel RM receiver (16 times, respectively), and as a consequence, a decrease in the cost of the entire matrix RM sensor (taking into account the cost of a multi-beam antennas and processing systems).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors ORCID ID

V. M. Bykov  <https://orcid.org/0000-0003-2770-5572>

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Gorishniak VP, Denisov AG, Kuzmin SE, Radzikhovsry VN, Shevchuk BM. Passive multichannel millimeter-waves imaging system [Text]. In: The Fifth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, millimeter and Submillimeter Waves. Symposium Proceedings. 2004 June 21–26; Kharkov, Ukraine. p. 202–204. <http://dx.doi.org/10.1109/CRMICO.2004.183400>
2. Антюфеев ВИ, Быков ВН, Макаренко БИ. Применение принципов радиометрии в корреляционно-экстремальных системах навигации летательных аппаратов по наземным ориентирам [Текст]. Научно-виробничий журнал Арсенал ХХІ сторіччя, 2002;1:37–41.
3. Ав. св. № 1544028. Многоканальный радиометр [Текст] / В.И. Антюфеев, В.Н. Быков и др. – 1989. – 6 с.
4. Антюфеев ВИ, Султанов АС и др. Синтез многоканального радиометра с частично заданной структурой. Сообщение 1 [Текст]. Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1990;95:45–52.
5. Антюфеев ВИ. Оптимизация семейства модулирующих функций в многоканальном радиометре. Сообщение 1 [Текст]. Радиотехника. 1997; 101:16–20.

REFERENCES

1. Gorishniak VP, Denisov AG, Kuzmin SE, Radzikhovsry VN, Shevchuk BM. Passive multichannel millimeter-waves imaging system [Text]. In: The Fifth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, millimeter and Submillimeter Waves. Symposium Proceedings. 2004 June 21–26; Kharkov, Ukraine. p. 202–204. <http://dx.doi.org/10.1109/CRMICO.2004.183400>
2. Antyufeev VI, Bykov VN, Makarenko BI. Application of the principles of radiometry in correlation-extreme systems of navigation of aircraft by ground reference points [Text]. Science journal Arsenal XX1 storichya. 2002;1:37–41.
3. Av. St. No. 1544028. Multichannel radiometer [Text] / V.I. Antyufeev, V.N. Bykov and others, 1989. -- 6 p.
4. Antyufeev VI, Sultanov AS. et al. Synthesis of a multichannel radiometer with a partially specified structure. Communication 1 [Text]. Radio engineering: Vseukr. mezhved. scientific and technical Sat. 1990;95:45–52.
5. Antyufeev VI. Optimization of a family of modulating functions in a multichannel radiometer. Communication 1 [Text]. Radio engineering. 1997;101:16–20.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-03>

УДК 621.382.2

ОСОБЛИВОСТІ РОЗВИТКУ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СПОЛУКАХ InGaN ТА InAlN

К. Г. Приходько, О. В. Боцула, В. О. Зозуля

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,
м. Харків, 61022, Україна

E-mail: Kyrylo.Prykhodko@karazin.ua

Надійшла до редакції 20 квітня 2021 р.

Актуальність. Унікальне спектральне положення частот терагерцового діапазону визначає труднощі розвитку компактних твердотільних джерел терагерцового випромінювання. У більшості випадків відбувається витіснення робочих частот існуючих пристроїв у терагерцову частину спектру. Відомо, що ударна іонізація, особливо у своїй початковій стадії, є досить швидкоплинним процесом, який можна використати для покращення частотних властивостей приладів. Часові та просторові обмеження ударної іонізації у сполуках InGaN та InAlN потребують оцінки для визначення перспектив її використання для конструювання приладів у терагерцовому діапазоні.

Метою роботи є визначення величин часових та просторових затримок у розвитку ударної іонізації, що ініціюється електронами, у напівпровідникових сполуках InGaN та InAlN на початковому етапі виникнення ударної іонізації.

Методи і методологія. З використанням багаточастинкового методу Монте-Карло у наближенні однорідного електричного поля проведено моделювання електронного транспорту з врахуванням актуальних механізмів розсіяння, в тому числі розсіяння на сплавному потенціалі та ударної іонізації. Розглядався матеріал з однорідним розподілом складу та матеріал із залежністю складу від координати. Аналізувалися просторові розподіли актів ударної іонізації для ансамблю носіїв заряду, за якими визначалися характерні довжини локалізації ударної іонізації та затримки в часі її виникнення.

Результати. В сполуках InGaN та InAlN при напруженостях електричного поля більших 100 кВ/см часи виникнення ударної іонізації на початковій стадії її розвитку становлять менше 2 пс, а при вмісті відповідно Ga та Al менше 60 % можуть бути на порядок меншими. Довжини, на яких електрон набирає енергію для створення акту ударної іонізації у розглянутому випадку, складають близько 100- 200 нм і зменшуються із зростанням величини напруженості електричного поля. У випадку сполуки InAlN вони можуть стати менше 50 нм. На розміри області початкового набору енергії можна впливати, використовуючи варизонний шар, у якому ширина заборонено зони зменшується в бік аноду, проте найменші величини “мертвої зони” відповідають однорідним за складом матеріалам.

Висновки. Таким чином, ударну іонізацію на початковій стадії можна використовувати у надвисокачастотних приладах, зокрема як механізм релаксації енергії в терагерцовому діапазоні.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: сполука, молярна частка, варизонний шар, ударна іонізація, напруженість електричного поля, поріг виникнення ударної іонізації, довжина “мертвої зони”, час затримки, розсіяння, сплавний потенціал.

FEATURES OF IMPACT IONIZATION OCCURRING IN SEMICONDUCTOR COMPOUNDS InGaN AND InAlN

К. Н. Prykhodko, O. V. Botsula, V. O. Zozulia

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Background. The unique spectral position of terahertz range determines the difficulties of developing compact solid-state sources of terahertz radiation. In most cases, the operating frequencies of existing devices are displaced in the terahertz part of the spectrum. It is known that impact ionization, especially in its initial stage, is a rather fast process that can be used to improve the devices frequency properties. The temporal and spatial restrictions of impact ionization in InGaN and InAlN compounds need to be evaluated to determine the prospects of its use for the terahertz range devices design.

Purpose of Work. The aim of this work is to determine the values of time and space delays in the development of electron-initiated impact ionization in the InGaN and InAlN semiconductor compounds at the initial stage of impact ionization.

Techniques and Methodology. The modeling of electronic transport was performed using the Ensemble Monte Carlo technique. It takes into account the all actual mechanisms of scattering including the alloy potential scattering and impact ionization. The constant electric field approximation has been considered. The homogeneous materials and the materials with composition depending on coordinate were considered. The spatial distributions of impact ionization acts for a charge carriers ensemble were analyzed to determine a characteristic mean distance a carrier travels before ionizing ("dead space") and a delay time of impact ionization appearing.

Results. The delay times of impact ionization in InGaN and InAlN compounds if electric field strengths greater than 100 kV/cm are less than 2 ps. Delay times can be an order of magnitude lower when Ga and Al content less than 60%,

respectively in InGaN and InAlN. The mean distance a carriers acquire enough energy to impact ionize for this case are about 100-200 nm. This distance decrease with increasing electric field strength and may be less than 50 nm in the case of the InAlN. The dead space length can be changed by using a graded band layer in which the band gap decreases towards the anode. But the smallest values of the "dead space" correspond to homogeneous materials.

Conclusions: Thus, impact ionization at the initial stage can be used in ultrahigh-frequency devices in the terahertz range, in particular, as a mechanism of energy relaxation.

KEY WORDS: compound, molar fraction, graded band layer, impact ionization, electric field strength, impact ionization threshold, dead space length, delay time, scattering, alloy potential.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ InGaN И InAlN

К. Г. Приходько, О. В. Боцула, В. А. Зозуля

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4,
г. Харьков, 61022, Украина*

Актуальность. Уникальное спектральное положение частот терагерцового диапазона определяет трудности развития компактных твердотельных источников терагерцового излучения. В большинстве случаев происходит вытеснение рабочих частот существующих приборов в терагерцовую часть спектра. Известно, что ударная ионизация, особенно в своей начальной стадии, является достаточно быстротекущим процессом, который возможно использовать для улучшения частотных свойств приборов. Временные и пространственные ограничения ударной ионизации в соединениях InGaN и InAlN требуют оценки для определения перспектив ее использования для конструирования приборов в терагерцовом диапазоне.

Целью работы является определение величин временных и пространственных задержек в развитие ударной ионизации, которая инициируется электронами в полупроводниковых соединениях InGaN и InAlN на начальном этапе возникновения ударной ионизации.

Методы и методология. С использованием многочастичного метода Монте-Карло в приближении однородного электрического поля проведено моделирование электронного транспорта с учетом актуальных механизмов рассеивания, в том числе рассеивания на сплавном потенциале и ударной ионизации. Рассматривался материал с однородным распределением состава и материал с зависимостью состава от координаты. Анализировались пространственные распределения актов ударной ионизации для ансамбля носителей заряда, по которым определялись характерные длины локализации ударной ионизации и задержки ее возникновения во времени.

Результаты. В соединениях InGaN и InAlN при напряженностях электрического поля больших 100 кВ/см времена возникновения ударной ионизации на начальной стадии ее развития составляют меньше 2 пс, а при содержании соответственно Ga и Al меньше 60 % могут быть на порядок меньшими. Длины, на которых электрон набирает энергию для создания акта ударной ионизации, для рассмотренного случая составляют порядка 100- 200 нм и уменьшаются с увеличением величины напряженности электрического поля. В случае соединения InAlN они могут стать меньше 50 нм. На размеры области начального набора энергии возможно влиять, используя варизонный слой, в котором ширина запрещенной зоны уменьшается в сторону анода, однако наименьшие размеры "мертвой зоны" соответствуют однородным по составу материалам.

Выводы. Таким образом, ударную ионизацию на начальной стадии можно использовать в сверхвысокочастотных приборах, в частности как механизм релаксации энергии в терагерцовом диапазоне.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: соединение, молярная доля, ударная ионизация, напряженность электрического поля, порог возникновения ударной ионизации, длина "мертвой зоны", время задержки, рассеивание, сплавной потенциал.

ВСТУП

Терагерцова область електромагнітного спектра має ряд суттєвих переваг. Відсутність іонізуючого ефекту, висока інформаційна здатність, здатність проникати крізь непрозорі предмети, можливість спрямованого поширення, які властиві терагерцовому випромінюванню, дали поштовх до розвитку терагерцової технології та пристроїв [1, 2]. Вже сьогодні продемонстровано ряд унікальних систем, що переважають аналоги, які працюють на більш низьких частотах та в оптичному діапазоні. Зокрема великі сподівання пов'язані з реалізацією тривимірної терагерцової візуалізації, терагерцової томографії [3-5] та систем передачі інформації [6].

На сьогодні однією з суттєвих проблем є створення мініатюрних джерел терагерцового випромінювання, що найбільш виражено в довгохвильовій частині терагерцового діапазону (0,3 – 1 ТГц), у якій оптичні методи отримання випромінювання неефективні [7]. Хоча великі успіхи досягнуто з використанням резонансно-тунельних діодів (РТД), величини потужностей, що генеруються РТД є досить малими [8-10]. Певні надії були пов'язані з використанням для генерації квантово-каскадних лазерів [11-13], проте на сьогодні не вдалося створити прилади, які б мали робочу температуру більшу ніж 200 К і, відповідно, не потребували додаткового охолодження. Таким чином, фактично у цій частині терагерцового діапазону домінуючим є підхід, що пов'язаний з розширенням частотного діапазону роботи традиційних приладів в терагерцову область.

Відомо, що робота традиційних малогабаритних приладів, які добре зарекомендували себе як джерела електромагнітного випромінювання на частотах міліметрового діапазону (діоди Гана та лавино-пролітні діоди), обмежена інерційністю механізмів формування негативної диференціальної провідності в них [3]. Для приладів, що працюють на ефекті міждолинного переносу електронів (МПЕ), часові обмеження пов'язані з кінцевими проміжками часу набирання кінетичної енергії (розігрів електронного газу) та кінцевими проміжками часу зворотних переходів електронів з вищих за енергією долин зони провідності в нижню (енергетична релаксація). Фактично всі спроби розширити частотні границі роботи приладів в бік високих частот зводилися до скорочення саме часу розігріву, що забезпечувалося модифікацією структури катодного контакту [14-19]. На сьогодні робоча частота діодів з МПЕ на основній гармоніці становить для діодів на основі GaAs - 200 ГГц та до 300 ГГц для діодів на основі InP [20]. Хороші результати було отримано з використанням у якості матеріалу для діода InGaAs та планарних конструкцій приладів [21]. Експериментальні зразки діодів на основі InGaAs демонструють граничні частоти близько 250 ГГц.

Очевидним рішенням є використання середовища, у якому інерційність процесів набору та релаксації буде більш низькою. Зокрема великі перспективи у цьому напрямку пов'язані з використанням напівпровідникових сполук на основі нітридів [22]. Частоти розсіяння електронів в цих матеріалах на порядок вищі, ніж, наприклад, в GaAs. Комп'ютерне моделювання показало можливість отримати високі робочі частоти приладів з МПЕ та ЛПД на основі цих сполук практично до 1 ТГц [23].

В роботі [24] було запропоновано ідею зменшення часу переходів електронів з вищих долин до основної за рахунок використання ударної іонізації (УІ) за умови, що час її розвитку менший характерних часів міждолинних переходів. Для зменшення впливу дірок, що виникають у цьому процесі, запропоновано використовувати напівпровідникові шари із залежністю вмісту одного із компонентів матеріалу шару від координати (варизонний напівпровідник). Оцінки часів розвитку УІ в варизонних шарах на основі сполуки InGaAs зроблено в [25], де показано, що необхідні вимоги до часів розвитку УІ для варизонного матеріалу на основі InGaAs виконуються.

Метою цієї роботи є отримання аналогічних оцінок для напівпровідникових сполук InGaN, InAlN та варизонних шарів на їх основі.

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ

Модель розрахунку передбачає, що електрони з концентрацію Δn , що входять в область діода з катодного контакту в момент часу $t = t_0$, рухаються в області просторового заряду наявних електронів, концентрація яких n_0 . За умови, що концентрація надлишкових частинок $\Delta n \ll n_0$, введені електрони (первинні) і частинки, які виникають в результаті УІ (вторинні електрони та дірки), не можуть суттєво змінити просторовий розподіл електричного поля. Це дає можливість провести аналіз у наближенні незмінності величини напруженості електричного поля у діоді. Для аналізу процесу розвитку УІ з урахуванням нелокального характеру її розвитку як у часовій, так і просторовій областях, було використано багаточастинковий метод Монте-Карло. Зона провідності у випадку сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ була представлена трьохдолинною моделлю зони провідності з урахуванням нижньої - Γ і верхніх Γ_1 та M-L-долин. Для аналізу сполуки $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ була використана дводолинна модель зони провідності, де було враховано нижню - Γ та верхні M-L-долини. Для нижньої долини зони провідності враховано непараболічність закону дисперсії для кінетичної енергії E_k у вигляді:

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_k^*(1 + \alpha E_k)}, \quad (1)$$

де k - модуль хвильового вектору; $m_k^* = m_0^*(1 + \alpha E_k)$ - ефективна маса, α - коефіцієнт непараболічності, \hbar - модифікована стала Планка. Верхні долини вважалися параболическими. Валентна зона в обох випадках враховувалася підзоною важких дірок Γ_{V1} .

Модельна область мала довжину 1,28 мкм та розбивалася на просторові комірки розміром 10 нм. Передбачалася можливість зміни складу напівпровідникової сполуки z у відповідності до розподілу $z(x)$, де x - вздовжня координата. При цьому параметри матеріалу, що визначають вплив механізмів розсіяння на носії заряду, приймалися незмінними в межах комірки просторової дискретизації і рівними значеннями, що відповідають $z(x)$ у середині інтервалу, що розглядається.

Рівняння руху для електронів та дірок задавалися у вигляді:

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -\nabla E_C(x) + E_{ek} \frac{\nabla m^* + E_{ek} \nabla(m^* \alpha)}{m^*(E_{ek})}, \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{p}_p}{dt} = \nabla E_v(x) + E_{pK} \frac{\nabla m_p^*}{m_p^*(E_{pK})}, \quad (3)$$

де $E_c(x) = e\varphi - \chi(z(x))$ та $E_v(x) = E_c(x) - E_g(z(x))$ - координатні залежності потенціальної енергії для електронів зони провідності та дірок у валентній зоні відповідно; φ - електростатичний потенціал; χ - електронна спорідненість; E_g - ширина забороненої зони; $m^*(E_{eK})$, $m_p^*(E_{pK})$ - залежності ефективної маси електрона (дірки) від кінетичної енергії у відповідності до вибраного закону дисперсії.

Всі деталі моделювання відповідають [16,17,26]. Враховано розсіяння на деформаційних потенціалах оптичних та акустичних фононів, міждолинне розсіяння (як між еквівалентними так і нееквівалентними долинами), полярне оптичне розсіяння, розсіяння на іонізованих домішках та сплавному потенціалі. Величина сплавного потенціалу вибиралася рівною різниці електронної спорідненості у бінарних сполуках.

В Таблиці 1 наведені функціональні залежності параметрів напівпровідникових матеріалів від вмісту In.

Апробація моделі з використанням даних, що наведені в Таблиці 1, проводилася шляхом розрахунку залежностей дрейфової швидкості від напруженості електричного поля у вказаних сполуках. Порівняння отриманих залежностей з аналогічними, отриманими в роботах інших авторів [29,32,33], показало їх високе співпадіння, зокрема характерних значень полів, що відповідають максимальним величинам дрейфової швидкості, величинам максимальної швидкості та швидкості насичення.

Таблиця 1. Залежність параметрів сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ та $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ від молярної частки.

Параметр		$\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$	$\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$
Стала решітки, Å		$3,189+0,356z[27,28,29]$	$3,1+0,445z[27,29,30]$
Густина, $\text{кг}/\text{м}^3$		$(6,15+0,66z) \cdot 1000[28,29,31,32,33]$	$(3,29+3,58z) \cdot 1000[29,30,31,32,33]$
Статична діелектрична стала		$8,9+6,4z[28,31,32,33]$	$8,4+6,9z[31,32,33]$
Високочастотна діелектрична стала		$5,35+3,05z[28,31,32,33]$	$4,77+3,63z[31,32,33]$
Енергія полярних оптичних фононів, eВ		$0,092-0,019z[28,32,33]$	$0,1033-0,0303z[32,33]$
Швидкість звуку, м/с		$5520-350z[28]$	$9060-3890z[28]$
Акустичний деформаційний потенціал, eВ	Г	$10,1-3z[32]$	$10,1-3z[32]$
	Γ_1	$10,1-3z[32]$	
	M-L	$10,1-3z[32]$	$10,1-3z[32]$
Ефективна маса, m^*/m_e	Г	$0,2-0,16z[32]$	$0,33-0,29z[32]$
	Γ_1	$0,4-0,15z[32]$	
	M-L	$0,6+0,4z[32]$	$0,4+0,6z[32]$
Енергетичні мінімуми долин, eВ	Г	$0,7+1,08(1-z)+1,64(1-z)^2[30,32]$	$0,7+6,2(1-z)+2,5z(1-z)[30,32]$
	Γ_1	$5,29-2,815z[32]$	
	M-L	$5,49+2,081z[32]$	$6,7-3,291z[32]$
Коефіцієнт непараболічності, eВ^{-1}	Г	$(1-m_\Gamma^*)^2/\varepsilon_\Gamma[32]$	$(1-m_\Gamma^*)^2/\varepsilon_\Gamma[32]$
	Γ_1	$0[32]$	
	M-L	$0[32]$	$0[32]$
Енергія міждолинних фононів, eВ		$0,092-0,019z[28,32,33]$	$0,1033-0,0303z[32,33]$
Електронна спорідненість, eВ		$4,1+1,7z[33]$	$3,58+2,22z[33]$
Оптичний деформаційний потенціал, eВ/м		0,9	0,9
Енергія оптичних фононів, eВ		$0,092-0,019z[28,32,33]$	$0,1033-0,0303z[32,33]$

ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ РОЗВИТКУ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ В $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$

Було оцінено параметри ударної іонізації в $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ при зміні вмісту індію від 0 до 1 та зміні напруженості електричного поля до 600 кВ/см. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на Рис. 1. Зокрема на Рис.1 а) наведені залежності затримки часу розвитку ударної іонізації (τ), а на Рис.1 б) середньої довжини пробігу електронів (l_i) до початку ударної іонізації від складу сполуки, що відповідають різним величинам напруженості електричного поля.

Для усіх сполук, що розглядалися, найменші часи розвитку ударної іонізації відповідають сполукам з найбільшим вмістом індію ($z > 0,6$). При цьому найменший час затримки виникнення УІ відповідає InN ($z=1$). Його величина складає $1,75 \cdot 10^{-13}$ с при значенні напруженості електричного поля 100 кВ/см, та зменшується при його подальшому зростанні. Для GaN ($z=0$) УІ виникає при напруженості електричного поля близько 500 кВ/см, що приблизно в п'ять разів менше, ніж значення, що відповідає полю пробігу (2-3 МВ/см) [29]. Слід зазначити, що в області значень $z > 0,6$ довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації становить менше 200 нм. Проведений аналіз обмежений величиною 1,2 мкм, коли носій заряду пролітає через аналізовану область без виникнення УІ.

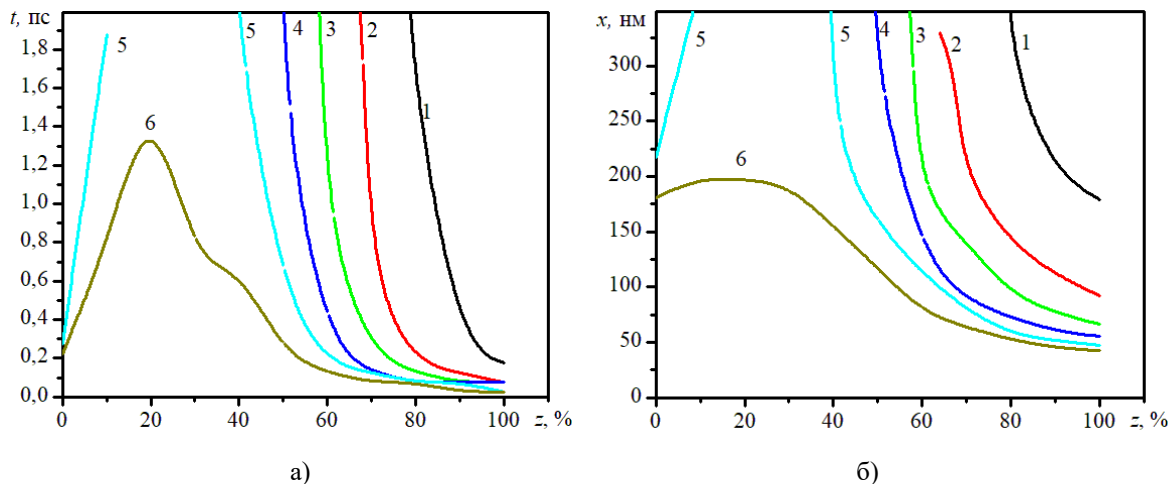


Рис. 1. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації б) для однорідного за складом напівпровідника на основі $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ в залежності від молярної частки In при різних величинах напруженості електричного поля : 1 – 100 кВ/см; 2 – 200 кВ/см; 3 – 300 кВ/см; 4 – 400 кВ/см; 5 – 500 кВ/см; 6 – 600 кВ/см.

Fig. 1. The delay time before starting of the impact ionization a) and mean free path of electrons before starting of the impact ionization b) for homogeneous semiconductors based on $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ mole fraction dependencies at different values of electric field strength: 1 – 100 kV/cm; 2 – 200 kV/cm; 3 – 300 kV/cm; 4 – 400 kV/cm; 5 – 500 kV/cm; 6 – 600 kV/cm.

Необхідно відмітити, що зростання l_i , що спостерігається для сполук $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$, у яких частка In складає близько 0,7- 0,8, є більш вираженим, що пояснюється суттєвим впливом розсіяння на сплавному потенціалі і пов'язане з величиною електронної спорідненості GaN та InN .

Порівняння параметрів l_i та τ в $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ з аналогічними характеристиками для сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$, що були проаналізовані в [25], показують, що вони практично співпадають для InN та InAs , проте, при вмісті In $z < 0,5$ довжина “мертвої зони” в $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ є в 1,5- 2 рази коротша, ніж це має місце для в $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$. Відповідно, час розвитку ударної іонізації у вказаному інтервалі складу практично втричі менший, ніж в сполуках $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$. Таким чином, можна сподіватися, що використовуючи сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ для створення високочастотних приладів, в основі роботи яких лежить УІ, можна отримати більш високі робочі частоти. Проте суттєвою перешкодою на шляху використання УІ може стати дуже низька рухливість дірок, величина якої взагалі для усіх нітридних сполук становить менше $100 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, що пов'язано зі значною величиною ефективною маси дірок в них. Тому практичне застосування УІ в приладах на основі нітридних сполук потребує нових рішень, що дозволять зменшити час життя дірок у приладі. З цієї точки зору представляє інтерес випадок матеріалу, склад якого змінюється від катоду до аноду (варизонний шар). Оскільки розглядається напівпровідник n – типу, то наявність варизонного шару не впливає на величину напруженості електричного поля, яку в модельній задачі, що розглядається, можна вважати постійною. Проте він суттєво впливає на локалізацію УІ в просторі за рахунок координатної залежності ширини забороненої зони, а також процесів розсіяння, зокрема за рахунок значного впливу

розсіяння на сплавному потенціалі. На Рис.2 показані залежності довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації від величини напруженості електричного поля для різних розподілів складу напівпровідника від координати, які було задано у вигляді гаусівського розподілу з різним значенням складу на катоді z_K і аноді z_A .

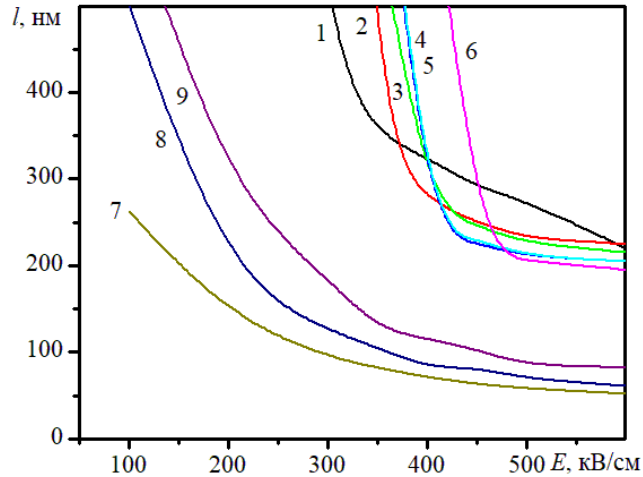


Рис. 2. Залежність довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації від величини напруженості електричного поля для випадку варизонного напівпровідникового шару на основі $\text{In}_2\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ з різною часткою In на катоді та аноді ($z_K - z_A$): 1 – 1-0,8; 2 – 1- 0,6; 3 – 1- 0,4; 4 – 1-0,3; 5 – 1-0,2; 6 – 1- 0; 7 – 0,2 -0; 8 – 0,3- 0; 9 – 0,4-0.

Fig. 2 Mean free path electrons dependencies at values of electric field strength for graded band semiconductors layer based $\text{In}_2\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ with different In mole's fraction on cathode d and anode ($z_K - z_A$) before impact ionization starting: 1 – 1-0,8; 2 – 1- 0,6; 3 – 1- 0,4; 4 – 1-0,3; 5 – 1-0,2; 6 – 1- 0; 7 – 0,2 -0; 8 – 0,3- 0; 9 – 0,4-0.

Найменші величини довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації спостерігаються у випадку використання $z_A = 0$ та $z_K \leq 0,3$. У цьому випадку УІ виникає при найменших величинах напруженості поля. З іншого боку, за умови, що катодний контакт являє собою GaN, найменші величини l_i та τ відповідають максимальній різниці складу на кінцях розрахункової області, що знаходиться у відповідності до результатів, що отримано для $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$. Для цього випадку час розвитку ударної іонізації за напруженості електричного поля порядку сотень кВ/см складає близько 10^{-13} с і слабо залежить від величини напруженості.

ОЦІНКИ ЧАСУ РОЗВИТКУ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ В InAlN

Було оцінено параметри ударної іонізації в $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ при зміні вмісту індію від 0 до 1 та зміні напруженості електричного поля до 1400 кВ/см. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на Рис. 3.

Суттєвою, у порівнянні з попередніми розглянутими сполуками, є більш сильна залежність l_i та τ від напруженості електричного поля та відповідно їх менші величини. Так при значеннях напруженості електричного поля $E > 200$ кВ/см ударна іонізація розвивається на довжині меншій за 150 нм. При цьому при великому вмісті індію ($z > 0,7$) час розвитку ударної іонізації в цілому не перевищує $\tau < 5 \cdot 10^{-13}$ с, що є найменшим значенням, якщо розглядати діапазон зміни z .

Слід зауважити, що наведені результати отримані з використанням дводолінної моделі зони провідності (з врахуванням Г та М-L-долини). Це наближення буде справедливим у випадку, коли міждолинне перенесення електронів спостерігається в напівпровідниковому матеріалі $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ з малим вмістом In та у випадку, коли ударна іонізація настає раніше, ніж міждолинне перенесення електронів $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ для сполук з малим вмістом Al.

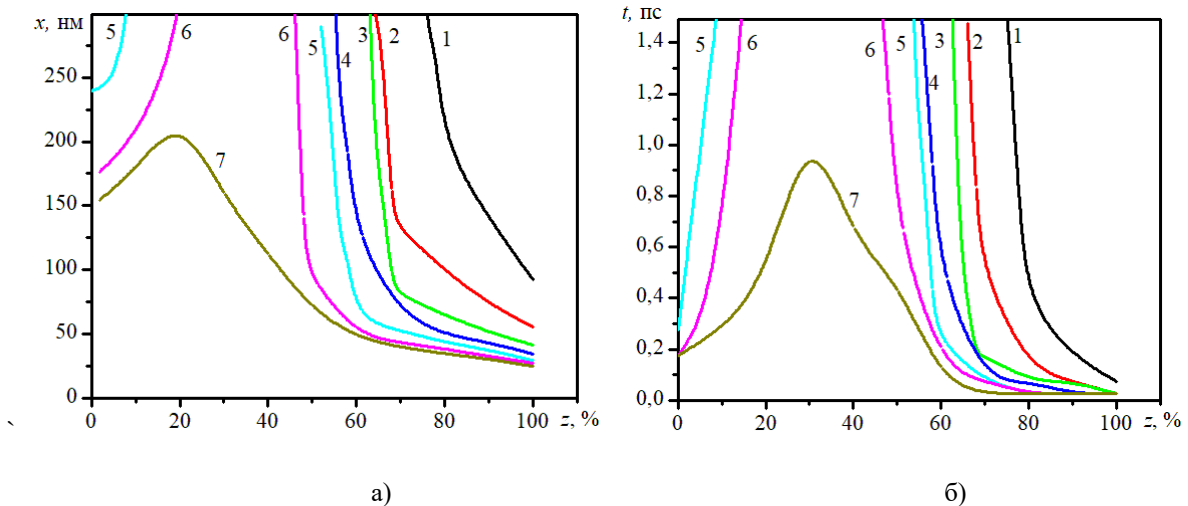


Рис. 3. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації для однорідного за складом напівпровідника на основі $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ в залежності від молярної частки In: 1 – 200 кВ/см; 2 – 400 кВ/см; 3 – 600 кВ/см; 4 – 800 кВ/см; 5 – 1000 кВ/см; 6 – 1200 кВ/см; 7 – 1400 кВ/см.

Fig. 3. The delay time before starting of the impact ionization a) and electron`s mean free path before starting of the impact ionization for homogeneous semiconductors based on $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{N}$ with different In mole`s fraction: 1 – 200 kV/cm; 2 – 400 kV/cm; 3 – 600 kV/cm; 4 – 800 kV/cm; 5 – 1000 kV/cm; 6 – 1200 kV/cm; 7 – 1400 kV/cm.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. В сполуках InGaN та InAlN при напруженостях електричного поля більших 100 кВ/см часи виникнення ударної іонізації на початковій стадії її розвитку становлять менше 2 пс, а при вмісті відповідно Ga та Al менше 60 % можуть бути на порядок меншими.

2. Довжини, на яких електрон набирає енергію для створення акту ударної іонізації, для розглянутого випадку складають близько 100-200 нм і зменшуються із зростанням величини напруженості електричного поля. У випадку сполуки InAlN вони можуть стати менше 50 нм.

3. На розміри області початкового набору енергії та час розвитку ударної іонізації можна впливати, використовуючи варизонний шар, у якому ширина забороненої зони зменшується в бік аноду, проте найменші величини “мертвої зони” відповідають однорідним за складом матеріалам.

4. Враховуючи, що час розвитку ударної іонізації за певних умов є меншим, ніж характерні часи розсіяння у розглянутих напівпровідникових сполуках, ударну іонізацію на початковій стадії можна використовувати у надвисокочастотних приладах, зокрема в приладах терагерцового діапазону, наприклад, як механізм релаксації енергії.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Дослідження Приходька К. Г. та Боцули О. В. виконано в рамках держбюджетної НДР, заданою МОН України (номер держреєстрації 0120U102290).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

К. Н. Prykhodko <https://orcid.org/0000-0001-7627-1171>

О. В. Botsula <https://orcid.org/0000-0002-2809-9482>

В. О. Zozulia <https://orcid.org/0000-0002-7371-5424>

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Hangyo M. Development and future prospects of terahertz technology. Japanese Journal of Applied Physics. 2015; 54(12): 120101-1–120101-16. <https://doi.org/10.7567/JJAP.54.120101>
2. Mittleman DM. Perspective: Terahertz science and technology. Journal of Applied Physics. 2017; 122(23):

- 230901-1–230901-12. <https://doi.org/10.1063/1.5007683>
3. Song HJ, Nagatsuma T, editors. Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications. Pan Stanfor, New York; 2015. 606 p.
 4. Isogawa T, Kumashiro T, Song HJ, Ajito K, Kukutsu N, Iwatsuki K, et al. Tomographic Imaging Using Photonically Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2012; 2(5): 485–492. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2208745>
 5. Chan WL, Daniel JA, Mittleman D. Imaging with Terahertz Radiation. Reports on Progress in Physics. 2007; 70(8): 1325–1379. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/8/R02>
 6. Ahi K. Review of GaN-based devices for terahertz operation. Optical engineering. 2017; 56(9): 090901-1–090901-14. <https://doi.org/10.1117/1.OE.56.9.090901>
 7. Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H, Linfield E, Davies A, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. Nature. 2002; 417: 156–159. <https://doi.org/10.1038/417156a>
 8. Suzuki S, Asada M, Teranishi A, Sugiyama H, Yokoyama H. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature. Applied Physics Letters. 2010; 97(24): 242102-1– 242102-3. <https://doi.org/10.1063/1.3525834>
 9. Feiginov M, Sydlo C, Cojocari O, Meissner P. Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz. Applied Physics Letters. 2011; 99(3): 233506-1– 233506-3. <https://doi.org/10.1063/1.3667191>
 10. Izumi R, Suzuki S, Asada M. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves; 2017; Cancun, Mexico. p. 788–791. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2017.8066877>
 11. Lyakh A, Maulini R, Tsekoun A, Go R, Pflug C, Diehl L, et al. 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach. Applied Physics Letters. 2009; 95(14): 141113-1– 141113-3. <https://doi.org/10.1063/1.3238263>
 12. Zhang SY, Revin DG, Cockburn JW, Kennedy K, Krysa AB, and Hopkinson M. $\lambda \sim 3.1$ mm room temperature InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers. Applied Physics Letters. 2009; 94(3): 031106-1– 031106-3. <https://doi.org/10.1063/1.3073865>
 13. Rochat M, Ajili L, Willenberg H, Faist J, Beere H, Davies G, et al. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. Applied Physics Letters. 2002; 81(8): 1381– 1383. <https://doi.org/10.1063/1.1498861>
 14. Kal'fa AA, Konoplyannikov SN, Poresch SB, Tager AS. Contact heating of electrons and dynamics of domains in short gunn diodes. Soviet physics. Semiconductors. 1981; 15(7): 784– 786.
 15. Eastman LF. Electron ballistic enjection and extraction for very high efficiency, high frequency transferred electron devices. United States patent US 4,649,405. 1987 Mar 10.
 16. Friscourt MR, Rolland PA, Pernisek M. Heterojunction Cathode Contact Transferred Electron Oscillators. IEEE Electron Device Lett. 1985; 6(10): 497– 499. <https://doi.org/10.1109/edl.1985.26207>
 17. Eisele H, Naftaly M, Fletcher JR, Steenson DP, Stone MR. The Study of Harmonic-Mode Operation of GaAs TUNNETT Diodes and InP Gunn Devices Using a Versatile Terahertz Interferometer. Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz; 2004; Northampton, United States. p. 336– 400.
 18. Eisele H, Kamoua R. Submillimeter-wave InP Gunn devices. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2004; 52(10): 2371 - 2378. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2004.835974>
 19. Eisele H. Third-Harmonic Power Extraction From InP Gunn Devices up to 455 GHz. IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2009; 19(6): 416– 418. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2009.2020044>
 20. García S, Pérez S, Íñiguez-De-La-Torre I, Mateos J, González T. Comparative Monte Carlo analysis of InP- and GaN-based Gunn diodes. Journal of Applied Physics. 2014; 115(4): 44510-1– 44510-7. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4863399>
 21. Papageorgiou V, Khalid A, Li C, Cumming DRS. Cofabrication of Planar Gunn Diode and HEMT on InP Substrate. IEEE Transactions on Electron Devices. 2014; 61(8): 2779 – 2784. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2014.2331368>
 22. Morkoc H, editor. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim; 2009. 1311 p.
 23. Barry EA, Sokolov VN, Kim KW, Trew RJ. Terahertz generation in GaN diodes in the limited space-charge accumulation mode. Journal of Applied Physics. 2008; 103(12): 126101-1–126101-3. <https://doi.org/10.1063/1.2946717>
 24. Botsula OV, Prykhodko KH. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by GaIn1-zAs diodes using impact ionization. Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019; 11(2): 02009-1 - 02009-5.
 25. Боцула ОВ, Приходько КГ, Шевченко ОР. Частотні можливості варизонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія “Радіофізика та електроніка”. 2017; 27: 85–89.
 26. Adachi S. GaAs, AlAs, and AlxGa1-xAs: Material parameters for use in research and device applications.

- Journal of Applied Physics. 1985; 58(3): 1–29. <https://doi.org/10.1063/1.336070>
27. Vurgaftman I, Meyer JR, Ram-Mohan LR. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*. 2001; 89(11): 5815–5875. <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
 28. Donmez O, Gunes M, Erol A, Arikan C, Balkan N, Schaff W. The role of dislocation-induced scattering in electronic transport in $GaxIn1-xN$ alloys. *Nanoscale Research Letters*. 2012; 7: 490–490-6. <https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-490>
 29. Piprek J, editor. *Nitride Semiconductor Devices Principles and Simulation*. Weinheim: Wiley-VCH; 2007. 519 p.
 30. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. Chichester: Wiley; 2009. 424 p.
 31. Rüdiger Q. *Gallium Nitride Electronics*. Berlin: Springer; 2008. 470 p.
 32. Siddiqua P, Hadi WA, Shur, MS, O’Leary SK. A 2015 perspective on the nature of the steady-state and transient electron transport within the wurtzite phases of gallium nitride, aluminum nitride, indium nitride, and zinc oxide: a critical and retrospective review. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 2015; 26(7): 4475-4512.
 33. Morkoç H. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth*. Weinheim: Wiley-VCH; 2008. 1257 p.

REFERENCES

1. Hangyo M. Development and future prospects of terahertz technology. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2015; 54(12): 120101-1–120101-16. <https://doi.org/10.7567/JJAP.54.120101>
2. Mittleman DM. Perspective: Terahertz science and technology. *Journal of Applied Physics*. 2017; 122(23): 230901-1–230901-12. <https://doi.org/10.1063/1.5007683>
3. Song HJ, Nagatsuma T, editors. *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications*. Pan Stanfor, New York; 2015. 606 p.
4. Isogawa T, Kumashiro T, Song HJ, Ajito K, Kukutsu N, Iwatsuki K, et al. Tomographic Imaging Using Photonicallly Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2012; 2(5): 485–492. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2208745>
5. Chan WL, Daniel JA, Mittleman D. Imaging with Terahertz Radiation. *Reports on Progress in Physics*. 2007; 70(8): 1325–1379. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/8/R02>
6. Ahi K. Review of GaN-based devices for terahertz operation. *Optical engineering*. 2017; 56(9): 090901-1–090901-14. <https://doi.org/10.1117/1.OE.56.9.090901>
7. Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H, Linfield E, Davies A, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*. 2002; 417: 156–159. <https://doi.org/10.1038/417156a>
8. Suzuki S, Asada M, Teranishi A, Sugiyama H, Yokoyama H. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature. *Applied Physics Letters*. 2010; 97(24): 242102-1– 242102-3. <https://doi.org/10.1063/1.3525834>
9. Feiginov M, Sydlo C, Cojocari O, Meissner P. Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz. *Applied Physics Letters*. 2011; 99(3): 233506-1– 233506-3. <https://doi.org/10.1063/1.3667191>
10. Izumi R, Suzuki S, Asada M. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves; 2017; Cancun, Mexico. p. 788–791. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2017.8066877>
11. Lyakh A, Maulini R, Tsekoun A, Go R, Pflug C, Diehl L, et al. 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach. *Applied Physics Letters*. 2009; 95(14): 141113-1– 141113-3. <https://doi.org/10.1063/1.3238263>
12. Zhang SY, Revin DG, Cockburn JW, Kennedy K, Krysa AB, and Hopkinson M. $\lambda \sim 3.1$ mm room temperature InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*. 2009; 94(3): 031106-1– 031106-3. <https://doi.org/10.1063/1.3073865>
13. Rochat M, Ajili L, Willenberg H, Faist J, Beere H, Davies G, et al. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*. 2002; 81(8): 1381– 1383. <https://doi.org/10.1063/1.1498861>
14. Kal’fa AA, Konoplyannikov SN, Poresh SB, Tager AS. Contact heating of electrons and dynamics of domains in short gunn diodes. *Soviet physics. Semiconductors*. 1981; 15(7): 784– 786.
15. Eastman LF. Electron ballistc enjection and extraction for very high efficiency, high frequency transferred electron devices. United States patent US 4,649,405. 1987 Mar 10.
16. Friscourt MR, Rolland PA, Pernisek M. Heterojunction Cathode Contact Transferred Electron Oscillators. *IEEE Electron Device Lett*. 1985; 6(10): 497– 499. <https://doi.org/10.1109/edl.1985.26207>
17. Eisele H, Naftaly M, Fletcher JR, Steenson DP, Stone MR. The Study of Harmonic-Mode Operation of GaAs TUNNETT Diodes and InP Gunn Devices Using a Versatile Terahertz Interferometer. *Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz*; 2004; Northampto, United States. p. 336– 400.

18. Eisele H, Kamoua R. Submillimeter-wave InP Gunn devices. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2004; 52(10): 2371 - 2378. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2004.835974>
19. Eisele H. Third-Harmonic Power Extraction From InP Gunn Devices up to 455 GHz. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2009; 19(6): 416–418. <https://doi.org/10.1109/LMWC.2009.2020044>
20. García S, Pérez S, Íñiguez-De-La-Torre I, Mateos J, González T. Comparative Monte Carlo analysis of InP- and GaN-based Gunn diodes. *Journal of Applied Physics*. 2014; 115(4): 44510-1–44510-7. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4863399>
21. Papageorgiou V, Khalid A, Li C, Cumming DRS. Cofabrication of Planar Gunn Diode and HEMT on InP Substrate. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2014; 61(8): 2779 – 2784. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2014.2331368>
22. Morkoc H, editor. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim; 2009. 1311 p.
23. Barry EA, Sokolov VN, Kim KW, Trew RJ. Terahertz generation in GaN diodes in the limited space-charge accumulation mode. *Journal of Applied Physics*. 2008; 103(12): 126101-1–126101-3. <https://doi.org/10.1063/1.2946717>
24. Botsula OV, Prykhodko KH. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by GaIn1-zAs diodes using impact ionization. *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2019; 11(2): 02009-1 - 02009-5.
25. Botsula OV, Prykhodko KH, Shevchenko OR. Frequency responses of graded-gap GaInAs-based structure with impact ionization. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”*. 2017; 27: 85–89. [In Ukrainian].
26. Adachi S. GaAs, AlAs, and AlxGa1-xAs: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*. 1985; 58(3): 1–29. <https://doi.org/10.1063/1.336070>
27. Vurgaftman I, Meyer JR, Ram-Mohan LR. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*. 2001; 89(11): 5815–5875. <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
28. Donmez O, Gunes M, Erol A, Arikan C, Balkan N, Schaff W. The role of dislocation-induced scattering in electronic transport in GaIn1-xN alloys. *Nanoscale Research Letters*. 2012; 7: 490-1–490-6. <https://doi.org/10.1186/1556-276X-7-490>
29. Piprek J, editor. *Nitride Semiconductor Devices Principles and Simulation*. Weinheim: Wiley-VCH; 2007. 519 p.
30. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. Chichester: Wiley; 2009. 424 p.
31. Rüdiger Q. *Gallium Nitride Electronics*. Berlin: Springer; 2008. 470 p.
32. Siddiqua P, Hadi WA, Shur, MS, O’Leary SK. A 2015 perspective on the nature of the steady-state and transient electron transport within the wurtzite phases of gallium nitride, aluminum nitride, indium nitride, and zinc oxide: a critical and retrospective review. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 2015; 26(7): 4475-4512.
33. Morkoç H. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth*. Weinheim: Wiley-VCH; 2008. 1257 p.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-04>

УДК 537.874

ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНА ПОВЕРХНЯ З ЕЛЕМЕНТАМИ СКЛАДНОЇ ТОПОЛОГІЇ

Д.В. Майборода, С.О. Погарський

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,
м. Харків, 61022, Україна

E-mail: spogarsky@gmail.com

Надійшла до редакції 7 квітня 2021 р.

Актуальність. Розв'язання специфічних задач в сучасній техніці НВЧ і КВЧ діапазонів таких як реалізація зниження радіолокаційної помітності об'єктів, просторових частотно-селективних фільтрів, рефлекторів вимагає розробки і створення особливого класу електродинамічних структур – частотно-селективних поверхонь. Завдяки унікальності їх електродинамічних характеристик вдається вирішити досить технічно складні завдання - режекції збуджуваних поверхневих хвиль, створення «заборонених» зон в амплітудно-частотних характеристиках.

Мета роботи. Чисельне моделювання та експериментальне дослідження електродинамічних характеристик площинних частотно-селективних поверхонь з щілинними елементами складної топології. Оцінка впливу геометричних параметрів щілинної неоднорідності і матеріальних констант діелектричної підкладки на коефіцієнти відбиття і проходження частотно-селективної поверхні.

Матеріали та методи. В роботі представлені результати чисельного моделювання електродинамічних характеристик комірки нескінченної 2D частотно-селективної поверхні з топологією структурного елемента Ψ -образного вигляду і експериментальних досліджень параметрів прототипу. Моделювання виконано в рамках методу скінченних елементів (МСЕ) з використанням програмного продукту ANSOFT HFSS / ANSYS. Вимірювання характеристик виконані у вільному просторі методом прямого виміру величин загасання.

Результати. В ході численних експериментів встановлено, що в структурі можливе виникнення двох видів резонансів, пов'язаних як із співвідношенням геометричних розмірів структурного елемента, так і з наявністю двостороннього екранування. Досліджено вплив товщини діелектричної підкладки і значень діелектричної проникності на коефіцієнти відбиття і проходження. Встановлено частотні залежності величини загасання при зміні просторової орієнтації структури щодо фронту падаючої хвилі. Експериментально встановлено залежність величини радіопрозорості двошарової частотно-селективної поверхні від кута обертання структури навколо заданої осі.

Висновки. Представлені результати чисельного моделювання електродинамічних характеристик комірки нескінченної 2D частотно-селективної поверхні з топологією структурного елемента Ψ -образного вигляду й експериментальні дослідження показали можливість просторової частотної селекції. Сукупність отриманих результатів дозволяє прогнозувати створення досить технологічних і високоефективних частотно-селективних поверхонь в мікрохвильовому діапазоні.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: частотно-селективна поверхня, періодична структура, метод скінченних елементів, радіопрозорість

FREQUENCY SELECTIVE SURFACE WITH COMPLEX TOPOLOGY ELEMENTS

D. V. Mayboroda, S. A. Pogarsky

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Relevance: The solution of specific problems in modern technology of microwave and UHF ranges, such as the implementation of reducing the radar signature of objects, spatial frequency-selective filters, reflectors requires the development and creation of a special class of electrodynamic structures - frequency-selective surfaces. Due to the uniqueness of their electrodynamic characteristics, it is possible to solve quite technically complex problems - suppression of excited surface waves, the creation of "forbidden" zones in the amplitude-frequency characteristics.

The purpose of the work is numerical modeling and experimental study of electrodynamic characteristics of plane frequency-selective surfaces with slotted elements of complex topology. Evaluation of the influence of the geometric parameters of the slot inhomogeneity and the material constants of the dielectric substrate on the reflection and transmission coefficients of the frequency-selective surface.

Materials and methods: The paper presents the results of numerical simulation of the electrodynamic characteristics of a cell of an infinite 2D frequency-selective surface with the topology of a structural element Ψ -shaped and experimental studies of the prototype parameters. Modeling was performed within the framework of the finite element method (FEM) using the ANSOFT HFSS / ANSYS software product. Characteristic measurements are performed in free space by direct measurement of attenuation values.

Results: In the course of numerical experiments, it was found that two types of resonances can arise in the structure, associated both with the ratio of the geometric dimensions of the structural element and with the presence of double-sided shielding. The influence of the thickness of the dielectric substrate and the values of the dielectric constant on the reflection and transmission coefficients is investigated. The frequency dependences of the reflection value are

established with a change in the spatial orientation of the structure relative to the incident wave front. The dependence of the magnitude of the radio transparency of a two-layer frequency-selective surface on the angle of rotation of the structure around a given axis has been established experimentally.

Conclusion: The presented results of numerical simulation of the electrodynamic characteristics of a cell of an infinite 2D frequency-selective surface with the topology of a structural element Ψ -shaped and experimental studies have shown the possibility of spatial frequency selection. The totality of the results obtained makes it possible to predict the creation of sufficiently technological and highly efficient frequency-selective surfaces in the microwave range.

KEYWORDS: frequency selective surface, periodic structure, finite element method, radio transparency.

ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ С ЭЛЕМЕНТАМИ СЛОЖНОЙ ТОПОЛОГИИ

Д.В.Майборода, С.А.Погарский

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4,
61022, г. Харьков, Украина

Актуальность. Решение специфических задач в современной технике СВЧ и КВЧ диапазонов таких как реализация снижения радиолокационной заметности объектов, пространственных частотно-селективных фильтров, рефлекторов требует разработки и создания особого класса электродинамических структур – частотно-селективных поверхностей. Благодаря уникальности их электродинамических характеристик удается решить достаточно технически сложные задачи – подавление возбуждаемых поверхностных волн, создание «запрещенных» зон в амплитудно-частотных характеристиках.

Цель работы. Численное моделирование и экспериментальное исследование электродинамических характеристик плоскостных частотно-селективных поверхностей с щелевыми элементами сложной топологии. Оценка влияния геометрических параметров щелевой неоднородности и материальных констант диэлектрической подложки на коэффициенты отражения и прохождения частотно-селективной поверхности.

Материалы и методы. В работе представлены результаты численного моделирования электродинамических характеристик ячейки бесконечной 2D частотно-селективной поверхности с топологией структурного элемента Ψ -образного вида и экспериментальных исследований параметров прототипа. Моделирование выполнено в рамках метода конечных элементов (МКЭ) с использованием программного продукта ANSOFT HFSS/ANSYS. Измерения характеристик выполнены в свободном пространстве методом прямого измерения величин затухания.

Результаты. В ходе численных экспериментов установлено, что в структуре возможно возникновение двух видов резонансов, связанных как с соотношением геометрических размеров структурного элемента, так и с наличием двустороннего экранирования. Исследовано влияние толщины диэлектрической подложки и значений диэлектрической проницаемости на коэффициенты отражения и прохождения. Установлены частотные зависимости величины затухания при изменении пространственной ориентации структуры относительно фронта падающей волны. Экспериментально установлена зависимость величины радиопрозрачности двухслойной частотно-селективной поверхности от угла вращения структуры вокруг заданной оси.

Выводы. Представленные результаты численного моделирования электродинамических характеристик ячейки бесконечной 2D частотно-селективной поверхности с топологией структурного элемента Ψ -образного вида и экспериментальные исследования показали возможность пространственной частотной селекции. Совокупность полученных результатов позволяет прогнозировать создание достаточно технологичных и высокоэффективных частотно-селективных поверхностей в микроволновом диапазоне.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: частотно-селективная поверхность, периодическая структура, метод конечных элементов, радиопрозрачность.

ВСТУП

Частотно-селективні поверхні (ЧСП) є електродинамічними об'єктами, які порівняно недавно привернули увагу дослідників і розробників функціональних елементів в НВЧ і КВЧ діапазонах. Підвищений інтерес обумовлений унікальністю властивостей функціональних елементів, в складі яких присутні ЧСП [1-5].

У найзагальнішому випадку ЧСП формують з використанням ідентичних елементів (як металевих, так і комбінованих), розташовуючи їх в одновимірних, двовимірних або тривимірних періодичних нескінченних масивах. В одновимірному і двовимірному варіантах ЧСП елементи масивів розташовуються на діелектричній підкладці, топологія одиночного елемента визначає частотну і поляризаційну характеристики.

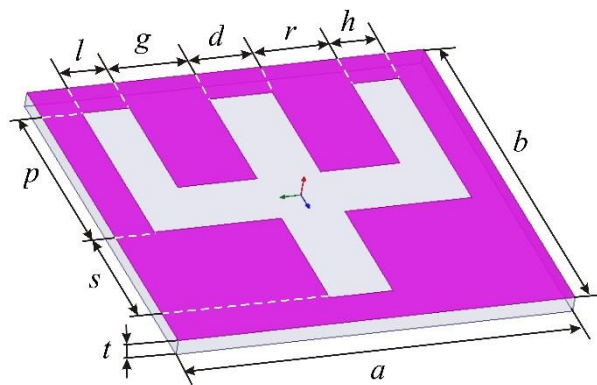
Очевидно, що найбільш перспективним напрямком практичного використання ЧСП є їх використання в аерокосмічній галузі. Серед найбільш важливих областей необхідно вказати наступні: реалізація так званої зниженої радіолокаційної помітності об'єктів (стелс-технології) [6]; створення частотно-селективних фільтрів (рефлекторів) [7], що дозволило істотно розширити функціональні можливості супутникових платформ. Особливим напрямком використання ЧСП є їх використання в області мікросмужкових (планарних) антен. Добре відомо, що одним з базових елементів в більшості конструкцій планарних антен є металевий екран. Рівнем випромінювання таких конструкцій можна

досить легко керувати шляхом використання в якості екрануючої площини не суцільну металеву поверхню, а ЧСП [8, 9]. Це дозволяє, з одного боку, істотно знизити рівень розсіювання енергії поза робочого діапазону, а, з іншого боку, використовуючи особливості амплітудно-частотних характеристик періодичних структур, керувати амплітудними і поляризаційними характеристиками антени. Додаткові можливості керування характеристиками площинних антен надають нові класи ЧСП. Так, поверхні типу HIS (High Impedance Surface) дозволяють зменшувати амплітуди поверхневих хвиль, що збуджуються (виступають в якості смуго-загороджувального фільтра) [10], а поверхні типу EBG (Electromagnetic Band-Gap) дозволяють створювати так звані "заборонені" зони в частотній області для електромагнітної хвилі, що поширюється в середовищі, яке містить періодичні неоднорідності [11]. Більш того, такі поверхні дозволяють інтегрувати в свій склад керовані напівпровідникові елементи, що відкриває додаткові можливості управління їх характеристиками.

Метою даної роботи є моделювання основних характеристик ЧСП з Ψ -подібною топологією базового елемента і експериментальне дослідження базових характеристик.

ДОСЛІДЖУВАНА СТРУКТУРА

Будемо розглядати двовимірну періодичну плоску структуру, елементарна комірка якої є щільний елемент Ψ -образної топології, розміщений в металевому екрані. Схематичне зображення елементарної комірки представлено на Рис. 1. У Таблиці 1 представлені геометричні розміри елементів комірки.



Таблиця 1.

Параметр	Значення	Параметр	Значення
a	12.5 мм	g	2.5 мм
b	12.5 мм	d	2 мм
p	6 мм	r	2.5 мм
s	4 мм	h	1.5 мм
l	1.5 мм	t	var

Рис. 1. Схематичне зображення комірки
Fig. 1. Schematic representation of a cell

Всі розміри топологічних елементів комірки були фіксованими. Два параметра: товщина діелектричної підкладки t та її відносна діелектрична проникність ϵ_r є варіативними величинами.

Сама по собі топологія базового елемента структури є досить складною, з цієї причини всі функціональні залежності є багатопараметричними. Побудова строгого електродинамічного розв'язку є досить проблематичною і з цієї причини оптимальним слід визнати використання чисельних методів. В даному дослідженні був використаний метод скінчених елементів і його програмна реалізація у вигляді пакету ANSOFT HFSS [12]. Оскільки розглядається строго періодична двовимірною-нескінченна структура, то для аналізу її параметрів може бути використана теорема Флоке [13], яка в рамках пакету реалізується за допомогою так званого порту Флоке. Передбачається, що порт збуджує плоску хвилю. При цьому зміна кута падіння плоскої хвилі на елементарну комірку буде визначати фазовий зсув полів в сусідніх комірках.

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

Використання чисельних методів для аналізу характеристик складнокомпозиційних електродинамічних об'єктів надає унікальні можливості для візуалізації та аналізу електромагнітних полів в структурі (що дуже важко в випадках отриманих розв'язків з використанням чисельно-аналітичних методів, за винятком випадку отримання виразів для полів в замкнутій формі). На Рис. 2 представлені графічні зображення для електричного поля в ближній зоні для фіксованих значень $\epsilon_r = 2,2$ і $t = 0,5$ мм на фіксованій частоті $f = 8,37$ ГГц в разі нормального падіння плоскої хвилі (Рис.2а) і похилого падіння (кут 45° від нормалі - Рис.2б).

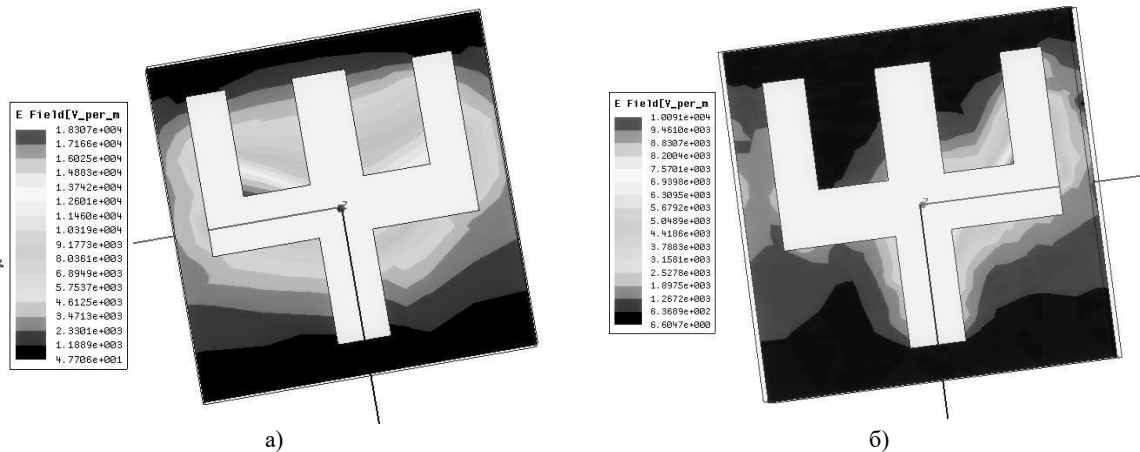


Рис. 2. Графічне представлення електричного поля на частоті $f = 8,37 \text{ ГГц}$,

$$\varepsilon_r = 2,2, t = 0,5 \text{ мм}$$

Fig. 2. Graphical representation of the electric field at frequency $f = 8,37 \text{ GHz}$,

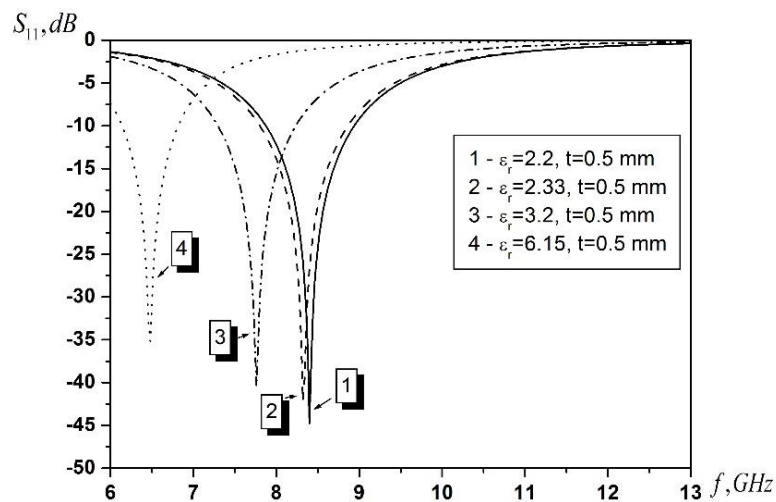
$$\varepsilon_r = 2,2, t = 0,5 \text{ мм}$$

Як очевидно, в разі нормального падіння збудження щільного елемента відбувається порівняно рівномірно. При цьому максимуми електричного поля спостерігаються поблизу центральної частини елемента. Винятком є один з елементів, розташований на периферійній частині, де амплітуда поля спадає приблизно в 10^3 разів. При похилому падінні центральна частина щільного елемента збуджується вкрай нерівномірно: поблизу одного з сегментів спостерігається абсолютний максимум поля. Це крайній сегмент, який «висвітлюється» фронтом падаючої хвилі по нормалі. При цьому діаметрально протилежний сегмент збуджується істотно менше (приблизно в $10^2 \dots 10^3$ разів на різних гранях сегмента).

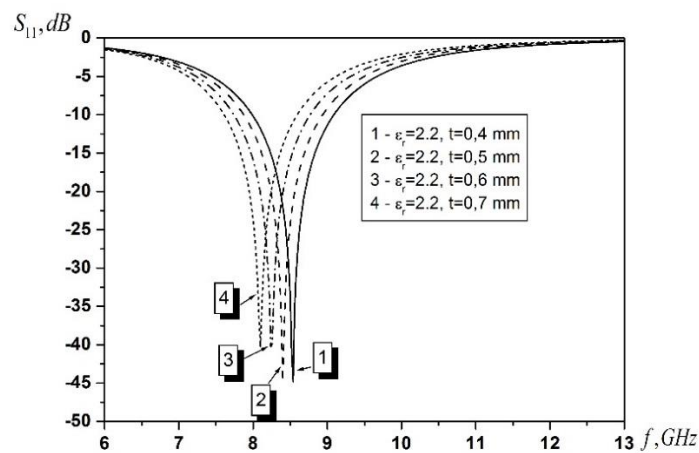
Як відомо, два базових параметра площинних структур, а саме товщина діелектричної підкладки і величина діелектричної проникності, мають визначальний вплив на частотні і енергетичні характеристики. З метою вивчення впливу цих параметрів на частотні характеристики було проведено моделювання залежності $|S_{11}|$ при фіксованому значенні товщини підкладки і варіації значення відносної діелектричної проникності. Величина товщини діелектричної підкладки була обрана $t = 0.5$ мм. Вибір такого значення ε_r , обумовлений тією обставиною, що при використанні так званих «тонких» підкладок істотно знижується ступінь збудження поверхневих хвиль в діелектричній підкладці. Таке значення t задовольняє вимогам «тонкої» підкладки. Справді, центральна частота розглянутого діапазону дорівнює приблизно 8.5 ГГц, що відповідає довжині хвилі 3.53 см, що істотно більше товщини підкладки.

На Рис. 3 представлені залежності $|S_{11}|$ при фіксованому значенні $t = 0.5$ мм і при варіації значень відносної діелектричної проникності ε_r від частоти. Величини обрані з ряду стандартних значень, які використовуються в цій частині сантиметрового діапазону. Залежності демонструють цілком передбачуваний характер. З ростом значень ε_r відбувається зміщення піків резонансних кривих в більш низькочастотну область розглянутого діапазону. Величина максимального зсуву становить $\Delta F \approx 1.93 \text{ ГГц}$. При цьому криві залишаються гладкими, крутизна фронтів і ширина резонансних кривих за рівнем -10 дБ принципово не змінюються. Однак, із зростанням значень ε_r відбувається зменшення рівня зворотних втрат.

Вплив величини товщини підкладки при фіксованому значенні ε_r демонструють залежності, представлені на Рис. 4. Тут представлені залежності модуля коефіцієнта відбиття $|S_{11}|$ від частоти при значенні $\varepsilon_r = 2.2$ і варіації величини товщини підкладки від 0.4 мм до 0.7 мм. Зміна товщини в цьому інтервалі призводить також до зсуву резонансної частоти поглинання в сторону нижніх частот приблизно на $\Delta F \approx 500 \text{ МГц}$. Всі криві носять гладкий характер з досить високим рівнем крутизни.

Рис. 3. Залежність $|S_{11}|$ від частоти при варіації значень ε_r , $t = 0.5$ ммFig. 3. Frequency dependence $|S_{11}|$ with variation of values ε_r , $t = 0.5$ mm

Якщо орієнтуватися на величину зворотних втрат -10 дБ (при рівні КСХН ≈ 2), ширина смуги узгодження становить 900 МГц. Для всіх залежностей рівень крутизни виявляється приблизно однаковим і досягає значення 0.038 дБ / МГц.

Рис. 4. Залежність $|S_{11}|$ від частоти при варіації значень t , $\varepsilon_r = 2.2$ Fig. 4. Frequency dependence $|S_{11}|$ with variation of values t , $\varepsilon_r = 2.2$

Крім коефіцієнта відбиття будь-якої ЧСП не менш важливою характеристикою є ступінь її прозорості (або коефіцієнт проходження $|S_{21}|$). На Рис. 5 наведено залежності $|S_{21}|$ комірки при фіксованому значенні $\varepsilon_r = 2.2$ і варіації значення товщини підкладки t в розглянутому діапазоні частот. Порівняльний аналіз залежностей, наведених на Рис. 4 і Рис. 5, вказує на певні особливості. Якщо залежності $|S_{11}|$ (Рис. 4) носять типовий яскраво виражений резонансний характер з досить високими значеннями зворотних втрат в точках резонансу, то залежності $|S_{21}|$ (Рис. 5) мають абсолютно «розмитий» вид. Так, ширина смуги, в межах якої прозорість поверхні не падає нижче значення -3 дБ становить понад 2.89 ГГц. З ростом частоти

прозорість поверхні істотно зменшується. Поблизу кінців частотного діапазону вона коливається в інтервалі -6 дБ ... -12 дБ.

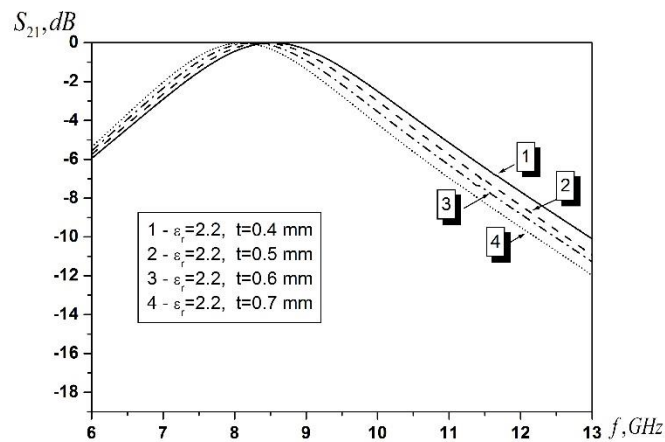


Рис. 5. Залежність $|S_{21}|$ від частоти при варіації значень t і $\epsilon_r = 2.2$

Fig. 5. Dependence $|S_{21}|$ on frequency with variation of values t and $\epsilon_r = 2.2$

При симетричному розміщенні на зворотній (вільній) стороні підкладки щілинного елемента з ідентичною топологією відбуваються істотні зміни в процесі взаємодії падаючої хвилі і елемента ЧСП. На Рис. 6 наведені залежності $|S_{11}|$ від частоти при фіксованій товщині підкладки і варіації значень ϵ_r . Аналіз залежностей вказує на більш складний і неоднозначний характер залежностей при зміні величин відносної діелектричної проникності.

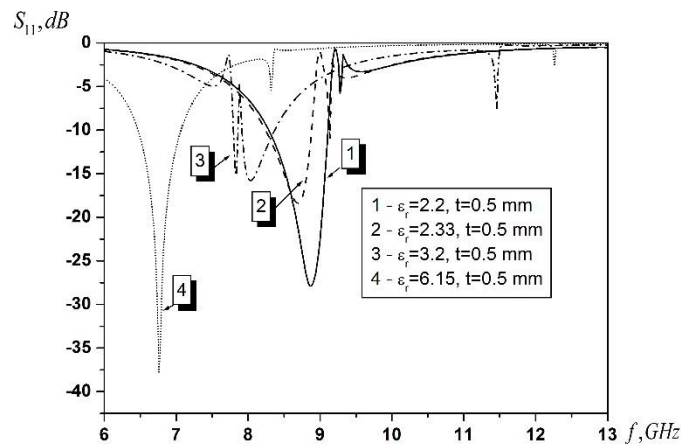


Рис. 6. Залежність $|S_{11}|$ двошарової структури від частоти при варіації значень ϵ_r , $t = 0.5$ мм

Fig. 6. Dependence $|S_{11}|$ of the two-layered structure on frequency with variation of values ϵ_r , $t = 0.5$ mm

При малих значеннях відносної діелектричної проникності $\epsilon_r = 2.2$ в структурі не виникає додаткових паразитних резонансів (або вони зовсім незначні). При збільшенні значень до 2.33 ... 3.2 резонансні явища істотно зростають. При значенні $\epsilon_r = 3.2$ істотні резонансні явища виявляються відразу в двох частотних діапазонах. Причому, в інтервалі частот від 7.45 до 8.73 ГГц вони виявляються істотними. При цьому величина зворотних втрат істотно знижується. Однак рівень узгодження залишається на прийнятному рівні (за винятком окремих частот). При подальшому збільшенні значення ϵ_r відбуваються помітні зміни в характеристиці. По-перше, максимум істотно зміщується в низькочастотну область

(більше, ніж на 2 ГГц). По-друге, істотно збільшується рівень зворотних втрат (з -15 ... -20 до -37 дБ). І, нарешті, спостережуваний рівень паразитних резонансів не перевищує -3 дБ.

Двошарове розміщення елементів структури призводить також до суттєвих змін в залежності $|S_{21}|$ від частоти при варіації значень ϵ_r . Відповідні залежності наведені на Рис. 7.

Порівняльний аналіз залежностей на Рис. 5 і Рис. 7 вказує на виникнення додаткових резонансів в структурі, обумовлених як резонансами між топологічними елементами, так і наявністю двошарового екранування. Про це свідчать стрибкоподібні зміни амплітуди $|S_{21}|$ поблизу певних частот. На цих же частотах відбувається стрибкоподібне зміна і фази коливань. При невеликих змінах значень відбувається порівняно невелике зміщення мінімумів коефіцієнтів проходження в низькочастотну область. Зсув не перевищує величини $\Delta F \approx 210$ МГц. При збільшенні значень в характеристиках превалюють резонанси, пов'язані з двошаровим екрануванням.

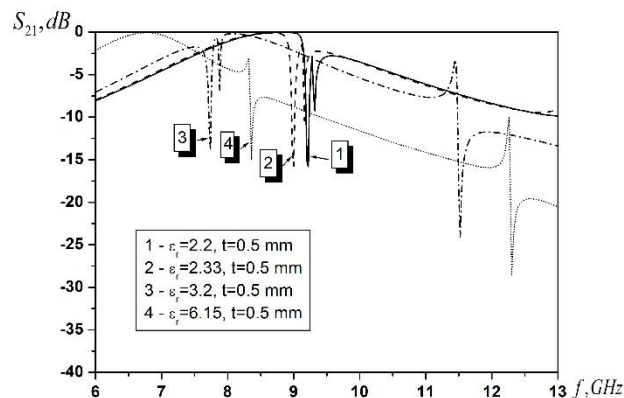


Рис. 7. Залежність $|S_{21}|$ двошарової структури від частоти при варіації значень ϵ_r і $t = 0.5$ мм

Fig. 7. Frequency dependence $|S_{21}|$ of the two-layer structure with variations in values ϵ_r and $t = 0.5$ mm

На Рис. 7 одна група розміщується в низькочастотній області, а друга група – в високочастотній області. При цьому з ростом частоти спостерігається істотне зниження прозорості структури (коефіцієнт $|S_{21}|$ досягає значень -23.86 ... -28.36 дБ). Смуги прозорості структури виявляються істотно зміщені один щодо одного, і вони виявляються істотно більш вузькими. Разом з тим, в характеристиках (при значеннях $\epsilon_r = 3.2$ і $\epsilon_r = 6.15$) спостерігаються досить широкі частотні області, в межах яких величина $|S_{21}|$ змінюється досить плавно (в смузі від 8.56 ГГц до 11.98 ГГц коефіцієнт $|S_{21}|$ змінюється в інтервалі від -7.4 дБ до -16 дБ).

РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ВИМІРЮВАНЬ

Для верифікації вірогідності отриманих ключових залежностей параметрів ЧСП була проведена серія фізичних експериментів. Для експериментальних досліджень було виготовлено два ідентичні прототипи ЧСП квадратної форми. Розмір сторони квадрата становив 125 мм. На поверхні розміщалися 10x10 щільних сегментів. Товщина діелектричної підкладки $t = 0,5$ мм, відносна діелектрична проникність $\epsilon_r = 2,2$. Вимірювання проводилися у вільному просторі методом прямого виміру величин загасання. Геометричні центри рупорів розташовувалися на одній лінії з геометричними центрами прототипів ЧСП, а відстань між рупорами становило 50 см, що достатньо у розглянутому частотному діапазоні для формування плоского фронту хвилі.

Процес вимірювань містив у собі два етапи. На першому етапі проводилися вимірювання величини загасання без ЧСП. Ці дані необхідні для калібрування всієї системи. На Рис. 8 представлена залежність величини загасання від частоти при відсутності ЧСП (а фактично це – коефіцієнт пропускання).

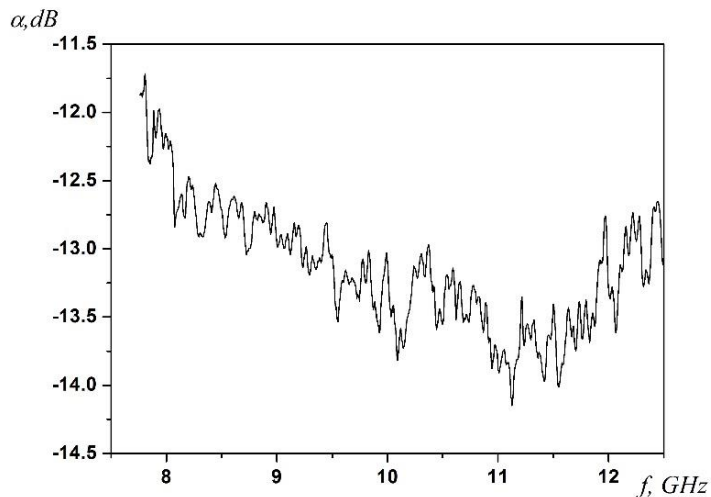


Рис. 8. Залежність загасання від частоти без ЧСП
Fig. 8. Dependence of attenuation on frequency without FSP

Як очевидно, залежність носить досить порізаний характер. Величина загасання коливається в інтервалі від -11,75 дБ до -14,1 дБ.

На другому етапі проводилися вимірювання загасання при наявності ЧСП. Досліджувалася двошарова ЧСП (діелектрик-метал із щілинними сегментами-діелектрик-метал із щілинними елементами) загальною товщиною структури $t = 1$ мм. Опромінення проводилося з боку діелектрика. При цьому ЧСП цілком могла обернутися щодо нормалі до структури. На Рис. 9 представлені залежності загасання від частоти залежно від кута повороту проти годинникової стрілки.

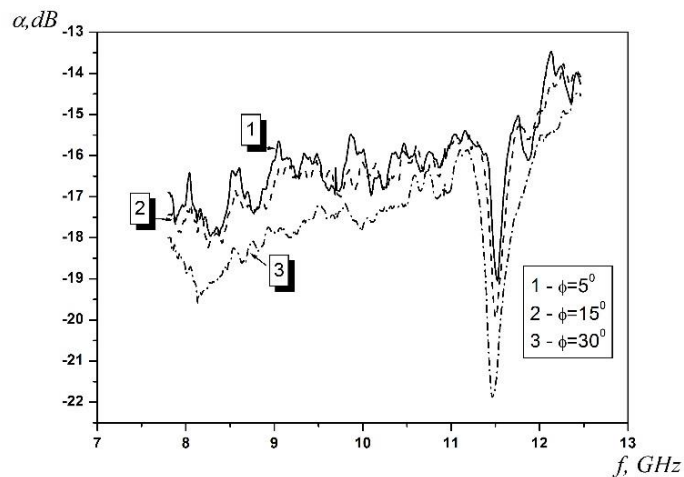


Рис. 9. Залежність загасання від частоти зі ЧСП від кута повороту проти годинникової стрілки
Fig. 9. Dependence of attenuation on frequency with FSS on the counterclockwise rotation angle

Аналіз представлених залежностей вказує на резонансний характер залежностей при будь-якому куті повороту. Однак, при невеликих значеннях (криві 1, 2) максимальні значення загасання досягають величин -19,75 дБ ... -20 дБ. При цьому резонанси виникають практично на одній частоті $f = 11,5$ ГГц. При збільшенні кута повороту до значення 30° (крива 3) помітно зменшується прозорість структури (збільшується середня величина загасання). Резонанс виявляється більш гострим, його частота зміщується в бік більш низьких частот $f = 11,47$ ГГц, а максимальне загасання в резонансі досягає значення -21,75

дБ. При порівнянні отриманих експериментальних залежностей з результатами чисельного моделювання (Рис. 7) можна говорити про повний збіг резонансних частот при незначних відмінностях в амплітудах. Ці відмінності проявляються через технологічні погрішності виготовлення прототипів ЧСП.

На Рис. 10 представлені залежності величини загасання від кута повороту поблизу резонансних частот.

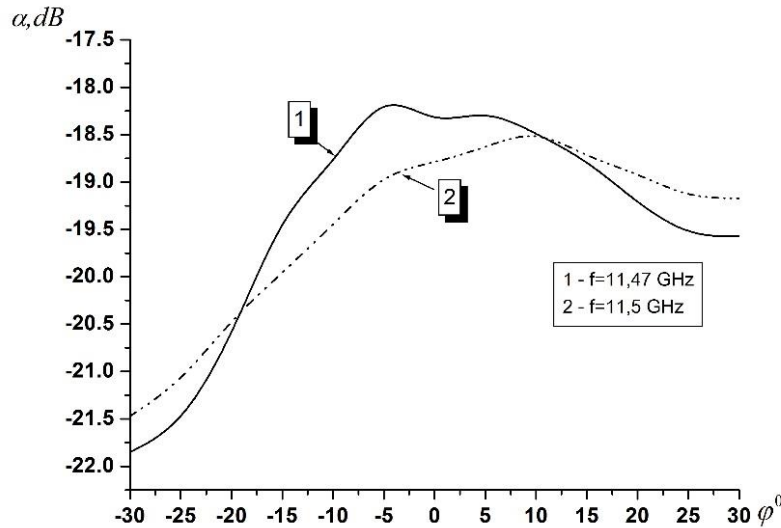


Рис. 10. Залежності загасання від кута повороту поблизу резонансних частот.
Fig. 10. Dependences of attenuation on the angle of rotation near resonant frequencies.

Обидві залежності носять досить плавний характер. Як очевидно, поблизу обох резонансних частот максимальне загасання спостерігається при досить великому куті повороту, відліченому проти годинникової стрілки (-30°). При повороті на той же кут, але за годинниковою стрілкою, також спостерігається максимальне загасання, але величина загасання приблизно на 3 дБ виявляється меншою. Можливою причиною таких відмінностей є фактор неточної фіксації структури.

ВИСНОВКИ

Таким чином, представлені результати чисельного моделювання електродинамічних характеристик нескінченної 2D комірки ЧСП із топологією структурного елемента у вигляді Ψ , експериментальні дослідження показали можливість просторової частотної селекції. Встановлено, що в структурі можливе виникнення двох видів резонансів, зв'язаних як співвідношенням геометричних розмірів структурного елемента, так і з наявністю двошарового екранування. Досліджений вплив товщини діелектричної підкладки й значень діелектричної проникності на коефіцієнти відбиття й проходження. Встановлені залежності величини загасання при зміні просторової орієнтації структури щодо фронту падаючої хвилі. Сукупність отриманих результатів дозволяє прогнозувати створення достатньо технологічних і високоефективних частотно-селективних поверхонь у мікрохвильовому діапазоні.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

ПОДЯКА

Дана робота виконана в рамках науково-дослідної роботи, яка фінансується за рахунок коштів державного бюджету Міністерством освіти і науки України (номер бюджетної теми 0119U002535).

Authors' ORCID ID

D. Mayboroda
S. Pogarsky



<https://orcid.org/0000-0002-9564-2369>
<https://orcid.org/0000-0003-0833-1421>

REFERENCES

1. Ghosh S. An equivalent circuit model of FSS-based metamaterial absorber using coupled line theory. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2014;14: 511–514. <http://dx.doi.org/10.1109/LAWP.2014.2369732>

2. Ghosh S. Broadband polarization-insensitive tunable frequency selective surface for wideband shielding. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. 2018; 60(1): 166–172. <http://dx.doi.org/10.1109/TEM.2017.2706359>
3. Munk B. Frequency selective surfaces. Theory and design. NY, USA: John Wiley & Sons Inc.; 2000; 410.
4. Narayan S, Sangeetha B, Jha R. Frequency selective surfaces based high performance microstrip antenna. London: Springer Singapore Heidelberg New York Dordrecht; 2016; 45. https://doi.org/10.1007/978-981-287-775-8_1
5. Li H, Cao Q, Wang Y. A Novel 2-B Multifunctional Active Frequency Selective Surface for LTE-2.1 GHz. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2017; 65(6): 3084–3092. <https://doi.org/10.1109/TAP.2017.2688927>
6. Heppenheimer T. A. Stealth: First glimpses of the invisible aircraft now under construction. *Popular Science*. 1986. Vol. 229 (3): 74-79, 115-116.
7. Ma Y, Wu W, Yuan Y, Zhang X, Yuan N. A wideband FSS based on vias for communication systems. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2018; 17(12): 2517–2520. <https://doi.org/10.1109/LAWP.2018.2880219>
8. Adlina M, Maisarah A. Performances of Flexibel Antenna with Ultra-Thin AMC and AMC with Multi-Layer FSS. *International Conference on Engineering, Applied Sciences, and Technology (ICEAST)*. 2018: 1–4. <https://doi.org/DOI:10.1109/ICEAST.2018.8434453>
9. Rahmati B, Hassani H. Multi-Band Metallic Frequency Selective Surface with Wide Range of Band Ratio. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2015; 63(8): 3747–3753. <https://doi.org/DOI:10.1109/TAP.2015.2438340>
10. Wei Xing-Chang, Shu Yu-Fei, Zhang Jian-Bo, Wang Dong. Applications of high impedance surfaces for surface wave elimination. *URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (URSI AP-RASC)*, 2016: 16408579. <https://doi.org/10.1109/URSIAP-RASC.2016.7601333>
11. Azad Mohammed Z., Ali Mohammad. Novel Wideband Directional Dipole Antenna on a Mushroom Like EBG Structure. *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, 2008; 56(5): 1242-1250. <https://doi.org/10.1109/TAP.2008.922673>
12. Ansoft HFSS /ANSYS Academic Research HF (5 tasks): 1 task(s) Permanent with TECS expiring 01-May-2020 Customer # 1076710.
13. Brillouin L. *Wave Propagation in Periodic Structures, Electric Filters and Crystal Lattices*. New York and London, 1946, p. 247
14. Mayboroda D.V., Pogarsky S.A. Simulation of Parameters of Frequency Selective Surface in Microwave Band. *XI International Scientific Conference “Functional Basis of Nanoelectronics”*, Odesa, Ukraine, 2020: 99-101.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-05>

УДК 537.86

ПОРІВНЯННЯ МЕТОДІВ КОРЕЛЯЦІЇ ТА ШТУЧНИХ НЕЙРОННИХ МЕРЕЖ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛОЖЕННЯ ОБ'ЄКТІВ ЗА ДОПОМОГОЮ НАДШИРОКОСМУГОВИХ ПОЛІВ

І. Д. Персанов, О. М. Думін, В. А. Плахтій, О. А. Прищенко, П. Г. Фомін

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,
м. Харків, 61022, Україна*

E-mail: dumin@karazin.ua

Надійшла до редакції 24 березня 2021 р.

Актуальність. Системи глобального та локального позиціонування мають широкий спектр цивільних та військових застосувань. Транспорт, логістика, точне землеробство, промислові технології, системи безпеки потребують точного визначення положення об'єктів на площині та в об'ємі. Існуючі сучасні системи позиціонування мають певні недоліки експлуатації і обмеження в користуванні.

Мета роботи. Вдосконалити систему локального позиціонування на площині, що не потребує часової синхронізації, шляхом використання імпульсного надширокопосмугового електромагнітного поля двох рознесених антен типу «метелик» та аналізу і розпізнавання часових форм прийнятих хвиль штучними нейронними мережами та методом взаємної кореляції. Провести дослідження стійкості роботи системи визначення положення об'єкта за наявності завади у вигляді адитивного білого шуму.

Матеріали та методи. Електродинамічне моделювання збудження та випромінювання антен проводиться методом кінцевих різниць у часовому просторі (FDTD). Класифікація форм прийнятих імпульсів за відомими зразками реалізується двома альтернативними методами: кореляційним підходом та штучними нейронними мережами.

Результати. Використання методу кореляції та штучних нейронних мереж (ШНМ) дозволило реалізувати систему позиціонування із кутовою роздільною здатністю 1 градус. Отримані імовірнісні розподіли кутів розпізнавання для різних рівнів адитивного шуму в прийнятих сигналах для цих двох методів.

Висновки. Порівняння ШНМ та методів кореляції для розпізнавання кутів показує, що штучні нейронні мережі можуть продемонструвати кращу точність, ніж кореляційний підхід. Навіть для співвідношення сигнал/шум 0 дБ ШНМ дає коректне розпізнавання кутів після статистичного усереднення результатів класифікації. ШНМ в числовому моделюванні демонструє час розрахунку на три порядки менший, ніж нам потрібно для розрахунку функції взаємної кореляції. Використання коротшого електромагнітного імпульсу підвищує якість класифікації кутів за наявності шуму для обох представлених методів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: надширокопосмугові імпульсні електромагнітні хвилі, антена типу «метелик», штучна нейронна мережа, метод кореляції, система позиціонування

COMPARISON OF CORELLATION METHOD AND ARTIFITIAL NEURAL NETWORKS FOR DETERMINING OF OBJECT POSITION BY ULTRAWIDEBAND FIELDS

I. D. Persanov, O.M. Dumin, V. A. Plakhtii, O. A. Pryshchenko, F. G. Fomin

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Background: Global and local positioning systems have a wide area of civil and military applications. Transport, logistics, precise agriculture, industrial technologies, safety systems need a strict definition of objects position on plane or in space. Existing modern positioning systems have some drawbacks in utilization and restrictions in application.

Objectives: To improve a system of local positioning on a plane that does not need a time synchronization using the impulse ultrawideband electromagnetic field of two spaced bow-tie antennas and analysis and recognition of time forms of received waves by artificial neural networks and cross correlation method. To carried out the investigation of stability of the positioning system operation in presence of an interference in the form of additive white noise.

Materials and methods: The electromagnetic simulation of excitation and radiation of the antennas is carried out by finite difference time domain method. The classification of received impulse form by known samples is realized by two alternative method, i.e. correlation approach and artificial neural networks.

Results: The utilization of correlation method and artificial neural networks permitted to realize the positioning system with angular resolution of 1 degree. The probability distributions of recognized angles for different levels of additive noise in received signals for these two techniques are obtained.

Conclusion: The comparison of artificial neural network application and correlation method for angle recognition shows that artificial neural networks can demonstrate a better precision than correlation approach. artificial neural network gives a correct angle recognition after statistical averaging of classification results even for the signal to noise ratio 0 dB. Artificial neural networks demonstrate a in three times shorter time of numerical simulation than we

need for cross correlation function calculation. The application of shorter electromagnetic impulse increases the quality of angle classification in presence of the noise for both presented methods.

KEY WORDS: ultrashort impulse electromagnetic wave, bow-tie antenna, artificial neural network, correlation method, positioning system

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ КОРРЕЛЯЦИИ И ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ПОЛЕЙ

И. Д. Персанов, А. Н. Думин, В. А. Плахтий, А. А. Прищенко, Ф. Г. Фомин

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы 4,
г. Харьков, 61022, Украина*

Актуальность. Системы глобального и локального позиционирования имеют широкий спектр гражданских и военных применений. Транспорт, логистика, точное земледелие, промышленные технологии, системы безопасности требуют точного определения положения объектов на плоскости и в объеме. Существующие современные системы позиционирования имеют определенные недостатки эксплуатации и ограничения в использовании.

Цель работы. Усовершенствовать систему локального позиционирования на плоскости, которая не требует временной синхронизации, путем использования импульсного сверхширокополосного электромагнитного поля двух разнесенных антенн типа «бабочка», а также анализа и распознавания временных форм принимаемых волн искусственными нейронными сетями и методом взаимной корреляции. Провести исследования устойчивости работы системы определения положения объекта при наличии помехи в виде аддитивного белого шума.

Материалы и методы. Электродинамическое моделирование возбуждения и излучения антенн проводится методом конечных разностей во временной области (FDTD). Классификация форм принятых импульсов по известным образцам реализуется двумя альтернативными методами: корреляционным подходом и искусственными нейронными сетями.

Результаты. Использование метода корреляции и искусственных нейронных сетей (ИНС) позволило реализовать систему позиционирования с угловой разрешающей способностью 1 градус. Получены вероятностные распределения углов распознавания для различных уровней аддитивного шума в принятых сигналах для этих двух методов

Выводы. Сравнение ИНС и метода корреляции для распознавания углов показывает, что искусственные нейронные сети могут продемонстрировать лучшую точность, чем корреляционный подход. Даже для соотношения сигнал/шум 0 дБ ИНС дает корректное распознавание углов после статистического усреднения результатов классификации. ИНС в численном моделировании демонстрирует время расчета на три порядка меньше, чем нам нужно для вычисления функции взаимной корреляции. Использование более короткого электромагнитного импульса повышает качество классификации углов при наличии шума для обоих представленных методов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сверхширокополосные импульсные электромагнитные волны, антенна типа «бабочка», искусственная нейронная сеть, метод корреляции, система позиционирования

ВСТУП

Існуючі системи глобального позиціонування (GPS) можуть задовольнити більшу частину своїх користувачів, але при певних природних умовах або в закритих приміщеннях його використання сильно ускладнено [1]. Визначення положення об'єктів конче потрібне в різних сферах діяльності людини: у сільському господарстві [2], для безпеки дорожнього руху [3], для різних видів спорту [4], в сферах промислового виробництва, логістики товарів тощо.

Зміна діаграми спрямованості антени на різних частотах призводить до зміни часової форми електромагнітного поля, що випромінюється під різними кутами, на що свого часу звернув увагу Хармут [5]. Часова форма також суттєво змінюється у ближній зоні антени, що використана в спеціальній системі позиціонування [6], [7]. Чим більше напрямленість антени, тим помітніші зміни часової форми випроміненого імпульсу в дальній зоні. Цей ефект можна використати для визначення кута падіння хвилі з метою створення системи позиціонування [8] з використанням двох широкосмугових антен, наприклад, типу «метелик». На відміну від системи GPS та інших, нова система не потребує синхронізації за часом та є стійкою для існуючих вузькосмугових електромагнітних завад.

В цій статті наведено два методи визначення кутів випромінювання антен: за допомогою штучної нейронної мережі (ШНМ) та методу кореляції. Перший підхід потребує навчання ШНМ за відомими даними шляхом знаходження вагових коефіцієнтів проходження сигналів між шарами ШНМ. Процес навчання ШНМ приводить до винаходу унікального методу обробки даних будь-якої форми та природи, включаючи часові точки амплітуд електромагнітного поля [9]. Ці два підходи для визначення положення об'єкту, що були попередньо використані для задач підповерхневого зондування [10], порівнюються в цій статті та аналізуються щодо їхньої стійкості до шумів.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Дві антени типу «метелик» випромінюють електромагнітні імпульси в секторі прямого кута та у випадкові моменти часу. Ці імпульси породжуються струмом гаусової форми з тривалістю 0,2 та 0,15 нс відповідно. Область визначення місця розташування об'єкта зображена на Рис.1.

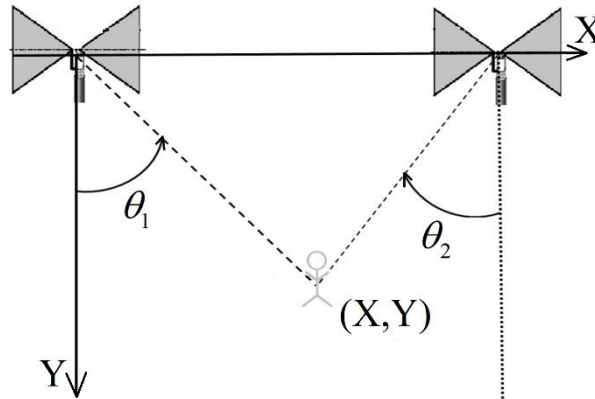


Рис. 1. Геометрія задачі
Fig. 1. Geometry of the problem

Для визначення невідомої координати об'єкта (X, Y) вимірюється X компонента електричного поля. Електродинамічна задача розв'язується методом скінчених різниць в часовому просторі (FDTD) [11]. Проводячи класифікацію часових форм отриманих імпульсів за кутами падіння θ_1 і θ_2 та знаючи координати випромінюючих антен, ми можемо визначити координати об'єкта (X, Y). Розпізнавання імпульсів за кутами здійснюється ШНМ і кореляційним методом. Структура ШНМ схожа на описану в [12]. Кореляційний підхід заснований на розрахунку взаємно-кореляційної функції прийнятого сигналу та відомих сигналів, що кожна антена випромінює під різними кутами,

$$B(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)g(t)dt \tag{1}$$

де $f(t)$ – залежність прийнятого сигналу від часу, $g(t)$ – часова форма для кожного табульованого кута випромінювання кожної антени, τ – часове зміщення. Для дискретних подань сигналів вищезазначена формула набуває вигляду:

$$B_k = \frac{\sum_{(n)} f_n g_{n-k}}{\sqrt{\sum_{(n)} (f_n)^2 \sum_{(n)} (g_n)^2}}, \tag{2}$$

де n позначає кількість часових точок, k – вказує на часове зміщення.

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

Ми навчили повнозв'язну ШНМ зі структурою 540–1000–500–200–SoftMax–182 з функцією лінійного збудження (ReLU) [12] для розпізнавання часової форми амплітуди електричної компоненти випромінюваного поля від кожної антени з кутовим кроком в один градус. Таким чином, навчальний набір складається з 182 часових залежностей для 182 кутів двох антен з кроком часової дискретизації 0,01 нс та з часовим вікном 5,4 нс. Відповідно, масив, що описує часову залежність одного імпульсу, становить 540 точок. ШНМ містить 182 виходи, де кути випромінювання першої антени θ_1 (0° - 90°) позначаються як 1-91 виходи, а другої антени θ_2 (0° - 90°) – виходи 92-182.

Класифікація прийнятих сигналів також проводиться шляхом розрахунку функції взаємної кореляції зі зразками прийнятих сигналів для всіх кутів кожної антени з кроком в один градус та для всіх можливих часових зсувів τ . Максимальне значення кореляційної функції вказує на правильно визначений кут напрямку випромінювання антени. Стійкість розпізнавання перевіряється додаванням до сигналу моделі білого шуму із заданим значенням співвідношення сигнал/шум (ССШ). Приклади прийнятих сигналів із додаванням шуму різних рівнів зображені на Рис. 2.

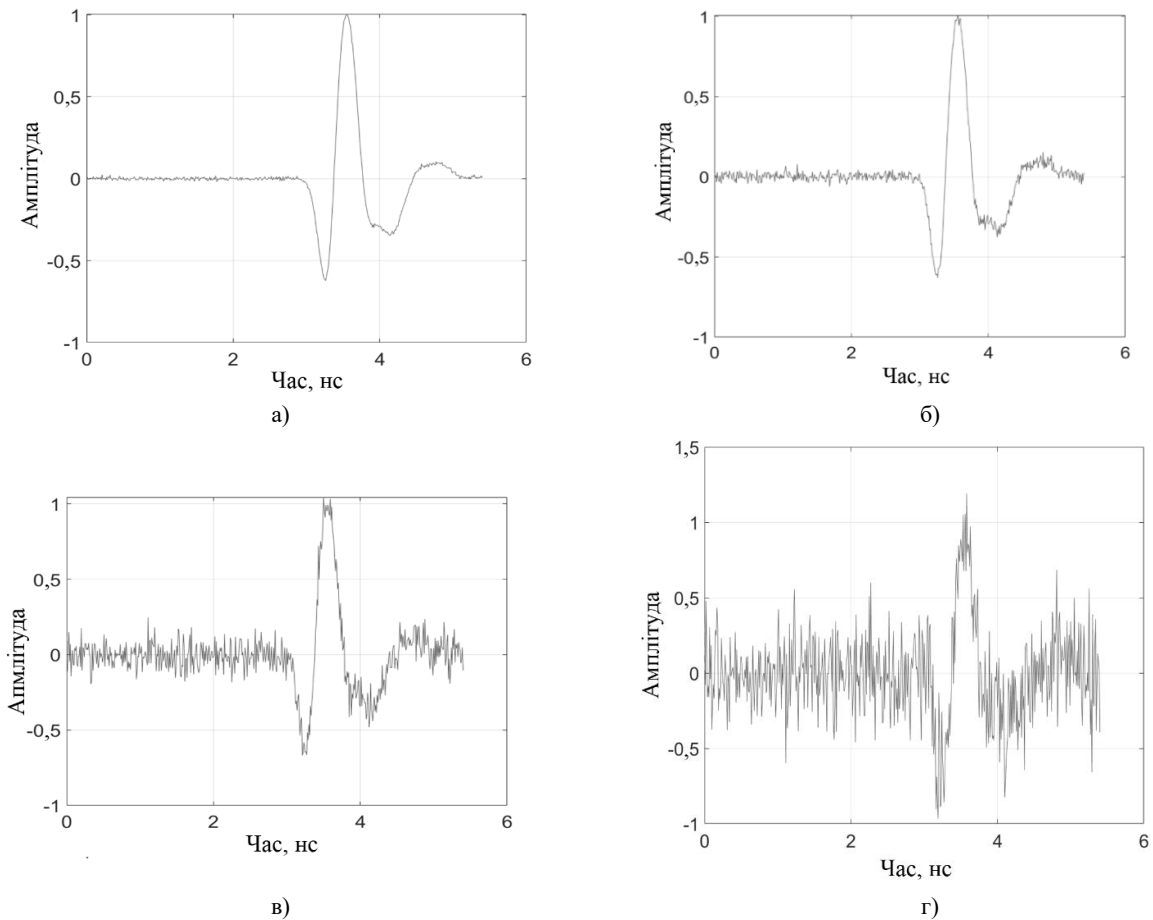


Рис. 2. Приклад прийнятих сигналів з різним рівнем ССШ: а) 30 дБ, б) 20 дБ, в) 10 дБ, г) 0 дБ.
 Fig. 2. Example of received signals with different levels SNR: a) 30 dB, b) 20 dB, c) 10 dB, d) 0 dB.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Оскільки генерація шуму є непередбачуваним процесом, обробка сигналів методом ШНМ та методом взаємної кореляції може дати випадковий нехарактерний результат розпізнавання, пропонується повторити генерацію адитивного шуму 1000 разів і показати статистичний розподіл класифікації за нашими методами для всіх цих реалізацій шуму. Розподіл розпізнаних кутів для сигналу із шумом ССШ = 30 дБ від першої випромінюючої антени під кутом 40 градусів, який в процесі навчання був визнаний як нестабільний для ШНМ, представлено на Рис. 3. Можна переконатись, що ШНМ не допускає помилок у класифікації, а метод взаємної кореляції забезпечує абсолютно правильне розпізнавання в 24% випадків.

Результат успішної класифікації ШНМ зображено на Рис. 4 для сигналу від другої антени для аналогічного кута випромінювання 40 градусів. Тут кут 40 градусів відповідає номеру виходу 131 ШНМ. Зручно показати сигнали з усіх виходів ШНМ, тому що це допомагає контролювати хибне розпізнавання номеру антени. Взаємна кореляція класифікує 31% сигналів абсолютно правильно. Краще розпізнавання коротшого імпульсу також було помічено ще у роботі [8]. Збільшення потужності шуму до ССШ = 20 дБ призводить до погіршення якості розпізнавання, що проілюстровано на Рис. 5. Відсоток правильної класифікації падає з 24% до 13% для взаємної методу кореляції та від 100% до 87% для ШНМ. Що стосується другої антени, як показано на Рис. 6, результати також виявляються кращими із падінням відсотку правильних розпізнавань з 31% до 17% та зі 100% до 91% для тих же ж випадків.

Подальше збільшення потужності шуму до ССШ = 10 дБ, як представлено на Рис. 7 та 8, викликає менш точне розпізнавання та появу помилок у класифікації антен для методу кореляції, більш того, відсоток хибних розпізнавань сигналів як таких, що прийшли з іншої антени, зростає. Та сама тенденція посилюється, як видно на Рис. 9 та 10 для ССШ = 0 дБ, що унеможливає розпізнавання. Частка хибних розпізнавань антени ШНМ стає подібною до методу взаємної кореляції при ССШ = 10 дБ. Із Рис. 10 слідує, що ШНМ забезпечує в чотири рази більшу кількість правильних класифікацій у порівнянні з кореляційним підходом.

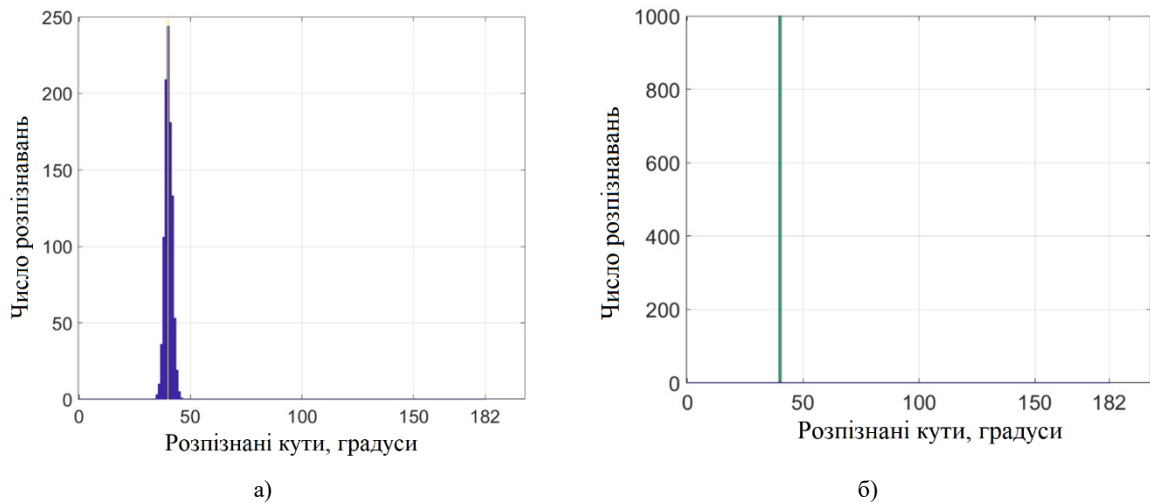


Рис. 3. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від першої антени під кутом 40° з ССШ = 30 дБ.

Fig. 3. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the first antenna at an angle of 40° with SNR = 30 dB.

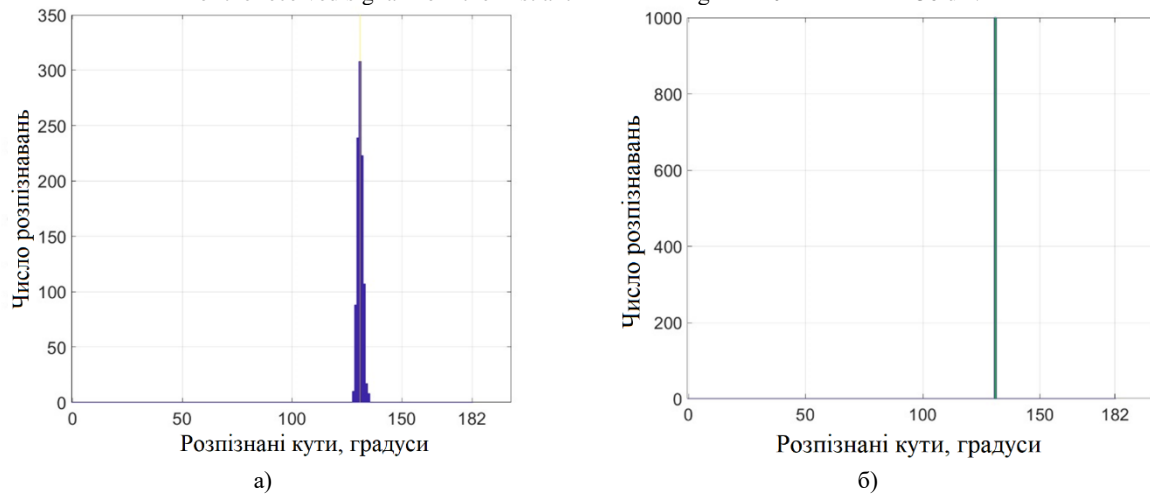


Рис. 4. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від другої антени під кутом 40° з ССШ = 30 дБ.

Fig. 4. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the second antenna at an angle of 40° with SNR = 30 dB.

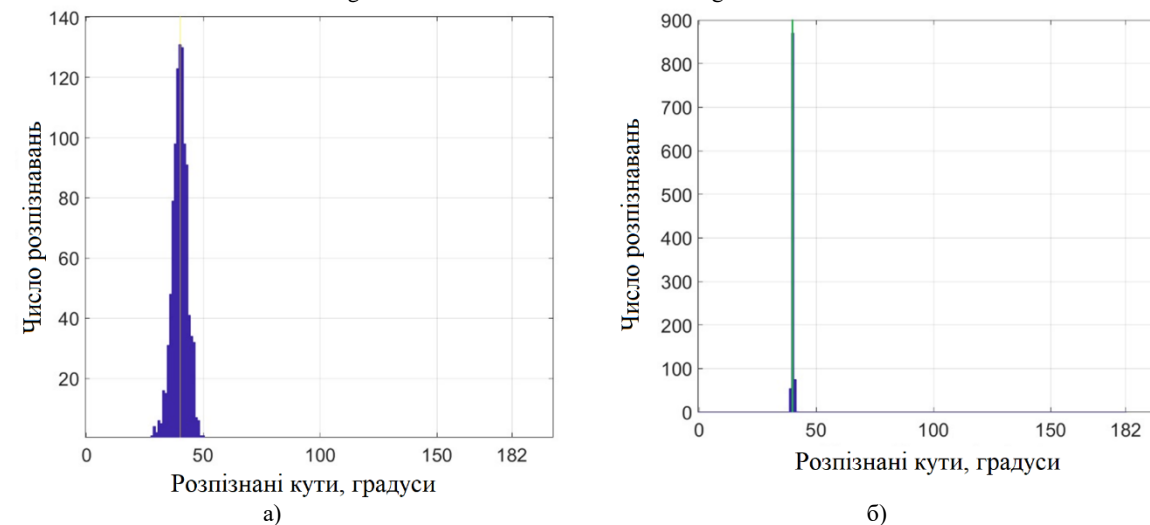


Рис. 5. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від першої антени під кутом 40° з ССШ = 20 дБ.

Fig. 5. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the first antenna at an angle of 40° with SNR = 20 dB.

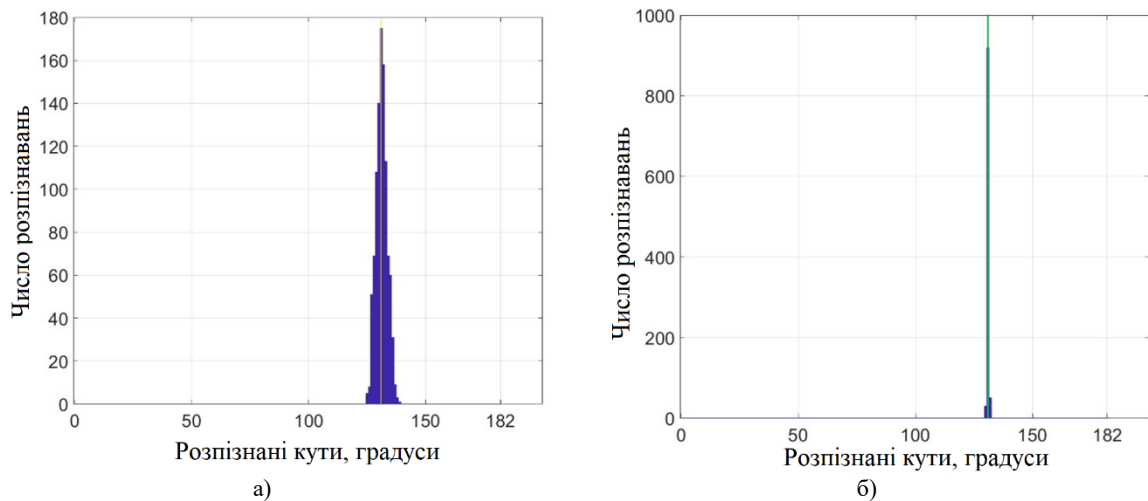


Рис. 6. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від другої антени під кутом 40° з ССШ = 20 дБ.

Fig. 6. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the second antenna at an angle of 40° with SNR = 20 dB.

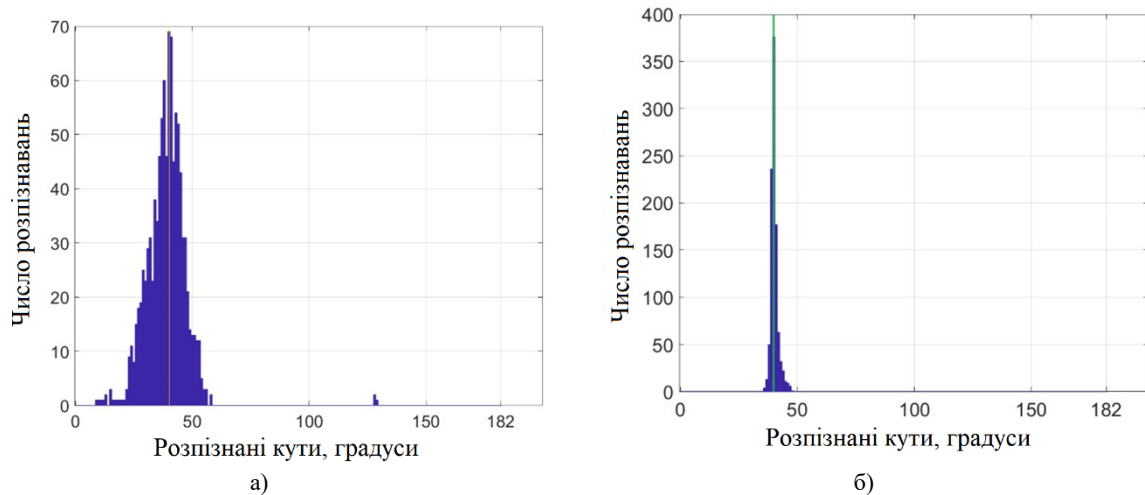


Рис. 7. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від першої антени під кутом 40° з ССШ = 10 дБ.

Fig. 7. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the first antenna at an angle of 40° with SNR = 10 dB.

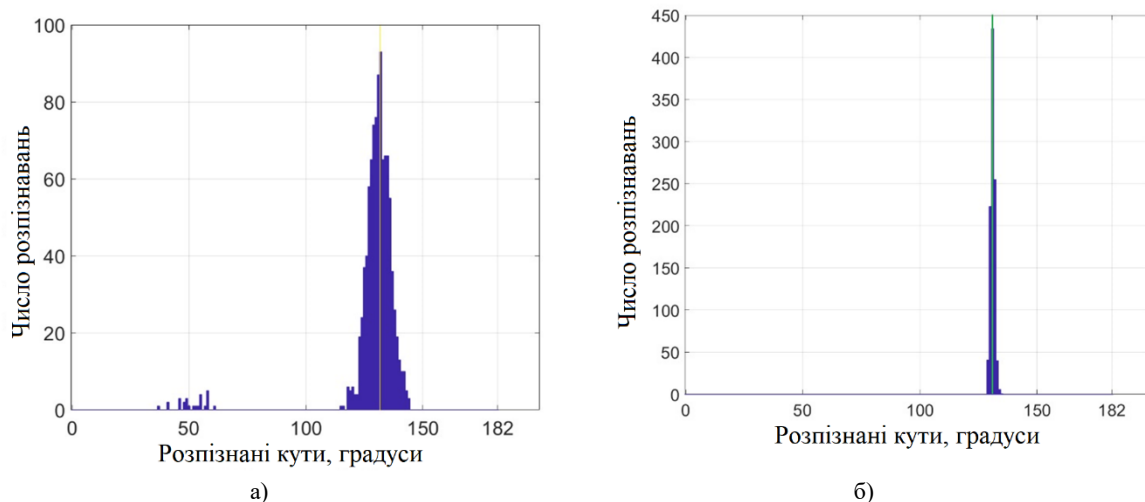


Рис. 8. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від другої антени під кутом 40° з ССШ = 10 дБ.

Fig. 8. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the second antenna at an angle of 40° with SNR = 10 dB.

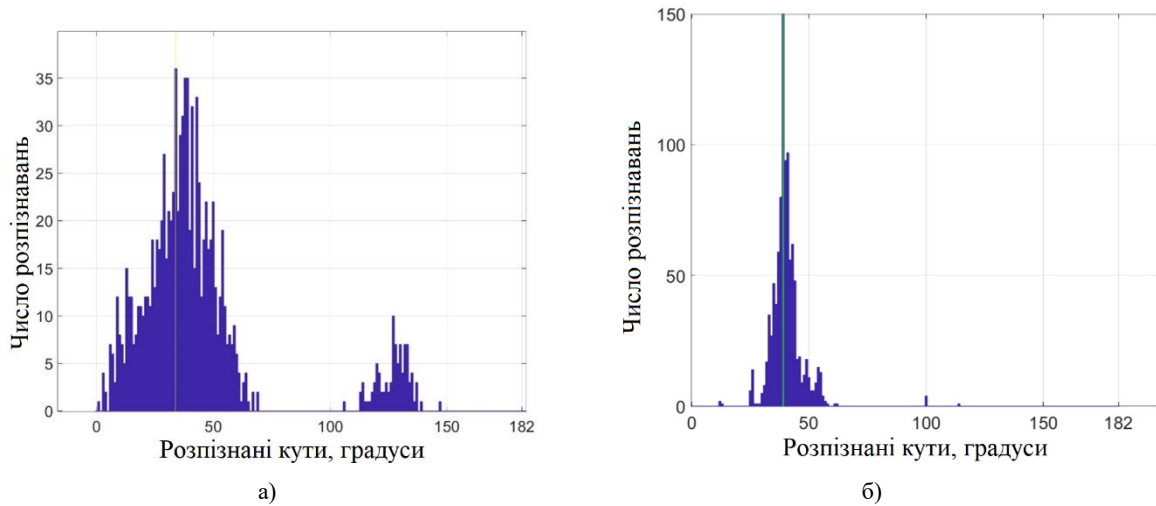


Рис. 9. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від першої антени під кутом 40° з ССШ = 0 дБ.

Fig. 9. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the first antenna at an angle of 40° with SNR = 0 dB.

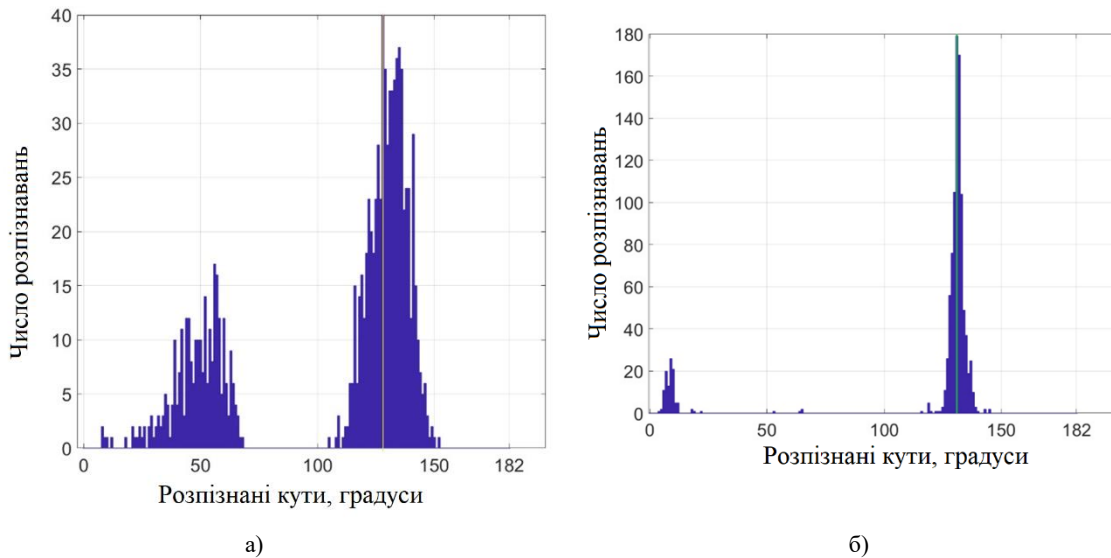


Рис. 10. Розподіл розпізнаних кутів для різних реалізацій шуму для взаємної кореляції (а) та для ШНМ (б) обробки прийнятого сигналу від другої антени під кутом 40° з ССШ = 0 дБ.

Fig. 10. Distribution of recognized angles for different noise realizations for cross-correlation (a) and for ANN (b) processing of the received signal from the second antenna at an angle of 40° with SNR = 0 dB.

ВИСНОВКИ

Описана в роботі двовимірна система позиціонування не вимагає синхронізації по часу. Невеликих змін часової форми випроміненого імпульсу достатньо, щоб визначити кут об'єкта щодо випромінювача з точністю в один градус, але, можливо, кутову точність можна збільшити. Порівняння ШНМ та методів кореляції для розпізнавання кутів показує, що штучні нейронні мережі можуть продемонструвати кращу точність, ніж кореляційний підхід. Надійним є використання ШНМ до значення ССШ = 10 дБ та вище і методу взаємної кореляції для ССШ = 20 дБ та вище. Але навіть для ССШ = 0 дБ ШНМ дає коректне розпізнавання кутів після статистичного усереднення результатів класифікації. ШНМ в числовому моделюванні демонструє час розрахунку на три порядки менший, ніж нам потрібно для розрахунку функції взаємної кореляції. Можна відзначити, що використання коротшого електромагнітного імпульсу підвищує якість класифікації кутів за наявності шуму для обох представлених методів. Ймовірно, збільшення кількості імпульсних випромінювачів може покращити точність і стабільність визначення положення об'єкта і забезпечить тривимірність позиціонування з використанням однієї нейронної мережі для обробки всіх отриманих сигналів від усіх джерел електромагнітних імпульсів.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

- I. D. Persanov  <http://orcid.org/0000-0002-7136-283X>
 O. M. Dumin  <http://orcid.org/0000-0001-5067-9689>
 V. A. Plakhtii  <http://orcid.org/0000-0002-0442-2716>
 O. A. Prishchenko  <http://orcid.org/0000-0001-7143-9545>
 P. G. Fomin  <https://orcid.org/0000-0002-6346-4270>

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- [1] Brena RF, García-Vázquez JP, Galván-Tejada CE, Muñoz- Rodríguez D, Vargas-Rosales C, Fangmeyer J. Evolution of indoor positioning technologies: a survey. *Journal of Sensors*. 2017;6:359. <https://doi.org/10.1155/2017/2630413>
- [2] Gangshan Wu, Chiyuan Chen, Ning Yang, Haifang Hui, Peifeng Xu. Design of differential GPS system based on BP neural network error correction for precision agriculture. *Proceedings of 2019 Chinese Intelligent Automation Conference (CIAC-2019)*; 20-22 September, 2019; Jiangsu, China; LNEE 586, p. 426-438. https://doi.org/10.1007/978-981-32-9050-1_49
- [3] Xuerong Cui, Jingzhen Li, Juan Li, Jianhang Liu, Tingpei Huang, Haihua Chen, Research on autocorrelation and cross-correlation analyses in vehicular nodes positioning. *International Journal of Distributed Sensor Networks*. 2019;15(4). <https://doi.org/10.1177/1550147719843864>
- [4] Martinelli A, Dolfi M, Morosi S, Mucchi L, Paoli M, Agili A. Ultra-wide Band Positioning in Sport: How the Relative Height Between the Transmitting and the Receiving Antenna Affects the System Performance. *International Journal of Wireless Information Networks*. 2019;27:18-29. <https://doi.org/10.1007/s10776-019-00470-7>
- [5] Harmuth HF. *Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication*. New York: Academic Press. 1981.
- [6] Schantz HG, DePierre RE. System and method for near-field electromagnetic ranging. US Patent No.: US 6,963,301 B2, November 8, 2005.
- [7] Schantz HG, Weil C, Uden AH. Characterization of error in a Near-Field Electromagnetic Ranging (NFER) Real-Time Location System (RTLs). *2011 IEEE Radio and Wireless Symposium*. 2011. p. 379-382, <https://doi.org/10.1109/RWS.2011.5725491>
- [8] Думін ОМ, Плахтій ВА, Персанов ІД, Као Ш. Система позиціонування на імпульсних надширококутових полях. *Вісник Харківського національного університету імені В.Н.КаразінаСерія «Радіофізика та електроніка»*, 2019;31:36-46. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-04>.
- [9] Shirokorad DV, Dumin AN, Dumina OA, Katrich VA. Анализ импульсных полей, отраженных от слоистой среды с потерями, с помощью искусственной нейронной сети. *Вісник Харківського національного університету імені В.Н.КаразінаСерія «Радіофізика та електроніка»*. 2009;15(883):35-40.
- [10] Dumin O, Plakhtii V, Prishchenko O, Pochanin G. Comparison of ANN and Cross-Correlation Approaches for Ultra Short Pulse Subsurface Survey. *15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020)*; Ukraine, February 2020. <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235459>
- [11] Taflove A, Hagness S. *Computational Electrodynamics: The Finite- Difference Time-Domain Method*. 3rd ed. Boston, London: Artech House, 2005.
- [12] Dumin O, Plakhtii V, Persanov I, Shuaishuai C. Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN. *15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020)*, Ukraine, February 2020. <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235460>.

REFERENCES

- [1] Brena RF, García-Vázquez JP, Galván-Tejada CE, Muñoz- Rodríguez D, Vargas-Rosales C, Fangmeyer J. Evolution of indoor positioning technologies: a survey. *Journal of Sensors*. 2017;6:359. <https://doi.org/10.1155/2017/2630413>
- [2] Gangshan Wu, Chiyuan Chen, Ning Yang, Haifang Hui, Peifeng Xu. Design of differential GPS system based on BP neural network error correction for precision agriculture. *Proceedings of 2019 Chinese Intelligent Automation Conference (CIAC-2019)*; 20-22 September, 2019; Jiangsu, China; LNEE 586, p. 426-438. https://doi.org/10.1007/978-981-32-9050-1_49

- [3] Xuerong Cui, Jingzhen Li, Juan Li, Jianhang Liu, Tingpei Huang, Haihua Chen, Research on autocorrelation and cross-correlation analyses in vehicular nodes positioning. *International Journal of Distributed Sensor Networks*. 2019;15(4). <https://doi.org/10.1177/1550147719843864>
- [4] Martinelli A, Dolfi M, Morosi S, Mucchi L, Paoli M, Agili A. Ultra-wide Band Positioning in Sport: How the Relative Height Between the Transmitting and the Receiving Antenna Affects the System Performance. *International Journal of Wireless Information Networks*. 2019;27:18-29. <https://doi.org/10.1007/s10776-019-00470-7>
- [5] Harmuth HF. *Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication*. New York: Academic Press. 1981.
- [6] Schantz HG, DePierre RE. System and method for near-field electromagnetic ranging. US Patent No.: US 6,963,301 B2, November 8, 2005.
- [7] Schantz HG, Weil C, Uden AH. Characterization of error in a Near-Field Electromagnetic Ranging (NFER) Real-Time Location System (RTLs). 2011 IEEE Radio and Wireless Symposium. 2011. p. 379-382, <https://doi.org/10.1109/RWS.2011.5725491>
- [8] Dumin OM, Plakhtii VA, Persanov ID, Kao Sh. Positioning system on pulsed ultra-wideband fields. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics"* 2019;31:36-46. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-04> [In Ukrainian].
- [9] Shirokorad DV, Dumin AN, Dumina OA, Katrich VA. Analysis of impulse fields reflected from a layered medium with losses using an artificial neural network. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics"*. 2009;15(883):35-40. [In Russian].
- [10] Dumin O, Plakhtii V, Prishchenko O, Pochanin G. Comparison of ANN and Cross-Correlation Approaches for Ultra Short Pulse Subsurface Survey. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020); Ukraine, February 2020. <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235459>
- [11] Taflove A, Hagness S. *Computational Electrodynamics: The Finite- Difference Time-Domain Method*. 3rd ed. Boston, London: Artech House, 2005.
- [12] Dumin O, Plakhtii V, Persanov I, Shuaishuai C. Positioning System Using Classification of Ultra Short Electromagnetic Pulse Forms by ANN. 15th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET – 2020), Ukraine, February 2020. <https://doi.org/10.1109/TCSET49122.2020.235460>.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-06>

УДК 537.868.3

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ ЕФЕКТИВНОЇ ПОВЕРХНІ РОЗСІЯННЯ ОБ'ЄКТА СКЛАДНОЇ ФОРМИ, РОЗТАШОВАНОГО НА ПІДСТИЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ З ДОВІЛЬНИМ КОЕФІЦІЄНТОМ ВІДБИТТЯ

В.С. Хричов, М.М. Легенький

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

E-mail: v.khrychov@karazin.ua

Надійшла до редакції 17 березня 2021 р.

Актуальність. Наразі важливою проблемою є моделювання розсіяння електромагнітної хвилі на об'єктах складної форми, що розташовані на деякій підстильній поверхні (це може бути військова техніка на тлі асфальту/трави, надводні об'єкти безпосередньо у водному просторі). Такі задачі важливі при проектуванні нової малопомітної техніки.

Мета роботи. Розглянути існуючу та запропонувати покращення методики вирішення задачі дифракції електромагнітної хвилі на об'єкті складної форми, який розташовано на тлі підстильній поверхні. При цьому, зміна електродинамічних параметрів підстильній поверхні не повинна призводити до необхідності розраховувати розсіяне усім об'єктом поле.

Матеріали та методи. Розв'язується задача дифракції на об'єкті складної форми, який розташовано на тлі деякої підстильній поверхні. Поверхня може характеризуватись діелектричною (та магнітною) проникністю, комплексним коефіцієнтом відбиття чи поверхневим імпедансом. Для визначення результуючого поля для об'єкта, розташованого над довільною поверхнею розв'язують задачу розсіяння для випадків, коли об'єкт розташовано над ідеальною провідною поверхнею та над ідеальним магнетиком.

Результати. Запропонована методика для моделювання розсіяння електромагнітних хвиль об'єктами складної форми, що розташовані над довільною підстильною поверхнею. Проведено чисельні експерименти, що демонструють ефективність цієї методики.

Висновки. Показано, що запропонована у статті методика дозволяє ефективно розраховувати внесок різних підстильних поверхонь у результуюче розсіяне поле складних об'єктів, які на ній розташовані. Для цього не потрібно кожного разу проводити моделювання безпосередньо для об'єкту над конкретною поверхнею. Достатньо провести всього три моделювання: для об'єкта у вільному просторі, а також, коли як підстильна поверхня використовуються ідеальний провідник та ідеальний магнетик. Отримано формули, що дозволяють розраховувати розсіяне цим об'єктом поле для довільної підстильній поверхні.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: Ефективна поверхня розсіяння, ЕПР, електромагнітне розсіяння, діаграма зворотного розсіяння, підстильна поверхня.

CALCULATION METHOD OF THE RADAR CROSS SECTION OF THE COMPLEX SHAPE OBJECT LOCATED ON THE SURFACE WITH AN ARBITRARY REFLECTION COEFFICIENT

V. Khrychov, M. Legenkiy

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Relevance. Currently, an important problem is the electromagnetic wave scattering modeling on the complex shape objects located on some underlying surface (this may be military equipment on bitumen/ grass, surface objects directly on the water). Such tasks are important when designing new inconspicuous equipment.

The purpose of the work. Consider the existing and suggest improvements in the method solving of the problem of electromagnetic wave diffraction on the complex shape object, which is located on some underlying surface. In this case, the change in the electromagnetic parameters of the underlying surface should not lead to the need to recalculate the field scattered from the object.

Materials and methods. The diffraction problem is solved for the complex shape object, which is located on the underlying surface. The surface can be characterized by dielectric (and magnetic) permeability, complex reflection coefficient or surface impedance. In order to determine the resulting field for an object located on an arbitrary surface, the scattering problem is solved for cases when the object is located above an ideally conducting surface and above an ideal magnetic.

Results. A modeling technique for the scattering of the electromagnetic waves by the complex shape objects located above an underlying surface is proposed. Numerical experiments have been carried out in order to demonstrate the effectiveness of this technique.

Conclusion. It is shown that the method proposed in the article allows to effectively calculate the contribution of different underlying surfaces in the resulting scattered field of the complex shape objects that are located on it. You do not need to simulate directly for an object over a specific surface each time. It is enough to carry out only three simulations: for an object in free space, and also when ideal conductor and ideal magnetic are used as the underlying surface. Formulas that allow to calculate the field scattered by this object for an arbitrary underlying surface are obtained.

KEYWORDS: Radar Cross Section, RCS, electromagnetic scattering, backscattering diagram, underlying surface.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ

В.С. Хричов, М.Н. Легенький

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, 61022, г. Харьков, Украина

Актуальность. Сейчас важной проблемой является моделирование рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы, расположенных на некоторой подстилающей поверхности (это может быть военная техника на фоне асфальта / травы, надводные объекты непосредственно в водном пространстве). Такие задачи важны при проектировании новой малозаметной техники.

Цель работы. Рассмотреть существующую и предложить улучшение методики решения задачи дифракции электромагнитной волны на объекте сложной формы, расположенном на фоне подстилающей поверхности. При этом, изменение электродинамических параметров подстилающей поверхности не должны приводить к необходимости рассчитывать рассеянное всем объектом поле.

Материалы и методы. Решается задача дифракции на объекте сложной формы, расположенном на фоне некоторой подстилающей поверхности. Поверхность может характеризоваться диэлектрической (и магнитной) проницаемостью, комплексным коэффициентом отражения или поверхностным импедансом. Для определения результирующего поля для объекта, расположенного над произвольной поверхностью, решают задачу рассеяния для случаев, когда объект расположен над идеально проводящей поверхностью и над идеальным магнетиком.

Результаты. Предложена методика для моделирования рассеяния электромагнитных волн объектами сложной формы, расположенными над произвольной подстилающей поверхностью. Проведены численные эксперименты, демонстрирующие эффективность этой методики.

Выводы. Показано, что предложенная в статье методика позволяет эффективно рассчитывать вклад различных подстилающих поверхностей в результирующее рассеянное поле сложных объектов, которые на ней расположены. Для этого не нужно каждый раз проводить моделирование непосредственно для объекта над конкретной поверхностью. Достаточно провести всего три моделирования: для объекта в свободном пространстве, а также, когда в качестве подстилающей поверхности используются идеальный проводник и идеальный магнетик. Получены формулы, позволяющие рассчитывать рассеянное этим объектом поле для произвольной подстилающей поверхности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Эффективная поверхность рассеяния, ЭПР, электромагнитное рассеяние, диаграмма обратного рассеяния, подстилающая поверхность.

ВСТУП

Наразі для створення малопомітної техніки подвійного призначення важливою є попередня або поточна оцінка її радіолокаційної помітності. Зазвичай для оцінки радіолокаційної помітності типового радіолокаційного об'єкту потрібним є врахування його дифракційних характеристик для електромагнітного поля, довжина хвилі якого є значно меншою за розміри досліджуваного об'єкту. Для визначення радіолокаційної помітності об'єкту існують два шляхи: експериментальні вимірювання та теоретичне моделювання. Існуючі методи теоретичного моделювання дифракції електромагнітних хвиль радіолокаційного діапазону на моделі об'єкту складної форми вимагають багато часу на обробку моделі та моделювання процесу дифракції. Зрозуміло, що в реальності досліджувана модель знаходиться не у вільному просторі. Отже, часто такі моделювання доводиться проводити для різних типів підстильної поверхні, щоб вирахувати помітність досліджуваного об'єкту на тлі тієї чи іншої підстильної поверхні.

Огляд методів розрахунку ефективної поверхні розсіяння різноманітних військових об'єктів наведено у книзі українських авторів – Сухаревського та інших [1]. Також наведено оригінальні методи розрахунку, які засновані на представленні поверхні об'єктів криволінійними ділянками (частини поверхні еліпсоїда), розсіянні на ребрах, зокрема з поглинаючим матеріалом.

Найбільш швидким і поширеним методом для розрахунку розсіяння на великих металевих об'єктах зі складною формою є метод, який відомий в зарубіжній літературі, як Shooting and Bouncing Ray (SBR) [2, 3, 4]. Цей метод засновано на наближенні геометричної та фізичної оптики, в ньому досліджуваний об'єкт освітлюється набором променів (хвильових трубок). За допомогою фізичної оптики враховується відбиття цих променів в напрямку приймача, а за допомогою геометричної оптики – відбиття в напрямку інших ділянок досліджуваної моделі. Цей метод наразі добре вивчено й він може бути ефективно використаний для розрахунку дифракції хвиль на об'єктах складної форми. При цьому комп'ютерна реалізація методу може бути суттєво пришвидшена з використанням графічної карти [3, 5].

Також наразі існують роботи щодо застосування наближення фізичної оптики у часовій області [4, 6] та модифікацій інших аналогічних методів для розрахунку дифракції широкосмугових та імпульсних полів на різних об'єктах [7, 8]. Підходи в часовій області дозволяють отримувати результати у смузі частот за одне моделювання.

Наразі існує багато комерційних електромагнітних симуляторів, призначених для розв'язку дифракційних задач на різних об'єктах. Серед таких симуляторів слід згадати CST Microwave Studio

(Asymptotic Solver) [9], ANSYS Savant [10], FEKO [11]. В цих симуляторах використовується підхід SBR+, який полягає у тому, що окрім стандартного SBR (трассировка променів) ще враховують дифракцію на ребрах, повзучі хвилі, тощо. Деякі з зазначених програм (зокрема Ansys Savant) дозволяють визначати поля, що створюються при розміщенні об'єкту у ближній зоні випромінюючої антени. Це є важливим для моделювання процесу визначення характеристик радіолокаційної помітності об'єкту на основі вимірювань у ближній зоні антени. Відзначимо, що вищезгадані програмні продукти мають обмеження на тип поверхні об'єкту, які можна використовувати при моделюванні: ідеально відбиваючі, ідеально поглинаючі, відбиваючі за формулами Френеля, багат шарові діелектричні покриття, імпедансні покриття та покриття, що задаються таблицею кутового розподілу коефіцієнту відбиття.

В статті розглянуто методику визначення радіолокаційної помітності об'єкту складної форми на тлі підстильної поверхні. При цьому проаналізовано різні компоненти поля, що повинні враховуватися при розв'язанні задачі дифракції поля на об'єкті, який розташований на підстильній поверхні. Розглянуто декомпозицію поля на різні промені з різною кількістю відбиттів від підстильної поверхні. Зазначена методика надає змогу розраховувати вплив підстильної поверхні з відомими електродинамічними характеристиками. Проведено чисельні експерименти, що підтверджують дієвість методики.

МОДЕЛЮВАННЯ ПІДСТИЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ

Для комплексної оцінки помітності об'єкта необхідно розраховувати його діаграму зворотного розсіяння (ДЗР) на різних типах підстильної поверхні. При цьому різні типи підстильної поверхні в цій моделі описуються двома параметрами:

- 1) зворотнім розсіюванням, обумовленим дифузним розсіюванням на неоднорідній поверхні. Це розсіювання створює «фон», на якому необхідно виявити об'єкт, і не бере участі в розрахунку ДОР об'єкта;
- 2) дзеркальним відбиттям, що впливає на зворотне розсіювання від об'єкта за рахунок відбиття променів між об'єктом і поверхнею.

Зворотне розсіювання описується за допомогою питомої ЕПР підстильної поверхні σ_{spec} . Дзеркальне відбиття можна задати трьома різними способами:

- 1) задати діелектричну проникність півпростору, на якій розташований об'єкт;
- 2) задати комплексний коефіцієнт відбиття від поверхні для заданого кута падіння і поляризації, він розраховується за формулами Френеля;
- 3) задати поверхневий імпеданс площини.

Перший спосіб використовується для отримання вхідних даних, коли різні типи поверхні в літературі описуються значенням ефективної комплексної діелектричної проникності, яка залежить від складу і вологості ґрунту. Наприклад, для бетону діелектрична проникність $\varepsilon = 5.5$, для піщаного ґрунту при вологості 4.3% на частоті $f = 3GHz$ діелектрична проникність становитиме $\varepsilon \approx 3.7 + 0.18j$, а при вологості 24.3% діелектрична проникність вже складе $\varepsilon \approx 15 + 3j$ [12]. Третій спосіб можна використовувати для зручного завдання підстильної поверхні через одне значення.

Розрахунок ДЗР об'єкта в програмі електродинамічного моделювання зазвичай займає чимало часу (99% від загального часу розрахунку помітності), при цьому для кожного типу підстильної поверхні (для різних ε) необхідно задавати нове значення імпедансу підстильної поверхні і заново виконувати тривале моделювання. Для оптимізації цього процесу, можливості аналізу ДЗР для діапазону значень діелектричної проникності підстильної поверхні (наприклад, для заданого діапазону зміни вологості ґрунту), а також для використання додаткових можливостей інтерпретації результатів розрахунку ДЗР з метою виявлення конструктивних особливостей, що впливають на помітність об'єкта, пропонується використовувати наступну схему розрахунку на основі декомпозиції відбитого поля. Поле, розсіяне на об'єкті, розташованому над площиною, можна умовно розділити на наступні компоненти:

- 1) промені, які падають на об'єкт і відбиваються ним у зворотному напрямку;
- 2) промені, які падають на об'єкт, відбиваються ним в напрямку підстильної поверхні і відбиваються від неї в напрямку на приймач;
- 3) промені, які падають на підстильну поверхню, відбиваються від неї на об'єкт і відбиваються об'єктом в напрямку на приймач;
- 4) промені, які падають на підстильну поверхню, відбиваються від неї на об'єкт, відбиваються об'єктом в напрямку підстильної поверхні і відбиваються від неї в напрямку на приймач.

Відбите поле E_0 , створюване променями з 1), не взаємодіє з підстильною поверхнею, тому ця частина поля не залежить від коефіцієнта відбиття від поверхні. Відбите поле E_1 , створюване променями, описаними в пунктах 2) та 3) взаємодіє з підстильною поверхнею один раз, отже воно буде пропорційним коефіцієнту відбиття. Поле E_2 , що створюється променями з пункту 4), взаємодітиме з

підстильною поверхнею двічі і його внесок буде квадратично залежати від коефіцієнта відбиття.

На Рис.1 схематично зображено описані випадки взаємодії. Таким чином, нехтуючи багаторазовими перевідбиттями між об'єктом і ґрунтом, можна вважати, що відбите поле залежить від коефіцієнта відбиття за наступним законом:

$$E(R) = E_0 + R \cdot E_1 + R^2 \cdot E_2. \tag{1}$$

Оскільки розглядається нескінченно плоска підстильна поверхня, внесок в розсіяне поле даватимуть лише промені, що взаємодіють з поверхнею під кутами, що відповідають куту місця радара, тому в разі залежності коефіцієнту відбиття від кута (наприклад, за формулами Френеля), у формулі (1) буде фігурувати коефіцієнт відбиття (R), що відповідає куту падіння (куту місця радара).

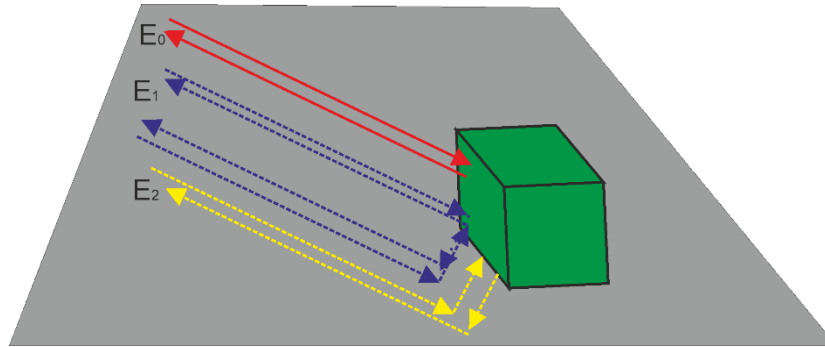


Рис. 1. Відбиття від об'єкта над підстильною поверхнею.
Fig. 1. Reflection from the object above the underlying surface

Далі можна розрахувати відбите об'єктом поле для трьох випадків:

- 1) об'єкт у вільному просторі (немає підстильної поверхні), результат моделювання - комплексна амплітуда розсіяного поля E_A ;
- 2) об'єкт над ідеальною провідною металевою поверхнею (для неї поверхневий імпеданс дорівнює нулю $Z = 0$, коефіцієнт відбиття $R = -1$), результат моделювання - комплексна амплітуда розсіяного поля E_M ;
- 3) об'єкт над поверхнею з нескінченним поверхневим імпедансом (ідеальний магнетик, $Z = \infty$, коефіцієнт відбиття $R = 1$), результат моделювання - комплексна амплітуда розсіяного поля E_∞ .

Із результатів такого моделювання можна отримати всі три компоненти розсіяного поля (див Табл. 1).

Таблиця 1. Компоненти розсіяного поля для моделі (1).

Матеріал підстильної поверхні	Поверхневий імпеданс	Коефіцієнт відбиття	Компонента розсіяного поля
Підстильна поверхня відсутня	-	$R = 0$	$E_A = E_0$
Ідеальний провідник	$Z_s = 0$	$R = -1$	$E_M = E_0 - E_1 + E_2$
Ідеальний магнетик	$Z_s = \infty$	$R = 1$	$E_\infty = E_0 - E_1 + E_2$

Використовуючи дані з Таблиці 1, можна отримати формули, що дозволяють перерахувати кутову залежність ЕПР для довільної поверхні:

$$\begin{aligned} E_0 &= E_A; \\ E_1 &= 0.5(E_\infty - E_M); \\ E_2 &= 0.5(E_\infty + E_M) - E_A. \end{aligned} \tag{2}$$

Таким чином, провівши три моделювання ми отримуємо результати, які дозволяють нам перерахувати ДОР для довільної підстильної поверхні за формулою (1).

Для зниження обчислювального навантаження можна обмежитися тільки двома складовими в (1), при цьому досить провести моделювання для об'єкта у вільному просторі і над металом (дивись Табл 2):

$$E(R) \approx E_0 + R \cdot E'_1. \tag{3}$$

В цьому випадку для оцінки компоненти E'_1 можна записати:

$$\begin{aligned} E_0 &= E_A; \\ E'_1 &= E_A - E_M. \end{aligned} \quad (4)$$

Різниця між наближенням (3) і більш точним значенням (1) визначається коефіцієнтом відбиття (R) і значенням компоненти відбиття E_2 :

$$\begin{aligned} E'(R) &\approx E_0 + R \cdot (E_A - E_M) = E_0 + R \cdot (E_1 - E_2) \\ E(R) &= E_0 + R \cdot E_1 + R^2 \cdot E_2 \\ E - E' &= E_2 R (1 + R). \end{aligned} \quad (5)$$

Таблиця 2. Компоненти розсіяного поля для моделі (3).

Матеріал підстильної поверхні	Поверхневий імпеданс	Коефіцієнт відбиття	Компонента розсіяного поля
Підстильна поверхня відсутня	-	$R = 0$	$E_A = E_0$
Ідеальний провідник	$Z_s = 0$	$R = -1$	$E_M = E_0 - E'_1$

Більшість електромагнітних солверів дозволяють задавати поверхню або у вигляді ідеально провідної поверхні, або у вигляді імпедансної поверхні, на якій виконуються імпедансні граничні умови для тангенціальних компонент повного поля:

$$\vec{E}_\tau = Z_s [\vec{n} \times \vec{H}_\tau]. \quad (6)$$

Зокрема, при $Z = 0$ отримуємо граничну умову на ідеальному провіднику $\vec{E}_\tau = 0$, а при $Z = \infty$ отримуємо $\vec{H}_\tau = 0$, що відповідає граничній умові на ідеальному магнетикі. Коефіцієнт відбиття від імпедансної площини в залежності від кута для паралельної (вертикальної) і перпендикулярної (горизонтальної) поляризації обчислюється за формулами:

$$R_{\parallel} = \frac{Z_s - Z_0 \cos \theta}{Z_s + Z_0 \cos \theta} \quad R_{\perp} = \frac{Z_s \cos \theta - Z_0}{Z_s \cos \theta + Z_0}, \quad (7)$$

де θ — кут падіння (що відповідає куту місця радара). Зворотні до них формули дозволяють за коефіцієнтом відбиття і кутом падіння отримати відповідний поверхневий імпеданс:

$$Z_s = Z_0 \cos \theta \frac{1 + R_{\parallel}}{1 - R_{\parallel}} \quad Z_s = \frac{Z_0}{\cos \theta} \frac{1 + R_{\perp}}{1 - R_{\perp}}. \quad (8)$$

Ці формули для імпедансної поверхні дещо відрізняються від формул Френеля:

$$R_{\parallel} = \frac{Z \cos \varphi - Z_0 \cos \theta}{Z \cos \varphi + Z_0 \cos \theta} \quad R_{\perp} = \frac{Z \cos \theta - Z_0 \cos \varphi}{Z \cos \theta + Z_0 \cos \varphi}, \quad (9)$$

в яких при імпедансі діелектричного напівпростору присутній косинус кута заломлення:

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - (\varepsilon \mu)^{-1} \sin^2 \theta}, \quad (10)$$

тут $Z = Z_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ - імпеданс середовища, $Z_0 \approx 120\pi \text{ Ом}$ - імпеданс вільного простору.

Таким чином, задавши діелектричну проникність ґрунту, можна за формулами (9) розрахувати коефіцієнт відбиття (для заданої поляризації і кута місця радара), далі можна:

1) або ж розрахувати за формулами (8) відповідний поверхневий імпеданс і провести моделювання, отримавши ДЗР об'єкта на підстильній поверхні із заданими властивостями;

2) або отриманий коефіцієнт підставити в формулу (1) (або в менш точну (3)) і отримати ДЗР для об'єкта над підстильною поверхнею із заданими властивостями на основі раніше розрахованих ДЗР для об'єкта у вільному просторі і об'єкта над ідеальним провідником або магнетиком.

Якщо запропонований підхід вірний, то отримані ДЗР повинні співпадати.

ЧИСЛОВІ РОЗРАХУНКИ

В якості тестового випадку було розглянуто металевий куб (ребро куба 1м, куб розташований на висоті 30 см над площиною $Z = 0$). Моделювання проводилось для різних азимутальних кутів, при куті місця 40 градусів від вертикалі, довжина хвилі $\lambda = 10$ см, горизонтальна поляризація.

Було проведено електродинамічне моделювання для 3-х випадків:

1) Розраховується поле, відбите тільки від куба, підстильна поверхня не враховується. Таким чином розраховується поле E_0 ;

2) Розраховується поле, відбите від куба, розташованого над металевою підстильною поверхнею, E_M ;

3) Розраховується поле, відбите від куба, розташованого над імпедансною (поверхневий імпеданс $Z_s = 50 \text{ Ом}$) підстильною поверхнею, E_Z .

В останньому випадку поле E_Z можна також обчислити за формулою (3). На Рис. 2 показано відмінний збіг розрахованих двома способами ДЗР.

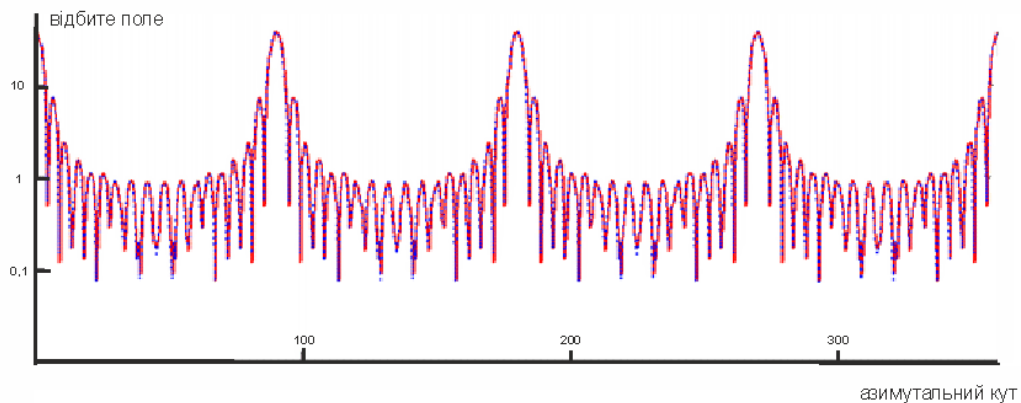


Рис. 2. Діаграма зворотного розсіювання металевого куба над імпедансною площиною.

Fig. 2. Backscattering diagram for the metal cube over the impedance plane.



ВИСНОВКИ

Розглянуто існуючі та запропоновано покращені методики розв'язання задачі дифракції електромагнітної хвилі на об'єкті складної форми, який розташований на тлі підстильної поверхні. При цьому, зміна електродинамічних параметрів підстильної поверхні не приводить до необхідності розраховувати розсіяне поле усім об'єктом. Поверхня може характеризуватись діелектричною (та магнітною) проникністю, комплексним коефіцієнтом відбиття чи поверхневим імпедансом. Для визначення результуючого поля для об'єкта, розташованого над довільним покриттям, розв'язують задачу, коли об'єкт розташований над ідеальним провідником; над ідеальним магнетиком, а також отримано розсіяне поле для випадку, коли об'єкт знаходиться у вільному просторі без якоїсь поверхні. Отримано розсіяне цим об'єктом поле для довільної підстильної поверхні.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

V.S.Khrychov  <https://orcid.org/0000-0002-1033-1714>;
M.N. Legenkiy  <https://orcid.org/0000-0002-5945-4002>.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Sukharevsky, OI, et al., Electromagnetic Wave Scattering by Aerial and Ground Radar Objects, 332, O. I. Sukharevsky (ed.), CRC Press, 2014.
2. Jiang, Wang-Qiang, et al. Rectangular Wave Beam Based GO/PO Method for RCS Simulation of Complex Target. Progress In Electromagnetics Research M 53. (2017): 53-65. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERM16102401>
3. Gao, P. C., et al. Parallel shooting and bouncing ray method with virtual divergence factor for fast analysis of scattering from complex targets. Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS). IEEE. 2016. <https://doi.org/10.1109/PIERS.2016.7735193>
4. Breglia, Alfonso, et al. Comparison of Acceleration Data Structures for Electromagnetic Ray-Tracing

- Purposes on GPUs [EM Programmer's Notebook]. IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2015;57(5):159-176. <https://doi.org/10.1109/MAP.2015.2470685>
5. Charlotte Blair. HFSS Hybrid Finite Element and Integral Equation Solver and Savant for Large Scale Electromagnetic Design and Simulation. Technical presentation www.ieee.li/pdf/viewgraphs/hfss_hybrid_finite_element_and_integral_equation_solver.pdf
 6. Johansen, Peter M. Time-domain version of the physical theory of diffraction. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1999; 47(2):261-270. <https://doi.org/10.1109/8.761065>
 7. An, Y., et al. FPO-Based Shooting and Bouncing Ray Method for Wide-Band RCS Prediction. Applied Computational Electromagnetics Society Journal. 2014;29(4).
 8. Ding, Ji, et al. Analysis of transient electromagnetic scattering using the multilevel time domain fast dipole method." Progress In Electromagnetics Research. 2013;140:401-413. <https://doi.org/10.2528/PIER13041003>
 9. Frank Scharf. Automotive Radar at 77GHz; Coupled 3D-EM/Asymptotic Simulations. CST STUDIO SUITE – North American Automotive Workshop 2016. www.cst.com/-/media/cst/landing-pages/2016automotive/automotive-radar-at-77ghz-coupled-3demasymptotic-simulations.ashx
 10. Charlotte Blair. HFSS Hybrid Finite Element and Integral Equation Solver and Savant for Large Scale Electromagnetic Design and Simulation. Technical presentation www.ieee.li/pdf/viewgraphs/hfss_hybrid_finite_element_and_integral_equation_solver.pdf
 11. Банков СЕ, Курушин АА. Расчет излучаемых структур с помощью FEKO М.: ЗАО «НПП РОДНИК», 2008. 246 с.
 12. Майзельс ЕН. Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. Под ред. Колосова МА., Майзельс ЕН, Торгованов ВА. Москва: Сов. радио, 1972. 232 с.
 13. Кобак ВО. Радиолокационные отражатели. Москва, «Сов. радио», 1975, 248 с.
 14. Ковалев СВ, Нестеров СМ, Skorodumov IA. Определение ЭПР объектов с учетом переотражений от земной поверхности. Радиотехника и электроника. 1996;41:1304–1310.
 15. Khrychov V, Legenkiy M. Different components of the electromagnetic scattering of complex shape objects Proceedings of the IEEE microwaves, radar and remote sensing symposium (MRRS-2020), 2020. <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252733>

REFERENCES

1. Sukharevsky, OI, et al., Electromagnetic Wave Scattering by Aerial and Ground Radar Objects, 332, O. I. Sukharevsky (ed.), CRC Press, 2014.
2. Jiang, Wang-Qiang, et al. Rectangular Wave Beam Based GO/PO Method for RCS Simulation of Complex Target. Progress In Electromagnetics Research M. 2017;53:53-65. <http://dx.doi.org/10.2528/PIERM16102401>
3. Gao PC, et al. Parallel shooting and bouncing ray method with virtual divergence factor for fast analysis of scattering from complex targets. Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS). IEEE, 2016. <https://doi.org/10.1109/PIERS.2016.7735193>
4. Breglia Alfonso, et al. Comparison of Acceleration Data Structures for Electromagnetic Ray-Tracing Purposes on GPUs [EM Programmer's Notebook]. IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2015;57(5):159-176. <https://doi.org/10.1109/MAP.2015.2470685>
5. Charlotte Blair. HFSS Hybrid Finite Element and Integral Equation Solver and Savant for Large Scale Electromagnetic Design and Simulation. Technical presentation www.ieee.li/pdf/viewgraphs/hfss_hybrid_finite_element_and_integral_equation_solver.pdf
6. Johansen, Peter M. Time-domain version of the physical theory of diffraction. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1999;47(2):261-270. <https://doi.org/10.1109/8.761065>
7. An, Y., et al. FPO-Based Shooting and Bouncing Ray Method for Wide-Band RCS Prediction. Applied Computational Electromagnetics Society Journal. 2014;29(4).
8. Ding Ji, et al. Analysis of transient electromagnetic scattering using the multilevel time domain fast dipole method. Progress In Electromagnetics Research. 2013; 140:401-413. <https://doi.org/10.2528/PIER13041003>
9. Frank Scharf. Automotive Radar at 77GHz; Coupled 3D-EM/Asymptotic Simulations. / CST STUDIO SUITE – North American Automotive Workshop 2016. www.cst.com/-/media/cst/landing-pages/2016automotive/automotive-radar-at-77ghz-coupled-3demasymptotic-simulations.ashx
10. Charlotte Blair. HFSS Hybrid Finite Element and Integral Equation Solver and Savant for Large Scale Electromagnetic Design and Simulation. Technical presentation www.ieee.li/pdf/viewgraphs/hfss_hybrid_finite_element_and_integral_equation_solver.pdf
11. Bankov SE, Kurushin AA. Calculation of radiated structures using FEKO M. : NPP RODNIK CJSC, 2008. 246 p. [In Russian]
12. Maisels EN Measurement of the scattering characteristics of radar targets. Ed. Kolosova MA, Maisels EN, Torgovanov VA. Moscow: Sov. radio, 1972. 232 P. [In Russian]
13. Kobak VO. Radar reflectors. Moscow: Soviet Radio, 1975. 348 p. [In Russian]
14. Kovalev SV, Nesterov SM, Skorodumov IA. Determination of RCS of objects taking into account re-reflections from the earth's surface. Radio engineering and electronics. 1996;41:1304–1310. [In Russian]
15. Khrychov V, Legenkiy M. Different components of the electromagnetic scattering of complex shape objects. Proceedings of the IEEE microwaves, radar and remote sensing symposium (MRRS-2020), 2020. <https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252733>

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-07>

УДК 550.388

ВАРІАЦІЇ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, ЩО СУПРОВОДЖУВАЛИ СОНЯЧНЕ ЗАТЕМНЕННЯ 10 ЧЕРВНЯ 2021 Р.

Л. Ф. Черногор, М. Ю. Голуб, Y. Luo, A. M. Цимбал, М. Б. Шевелев

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,
м. Харків, 61022, Україна

E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

Надійшла до редакції 22 квітня 2021 р.

Актуальність. У даний час питання про геомагнітний ефект сонячних затемнень (СЗ) залишається відкритим. У літературі наведені суперечливі дані. Одні автори стверджують, що амплітуда компоненти головного магнітного поля "північ – південь" збільшується, інші, що вона зменшується. Треті автори відзначають, що ця амплітуда взагалі не змінюється, а варіює амплітуда компоненти "захід – схід". В одних випадках спостереження підтверджують механізм геомагнітного ефекту, зумовленого збуренням системи іоносферних струмів (Sq), в інших – суперечать йому. Труднощі спостереження геомагнітного ефекту СЗ пов'язані з тим, що на магнітне поле впливає багато високоенергетичних джерел. Величина геомагнітного ефекту залежить не тільки від сили (фази) СЗ, але і від стану космічної погоди, місця спостереження, часу доби, пори року та ін. Тому дослідження геомагнітного ефекту кожного нового СЗ залишається актуальним завданням. Особливістю СЗ 10 червня 2021 р. було те, що воно належало до кільцеподібних. Функція покриття на рівні Землі не перевищувала 89%, а фаза – 0.943.

Мета роботи – виклад результатів аналізу варіацій геомагнітного поля протягом СЗ 10 червня 2021 р., зареєстрованого мережею магнітних станцій INTERMAGNET.

Методи і методологія. Для аналізу ефектів у головному магнітному полі Землі використовувалися дані вимірювань міжнародної мережі INTERMAGNET. Проаналізовано дані 15 магнітних станцій, розташованих на широтах від 77.47° пн. ш. до 48.17° пн. ш. При цьому максимальна фаза СЗ на рівні Землі змінювалася від 0.943 до 0.124. Роздільна здатність за часом – 1 хв, за рівнем геомагнітного поля – близько 0.1 нТл. Для визначення спектрального складу квазіперіодичних варіацій використовувався системний спектральний аналіз, який об'єднує взаємодоповнюючі віконне перетворення Фур'є, адаптивне перетворення Фур'є і вейвлет перетворення на основі материнської функції Морле.

Результати. Виявлено та пояснено аперіодичний геомагнітний ефект сонячного затемнення, що полягає в зменшенні не більше, ніж на ~ 30 нТл рівня компоненти поля в напрямку "північ – південь". Ефект пояснюється зміною величини густини іоносферного струму в напрямку "захід – схід" в результаті зменшення під дією затемнення концентрації електронів. Виявлено та пояснено квазіперіодичний геомагнітний ефект сонячного затемнення, викликаний генерацією затемнення атмосферних гравітаційних хвиль. Хвиля викликає модуляцію іоносферного струму, а також захоплення електронів, що створює додатковий квазіперіодичний іоносферний струм з періодом, рівним періоду хвилі. Амплітуда квазіперіодичних варіацій становила кілька одиниць нанотесла. Системний спектральний аналіз дозволив уточнити періоди квазіперіодичних варіацій геомагнітного поля, що супроводжували затемнення (близько 20 і 35 хв).

Висновки. Аперіодичний і квазіперіодичний геомагнітні ефекти зумовлені збуренням (генерацією) іоносферного струму.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: сонячне затемнення, геомагнітне поле, X-компонента, іоносферний струм, аперіодичний ефект, квазіперіодичний ефект, модуляція іоносферного струму

VARIATIONS IN THE GEOMAGNETIC FIELD THAT ACCOMPANIED THE 10 JUNE 2021 SOLAR ECLIPSE

L. F. Chernogor, M. Yu. Golub, Y. Luo, A. M. Tsybal, M. B. Shevelev

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Urgency. At present, the existence of the geomagnetic effect of solar eclipses (SEs) is in question. The data presented in the literature are contradictory. Some researchers assert that the amplitude of the north-south component of the main geomagnetic field increases, while others that it decreases. The third group of researchers notes that this amplitude does not change at all, but instead the amplitude of the west-east component shows variations. In some cases, observations confirm the mechanism for the geomagnetic effect caused by disturbances in the Sq current system, while in other cases observations contradict with the mechanism. The difficulties that are encountered in observing the SE geomagnetic effect are caused by the fact that the magnetic field is subjected to the influence of many energy sources. The magnitude of the geomagnetic effect depends not only on the magnitude (phase) of the solar eclipse but also on the state of space weather, geographic coordinates of data acquisition, local time, season, etc.

Therefore, the study of the geomagnetic effect from each new solar eclipse remains an urgent problem. The main feature of the 10 June 2021 Solar eclipse is its annularity. The maximum magnitude did not exceed 0.943, and the eclipse obscuration 89%.

The aim of this work is to present the results of analysis of variations in the geomagnetic field that were recorded by the INTERMAGNET during the 10 June 2021 SE.

Methods and Methodology. To analyze the effects in the main Earth's magnetic field, the INTERMAGNET data have been utilized. The data have been analyzed from 15 magnetic observatories located between 77.47°-N and 48.17°-N latitude where the maximum phase varied from 0.943 to 0.124. The analysis was performed with 1-min temporal resolution providing a 0.1-nT resolution. To determine spectral content of the quasi-periodic variations, the systems spectral analysis has been used, which combines mutually complementary the short-time Fourier transform, the wavelet transform employing the Morlet wavelet as a basis function, and the Fourier transform in a sliding window with a width adjusted to be equal to a fixed number of harmonic periods.

Results. An aperiodic geomagnetic effect of a solar eclipse has been detected and explained; it consists in a decrease by not greater than 30 nT in the level of the north-south component. The effect is explained by a variation in the ionospheric current density in the west-east direction as a result of a decrease in the electron density during the eclipse. A quasi-periodic geomagnetic effect of a solar eclipse has been revealed; it is explained by the generation of atmospheric gravity waves. The wave acts to modulate the ionospheric electric current, as well as to drag the electrons inducing additional quasi-periodic ionospheric current with a period equal to the wave period. The amplitude of the quasi-periodic variations was observed to be a few nanoteslas. The systems spectral analysis provided more precise values of periods of quasi-periodic variations in the geomagnetic field accompanying the solar eclipse, approximately 20 min and 35 min.

Conclusions. The aperiodic and quasi-periodic geomagnetic effects are caused by the disturbance (generation) of the ionospheric current.

KEY WORDS: solar eclipse, geomagnetic field, X component, ionospheric current, aperiodic effect, quasi-periodic effect, ionospheric current modulation

ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОПРОВОЖДАВШИЕ СОЛНЕЧНОЕ ЗАТМЕНИЕ 10 ИЮНЯ 2021 г.

Л. Ф. Черногор, М. Ю. Голуб, У. Луо, А. М. Цымбал, Н. Б. Шевелёв

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022,
Украина*

Актуальность. В настоящее время вопрос о геомагнитном эффекте солнечных затмений (СЗ) остается открытым. В литературе приведены противоречивые данные. Одни авторы утверждают, что амплитуда компоненты главного магнитного поля "север – юг" увеличивается, другие, что она уменьшается. Третьи авторы отмечают, что эта амплитуда вообще не изменяется, а варьирует амплитуда компоненты "запад – восток". В одних случаях наблюдения подтверждают механизм геомагнитного эффекта, обусловленного возмущением системы ионосферных токов (Sq), в других – противоречат ему. Трудности наблюдения геомагнитного эффекта СЗ связаны с тем, что на магнитное поле влияет много высокоэнергетических источников. Величина геомагнитного эффекта зависит не только от силы (фазы) СЗ, но и от состояния космической погоды, места наблюдения, времени суток, сезона и т.д. Поэтому исследование геомагнитного эффекта каждого нового СЗ остается актуальной задачей. Особенностью СЗ 10 июня 2021 г. было то, что оно отнеслось к кольцеобразным. Функция покрытия на уровне Земли не превышала 89%, а фаза – 0.943.

Цель работы – изложение результатов анализа вариаций геомагнитного поля в течение СЗ 10 июня 2021 г., зарегистрированного сетью магнитных станций INTERMAGNET.

Методы и методология. Для анализа эффектов в главном магнитном поле Земли использовались данные измерений международной сети INTERMAGNET. Проанализированы данные 15 магнитных станций, расположенных на широтах от 77.47° с. ш. до 48.17° с. ш. При этом максимальная фаза СЗ на уровне Земли изменялась от 0.943 до 0.124. Разрешение по времени – 1 мин, по уровню геомагнитного поля – около 0.1 нТл. Для определения спектрального состава квазипериодических вариаций использовался системный спектральный анализ, объединяющий взаимодополняющие оконное преобразование Фурье, адаптивное преобразование Фурье и вейвлет преобразование на основе материнской функции Морле.

Результаты. Обнаружен и объяснен аperiodический геомагнитный эффект солнечного затмения, заключающийся в уменьшении не более, чем на ~ 30 нТл уровня компоненты поля в направлении "север – юг". Эффект объясняется изменением величины плотности ионосферного тока в направлении "запад – восток" в результате уменьшения под действием затмения концентрации электронов. Обнаружен и объяснен квазипериодический геомагнитный эффект солнечного затмения, вызванный генерацией затмением атмосферных гравитационных волн. Волна вызывает модуляцию ионосферного тока, а также увлечение электронов, создающее дополнительный квазипериодический ионосферный ток с периодом, равным периоду волны. Амплитуда квазипериодических вариаций составляла несколько единиц нанотесла. Системный спектральный анализ позволил уточнить периоды квазипериодических вариаций геомагнитного поля, сопровождавших затмение (около 20 и 35 мин).

Выводы. Аperiodический и квазипериодический геомагнитные эффекты обусловлены возмущением (генерацией) ионосферного тока.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: солнечное затмение, геомагнитное поле, X-компонента, ионосферный ток, аперидический эффект, квазипериодический эффект, модуляция ионосферного тока

ВСТУП

Історія вивчення варіацій магнітного поля Землі, що супроводжували сонячні затемнення (СЗ), нараховує близько 120 років [1–4]. Теоретичні основи магнітного ефекту СЗ заклав автор [5]. Він припустив, що варіації геомагнітного поля протягом СЗ пов'язані зі зміною густини іоносферних струмів на висоті Е-області іоносфери (~ 90–120 км). Результати [5] розвивали в теоретичних роботах [6, 7], де моделювалися варіації геомагнітного поля протягом СЗ.

Зміни в головному магнітному полі Землі, що супроводжували СЗ в 1958–2008 рр., описані в ряді робіт [8–32].

Можливість генерації СЗ геомагнітних пульсацій вивчалася в роботах [21, 28].

В даний час питання про геомагнітний ефект СЗ залишається відкритим. У літературі наведені суперечливі дані. Одні автори стверджують, що амплітуда компоненти головного магнітного поля "північ – південь" збільшується [17], інші, що вона зменшується [25, 32, 33]. Треті автори відзначають, що ця амплітуда взагалі не змінюється, а варіює амплітуда компоненти "захід – схід" [29]. В одних випадках спостереження підтверджують механізм, описаний у роботі [5], в інших – суперечать йому.

Труднощі спостереження геомагнітного ефекту СЗ пов'язані з тим, що на магнітне поле впливає багато високоенергетичних джерел [34]. Величина геомагнітного ефекту залежить не тільки від сили (фази М) СЗ, але і від стану космічної погоди, місця спостереження, часу доби, пори року та ін. Тому дослідження геомагнітного ефекту кожного нового СЗ залишається актуальним завданням.

Мета даної роботи – виклад результатів аналізу варіацій геомагнітного поля протягом СЗ 10 червня 2021 р., зареєстрованого мережею магнітних станцій INTERMAGNET.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО СОНЯЧНЕ ЗАТЕМНЕННЯ

Особливістю СЗ 10 червня 2021 р. було те, що воно належало до кільцеподібних. Функція покриття на рівні Землі не перевищувала 89%, а фаза – 0.943. Це мало місце над островом Гренландія з 10:33:16 UT до 10:36:56 UT (UT тут і далі всесвітній час).

Почалося затемнення над територією Канади о 08:12:20, а закінчилося о 13:11:19 (Табл. 1). Кільцеподібне СЗ спостерігалось з 9:49:50 до 11:33:43. Місячна тінь поступово переміщувалася від Канади в Атлантичний океан, Північний Льодовитий океан, Північний полюс, північну частину Європи й Азії. Тінь простягалася до нижньої частини Італії, Греції, України, захопила більшу частину Росії, а також Монголію і Китай (Рис. 1).

Таблиця 1. Загальні відомості про сонячне затемнення

[за даними сайту <https://www.timeanddate.com/eclipse/solar/2021-june-10>]

Table 1. General data about solar eclipse

[URL-source: <https://www.timeanddate.com/eclipse/solar/2021-june-10>]

Момент початку СЗ	08:12:20 UT
Момент першої появи кільцевого СЗ на Земній кулі	09:49:50 UT
Момент настання максимальної фази СЗ	10:41:54 UT
Момент крайньої появи кільцевого СЗ на Земній кулі	11:33:43 UT
Момент закінчення СЗ	13:11:19 UT

ЗАСОБИ І МЕТОДИ

Для аналізу ефектів у головному магнітному полі Землі використовувалися дані вимірювань міжнародної мережі INTERMAGNET. Проаналізовано дані 15 магнітних станцій, розташованих на широтах від 77.47° пн. ш. до 48.17° пн. ш. (Табл. 2). При цьому максимальна фаза СЗ на рівні Землі змінювалася від 0.943 до 0.124. Роздільна здатність за часом – 1 хв, за рівнем геомагнітного поля – близько 0.1 нТл.

Аналізу підлягали дві горизонтальні (X – «північ – південь» і Y – «захід – схід») і вертикальна (Z) компоненти головного магнітного поля Землі. Помітні варіації вдалося виявити тільки в рівні X-компоненти. Мали місце як аперидичні, так і квазіперіодичні варіації рівня X-компоненти.

Для визначення спектрального складу квазіперіодичних варіацій використовувався системний спектральний аналіз (ССА), який об'єднує взаємодоповнюючі віконне перетворення Фур'є (ВПФ), адаптивне перетворення Фур'є (АПФ) і вейвлет перетворення (ВП) на основі материнської функції Морле [35]. Спектральному аналізу передувало видалення тренду на інтервалі 120 хв з інтервалом ковзання 1 хв.

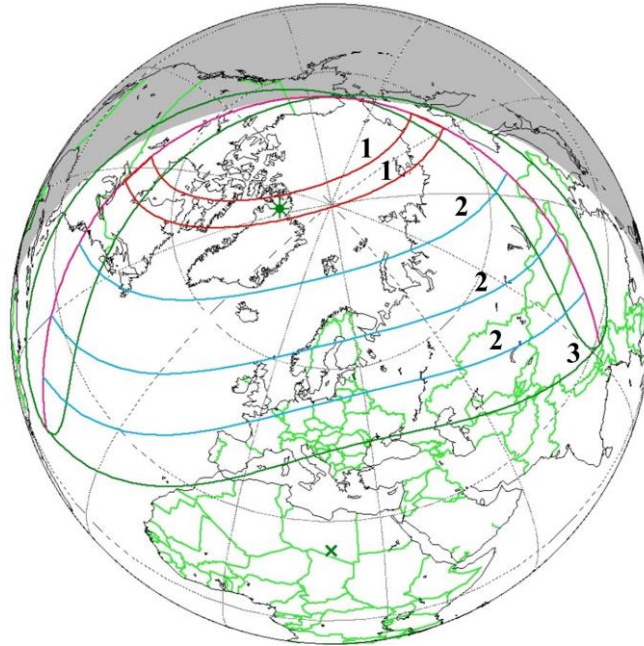


Рис. 1. Карта сонячного затемнення. Червоні лінії показують на територію кільцеподібного затемнення, сині – часткового затемнення, зелена – межа затемнення.

Fig. 1. Solar eclipse map. Red lines indicate the territory of the annular eclipse, blue is the partial eclipse, green is the boundary of the eclipse.

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Оскільки варіації геомагнітного поля можуть бути викликані цілою низкою космічних і земних джерел, потрібен ретельний аналіз стану космічної погоди.

Проаналізовано стан космічної погоди для 6–12 червня 2021 р. Виявилось, що 7, 8, 11 і 12 червня 2021 р. іоносфера була магнітозбуреною (за даними сайтів [<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>] та [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>]). У ці доби індекс $K_p \approx 3-4$, а індекс D_{st} досягав $-(13-30)$ нТл.

З цієї причини в якості контрольних обрано доби 6 і 9 червня 2021 р. (Табл. 3). З цієї таблиці видно, що 6, 9 та 10 червня 2021 р. в інтервалі часу 09:00–12:00 значення $K_p = 0.3$.

Індекс F10.7 сонячної активності 6, 9 та 10 червня 2021 р. відповідно складав 79.7, 81.0 і 75.6, тобто Сонце залишалося спокійним.

Таким чином, протягом СЗ магнітна й іоносферна обстановки були сприятливими для спостереження магнітного ефекту затемнення.

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

Розглянемо окремо аперіодичні і квазіперіодичні варіації геомагнітного поля в день СЗ 10 червня 2021 р. і в контрольні дні 6 і 9 червня 2021 р.

АПЕРІОДИЧНІ ВАРІАЦІЇ РІВНЯ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ

Для прикладу опишемо характерні варіації рівня геомагнітного поля для чотирьох станцій, для яких максимальна фаза затемнення була досить великою (від 0.909 до 0.402).

Станція *GDH* (максимальна фаза $M = 0.909$). До 08:10 рівень X -компоненти флюктував від 0 до -10 нТл (Рис. 2). З 08:10 до 08:50 спостерігалось його зменшення до -45 нТл. Перед початком СЗ рівень, флюктуюючи, збільшився до -30 нТл. Після початку СЗ о 09:12 і до 10:50 в рівні X -компоненти спостерігався провал, мінімальне значення становило $-(50-55)$ нТл. З 10:50 і до 11:55 рівень залишався практично незмінним і становив близько $-(40-45)$ нТл.

Таблиця 2. Параметри сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в різних обсерваторіях Земної кулі [<https://eclipse.gsfc.nasa.gov/JSEX/JSEX-AS.html>]Table 2. June 10, 2021 solar eclipse parameters at different observatories Earth's globe (URL-source: <https://eclipse.gsfc.nasa.gov/JSEX/JSEX-AS.html>)

Назва станції	Координати		Країна	Тип СЗ	t_0	t_{es}	t_{max}	t_{ee}	t_1	M^*	$A, \%$
	ϕ	λ									
Qaanaaq (Thule) (ТНЛ)	77.47° пн.ш.	69.227° з.д.	Королівство Данія	A	09:30:20	10:33:16	10:35:06	10:36:56	11:41:50	0.943 (0.936)	89 (88.6)
Hopsvund (NRN)	77 пн.ш.	15.547° сх.д.	Норвегія	P	09:32:33	–	10:43:29	–	11:56:08	0.761 (0.785)	68.5 (71.3)
Qeqertarsuaq (Godhavn) (GDH)	69.252° пн.ш.	53.533° з.д.	Королівство Данія	P	09:12:24	–	10:18:12	–	11:27:28	0.909 (0.935)	85.9 (88.6)
Abisko (ABK)	68.358° пн.ш.	18.823° сх.д.	Швеція	P	09:15:28	–	10:27:10	–	11:42:27	0.588 (0.609)	48.2 (50.6)
Sodankyla (SOD)	67.37° пн.ш.	26.63° сх.д.	Фінляндія	P	09:10:43	–	10:21:08	–	11:35:35	0.554 (0.574)	44.4 (46.6)
Nurmiarvi (NUR)	60.51° пн.ш.	24.66° сх.д.	Фінляндія	P	08:58:14	–	10:07:53	–	11:22:57	0.396 (0.414)	27.7 (29.4)
Uppsala (UPS)	59.903° пн.ш.	17.353° сх.д.	Швеція	P	09:00:53	–	10:11:27	–	11:27:23	0.402 (0.419)	28.2 (30.0)
Vorok (VOX)	58.07° пн.ш.	38.23° сх.д.	Росія	P	08:50:27	–	09:56:57	–	11:09:02	0.327 (0.343)	21.0 (22.5)
Hel (HLR)	54.603° пн.ш.	18.811° сх.д.	Польща	P	08:51:00	–	09:59:03	–	11:13:20	0.266 (0.281)	15.6 (16.9)

Таблиця 2. Параметри сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в різних обсерваторіях Земної кулі [<https://eclipse.gsfc.nasa.gov/JSEX/JSEX-AS.html>] (продовження)Table 2. June 10, 2021 solar eclipse parameters at different observatories Earth's globe (URL-source: <https://eclipse.gsfc.nasa.gov/JSEX/JSEX-AS.html>) (Continue)

Назва станції	Координати		Країна	Тип СЗ	t_0	t_{es}	t_{max}	t_{ee}	t_1	M*	A, %*
	φ	λ									
Wingst (WNG)	53.74° пн.ш.	9.07° сх.д.	Німеччина	P	08:58:23	–	10:06:13	–	11:19:50	0.296 (0.312)	18.2 (19.7)
Niemegk (NGK)	52.07° пн.ш.	12.68° сх.д.	Німеччина	P	08:52:19	–	09:58:51	–	11:11:36	0.234 (0.248)	12.9 (14.1)
Belsk (BEL)	51.836° пн.ш.	20.789° сх.д.	Польща	P	08:45:17	–	09:51:31	–	11:04:17	0.187 (0.200)	9.3 (10.3)
Budkov (BDV)	49.08° пн.ш.	14.02° сх.д.	Чехія	P	08:47:02	–	09:50:56	–	11:01:14	0.151 (0.164)	6.8 (7.7)
Lviv (LVV)	49.9° пн.ш.	23.75° сх.д.	Україна	P	08:40:31	–	09:45:19	–	10:56:47	0.124 (0.137)	5.1 (5.9)
Furstenfeldbruck (FUR)	48.17° пн.ш.	11.28° сх.д.	Німеччина	P	08:49:06	–	09:51:39	–	11:00:20	0.147 (0.16)	6.5 (7.4)

Примітка: φ – широта, λ – довгота, СЗ – сонячне затемнення, A – кільцеве затемнення, P – часткове затемнення, t_0 – момент часу початку затемнення, t_{es} – момент часу початку кільцевого або повного затемнення, t_{max} – момент часу максимальної фази затемнення, t_{ee} – момент часу закінчення кільцевого або повного затемнення, t_1 – момент часу закінчення затемнення, M – магнітуда сонячного затемнення, A – частка видимої площі Сонця, яка покрита місячним диском, $\Delta T = t_{ee} - t_{es}$ – тривалість повної або кільцевої фази затемнення (в хвиликах і секундах), * – параметри обчислені для 0 км (110 км).

Таблиця 3. Загальні відомості про індекс геомагнітної активності K_p у період сонячного затемнення 10 червня 2021 р. та в контрольні дніTable 3. General data about K_p geomagnetic activity index at the solar eclipse period and reference days

Дата/Час, UT	00–03	03–06	06–09	09–12	12–15	15–18	18–21	21–00
06 червня 2021 р.	2	1	0.7	0.3	0	0.3	1	1.3
09 червня 2021 р.	1.3	1.3	1	0.3	0.3	0.3	0.7	0
10 червня 2021 р.	1	0.3	0.3	0.3	1	2	1.3	1.7

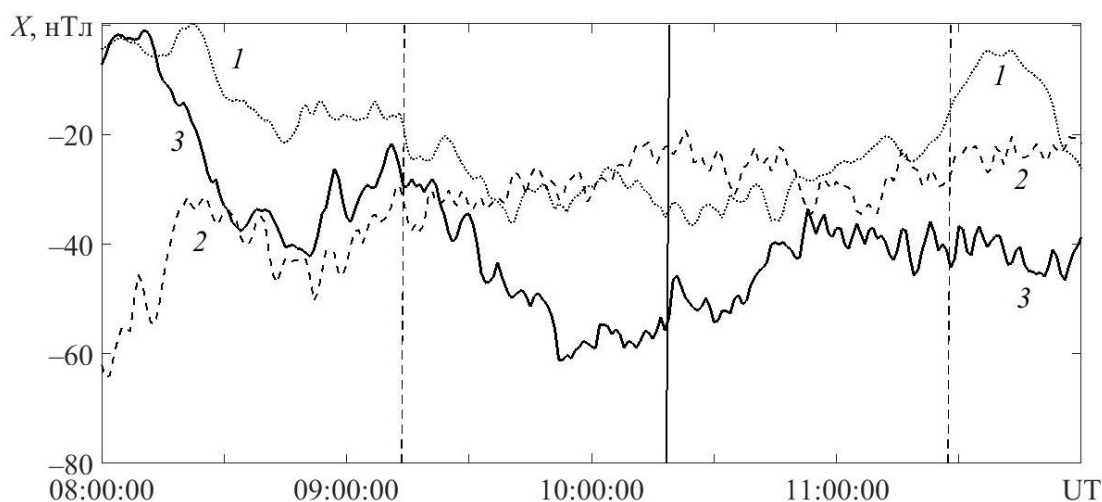


Рис. 2. Часові варіації рівня X-компоненти на станції Qeqertarsuaq (GDH): 1 – 6 червня 2021 р.; 2 – 9 червня 2021 р.; 3 – 10 червня 2021 р. Пунктирними вертикальними лініями показані моменти початку і закінчення СЗ, суцільною вертикальною лінією – момент максимальної фази СЗ.

Fig. 2. Temporal variations of X-component level at Qeqertarsuaq (GDH) station: 1 – June 6, 2021; 2 – June 9, 2021; 3 – June 10, 2021. A solar eclipse beginning and ending are marked of dotted vertical lines, the time moment of maximum magnitude of solar eclipse are marked solid vertical line.

Станція HRN ($M \approx 0.761$). З 08:20 і до 09:20 спостерігався провал в рівні X-компоненти (від -10 до -30 нТл) (Рис. 3). З 09:20 і до 09:50 відзначалося його зростання до 10 нТл, яке потім змінилося після 09:50 зменшенням від 10 до -10 нТл. Мінімум значення близько -10 нТл мало місце приблизно поблизу моменту закінчення СЗ. Далі відзначалося зростання рівня X-компоненти. На повільні варіації рівня протягом СЗ накладалися квазіперіодичні варіації з періодом $T \approx 9$ хв і амплітудою близько $2.4\text{--}3.7$ нТл.

Станція АВК ($M \approx 0.588$). З 08:25 і до 09:00 спостерігалось зменшення рівня X-компоненти від -17 до -26 нТл (Рис. 4). Протягом СЗ рівень сильно флюктував із квазіперіодом T близько 9 хв і амплітудою $1\text{--}1.5$ нТл. Крім того, мало місце зменшення середнього значення рівня на $9\text{--}10$ нТл.

Станція UPS ($M \approx 0.402$). Рівень X-компоненти з 08:00 до 08:40 зменшувався від -18 до -26 нТл (Рис. 5). В інтервалі часу 08:40–09:05 він залишався майже незмінним на рівні близько -26 нТл. Далі спостерігалось його збільшення на 3 нТл, тобто до -23 нТл. Після 09:15 рівень спочатку зменшувався до -28 нТл, а потім збільшувався до -20 нТл, що мало місце приблизно в момент закінчення СЗ. Зменшення середнього значення рівня протягом СЗ не перевищувало 5 нТл.

КВАЗІПЕРІОДИЧНІ ВАРІАЦІЇ РІВНЯ ГЕОМАГНІТНОГО ПОЛЯ

Крім вже згаданих квазіперіодичних варіацій рівня X-компоненти з періодом 9 хв і амплітудою ΔX_a від $1\text{--}1.5$ до $2.4\text{--}3.7$ нТл, протягом СЗ спостерігалися й інші періоди. Наведемо такі приклади.

Станція HLP ($M \approx 0.266$). Як видно з Рис. 6, протягом СЗ спостерігалися два процеси з періодами 6–7 і 35 хв з амплітудами 0.5–0.8 і 1.6–2.2 нТл відповідно.

Станція LVV ($M = 0.124$). Протягом СЗ мали місце квазіперіодичні варіації рівня Х-компоненти з періодами близько 20 і 35 хв і амплітудою ~ 1.3 –1.7 нТл (Рис. 7). Крім цього періоду, спостерігався період 6–7 хв зі значно меншою амплітудою.

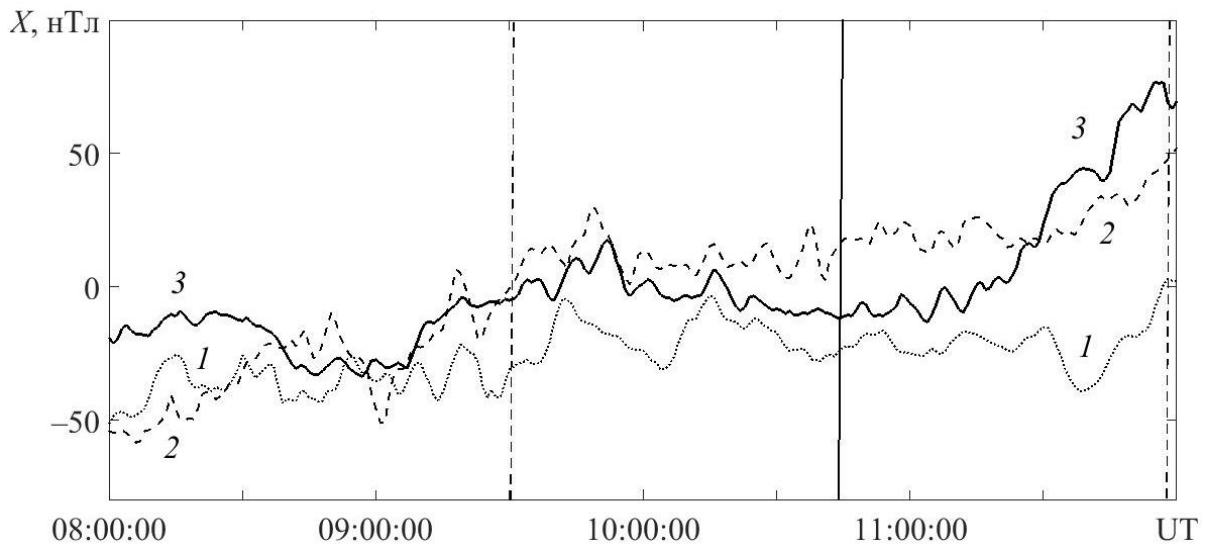


Рис. 3. Те ж саме, що на Рис. 2, для станції Hornsund (HRN).
Fig. 3. Same as Figure 2, but for the Hornsund (HRN) station.

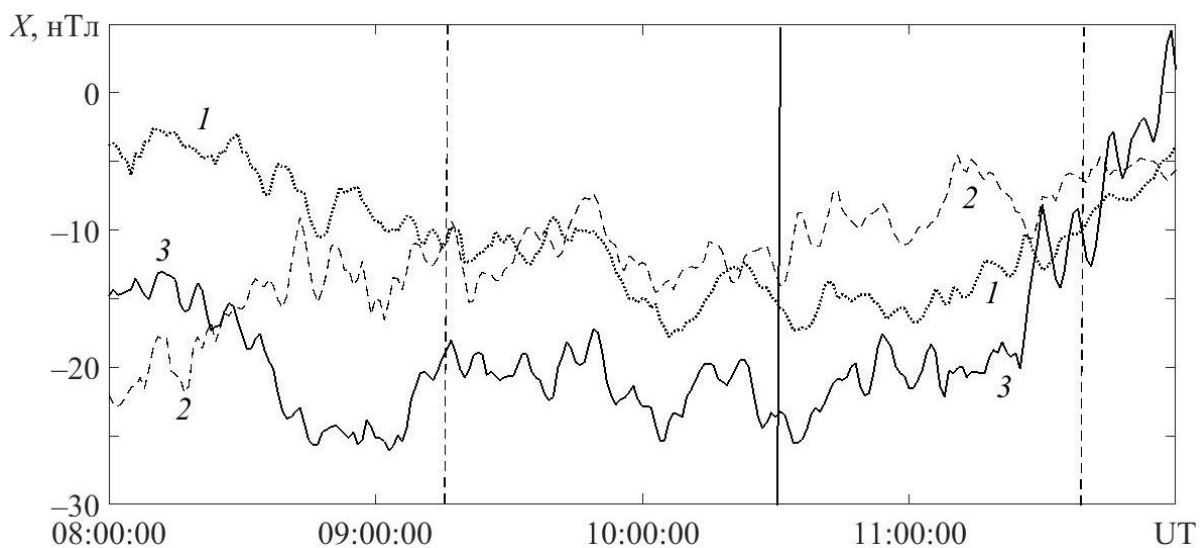


Рис. 4. Те ж саме, що на Рис. 2, для станції Abisko (ABK).
Fig. 4. Same as Figure 2, but for the Abisko (ABK) station.

РЕЗУЛЬТАТИ СИСТЕМНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛІЗУ

Як приклад наведемо результати ССА варіацій рівня Х-компоненти для станцій HRN (Рис. 8) і LVV (Рис. 9). З рисунків видно, що протягом СЗ суттєво змінювався спектральний склад. При цьому придушувалися коливання з $T \approx 60$ –100 хв, а виникали осциляції з періодами близько 20 і 35 хв (див. Рис. 8, 9).

ОБГОВОРЕННЯ

Аналіз рівня Х-компоненти геомагнітного поля показав, що при досить великому значенні фази СЗ ($M_{\max} \geq 0.248$) спостерігалось зменшення ΔX рівня на одиниці – десятки нанотесла. Чим більше M_{\max} і

більше широта станції, тим більше ефект. Для станцій THL і GDH $\Delta X \approx -30$ нТл. У той же час для станції HLP $\Delta X \approx -(2.4-2.6)$ нТл.

Зменшення рівня X-компоненти (напрямок "північ – південь") зумовлено зменшенням густини іоносферного струму в напрямку "захід – схід" j_y . Згідно [6, 36]

$$\Delta X \approx -\frac{1}{2}\mu_0\Delta j_y\Delta z,$$

де μ_0 – магнітна стала, Δj_y – збурення густини струму в шарі товщиною Δz . Оскільки [6, 36]

$$\Delta j_y \approx -\frac{1}{2}e\Delta Nv,$$

то

$$\Delta X \approx \frac{1}{4}\mu_0e\Delta Nv\Delta z,$$

де e – заряд електрона, ΔN – зменшення концентрації електронів N під дією СЗ, v – швидкість електронів відносно іонів. Очевидно, що при $\Delta N < 0$ маємо $\Delta X < 0$.

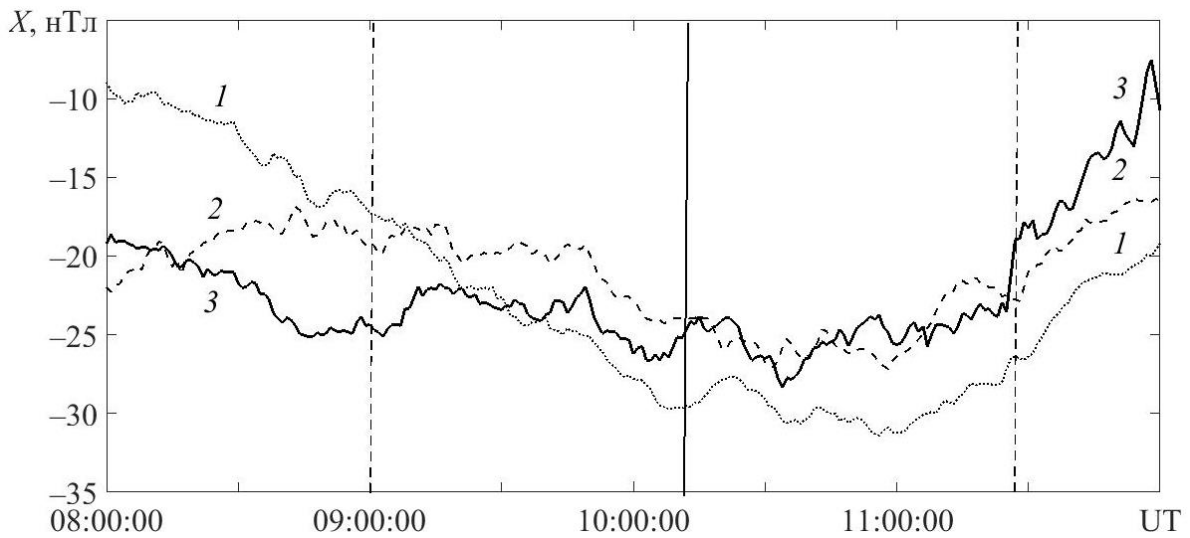


Fig. 5. Same as Figure 2, but for the Uppsala (UPS) station.

Рис. 5. Те ж саме, що на Рис. 2, для станції Uppsala (UPS).

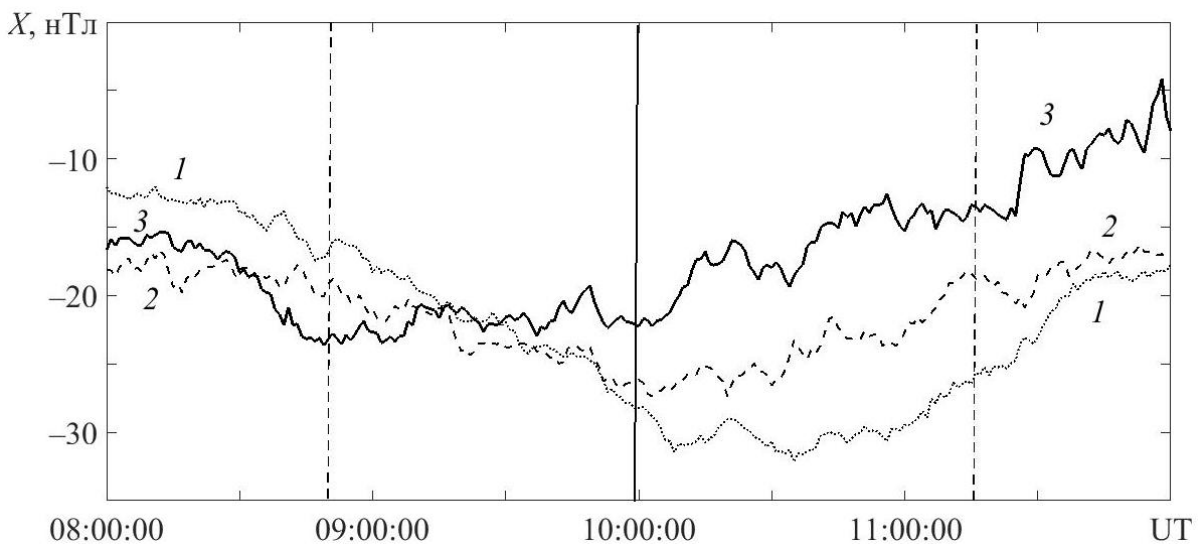


Рис. 6. Те ж саме, що на Рис. 2, для станції Hel (HLP).

Fig. 6. Same as Figure 2, but for the Hel (HLP) station.

Отже, спостережуваний аперіодичний ефект зменшення рівня Х-компоненти пояснюється механізмом, описаним в роботі [5] і розвиненому авторами [6, 7].

Квазіперіодичний ефект пов'язаний з генерацією атмосферних гравітаційних хвиль, які модулюють тиск атмосферного газу, а разом з ним і концентрацію електронів. При цьому виникає електричний струм з густиною

$$j_y \approx -\frac{1}{2}eNw,$$

де w – швидкість частинок у хвилі.

При досить великих j_y в незбурених умовах і збуреннях N у хвилі може бути ефективним механізм модуляції іоносферного струму.

Таким чином, обидва механізми пояснюють квазіперіодичний геомагнітний ефект СЗ.

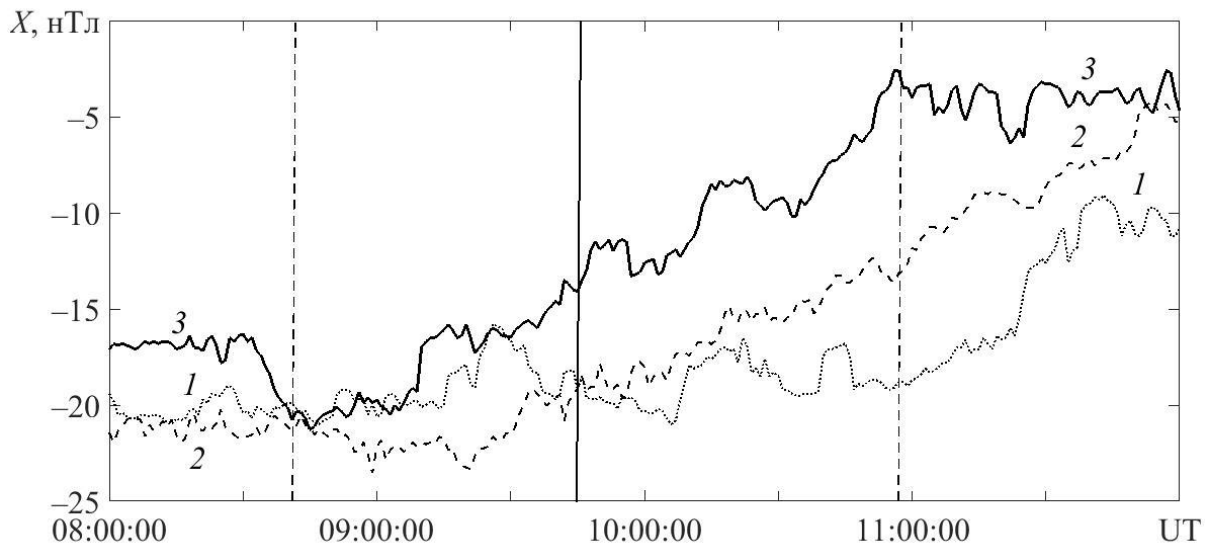


Fig. 7. Same as Figure 2, but for the Lviv (LVV) station.
Рис. 7. Те ж саме, що на Рис. 2, для станції Lviv (LVV).

ВИСНОВКИ

1. Виявлено та пояснено аперіодичний геомагнітний ефект сонячного затемнення, що полягає в зменшенні не більше, ніж на ~ 30 нТл рівня компоненти поля в напрямку "північ – південь". Ефект пояснюється зміною величини густини іоносферного струму в напрямку "захід – схід" в результаті зменшення під дією затемнення концентрації електронів.

2. Виявлено та пояснено квазіперіодичний геомагнітний ефект сонячного затемнення, викликаний генерацією затемненням атмосферних гравітаційних хвиль. Хвиля викликає модуляцію іоносферного струму, а також захоплення електронів, що створює додатковий квазіперіодичний іоносферний струм з періодом, рівним періоду хвилі. Амплітуда квазіперіодичних варіацій становила кілька одиниць нанотесла.

3. Системний спектральний аналіз дозволив уточнити періоди квазіперіодичних варіацій геомагнітного поля, що супроводжували затемнення (близько 20 і 35 хв).

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ


Дослідження Черногора Л. Ф. виконано в рамках проекту Національного фонду досліджень України (номер 2020.02/0015 «Теоретичні та експериментальні дослідження глобальних збурень природного і техногенного походження в системі Земля–атмосфера–іоносфера»). Також робота Черногора Л. Ф. і Цимбала А. М. частково підтримана в рамках держбюджетних НДР, заданих МОН України (номери держреєстрації 0119U002538, 0121U109881 і 0121U109882).


КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ


Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Authors' ORCID ID

L. F. Chernogor  <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

M. Yu. Holub  <https://orcid.org/0000-0001-7900-1484>

Y. Luo  <https://orcid.org/0000-0002-3376-5814>

A. M. Tsybal  <https://orcid.org/0000-0002-5274-8876>

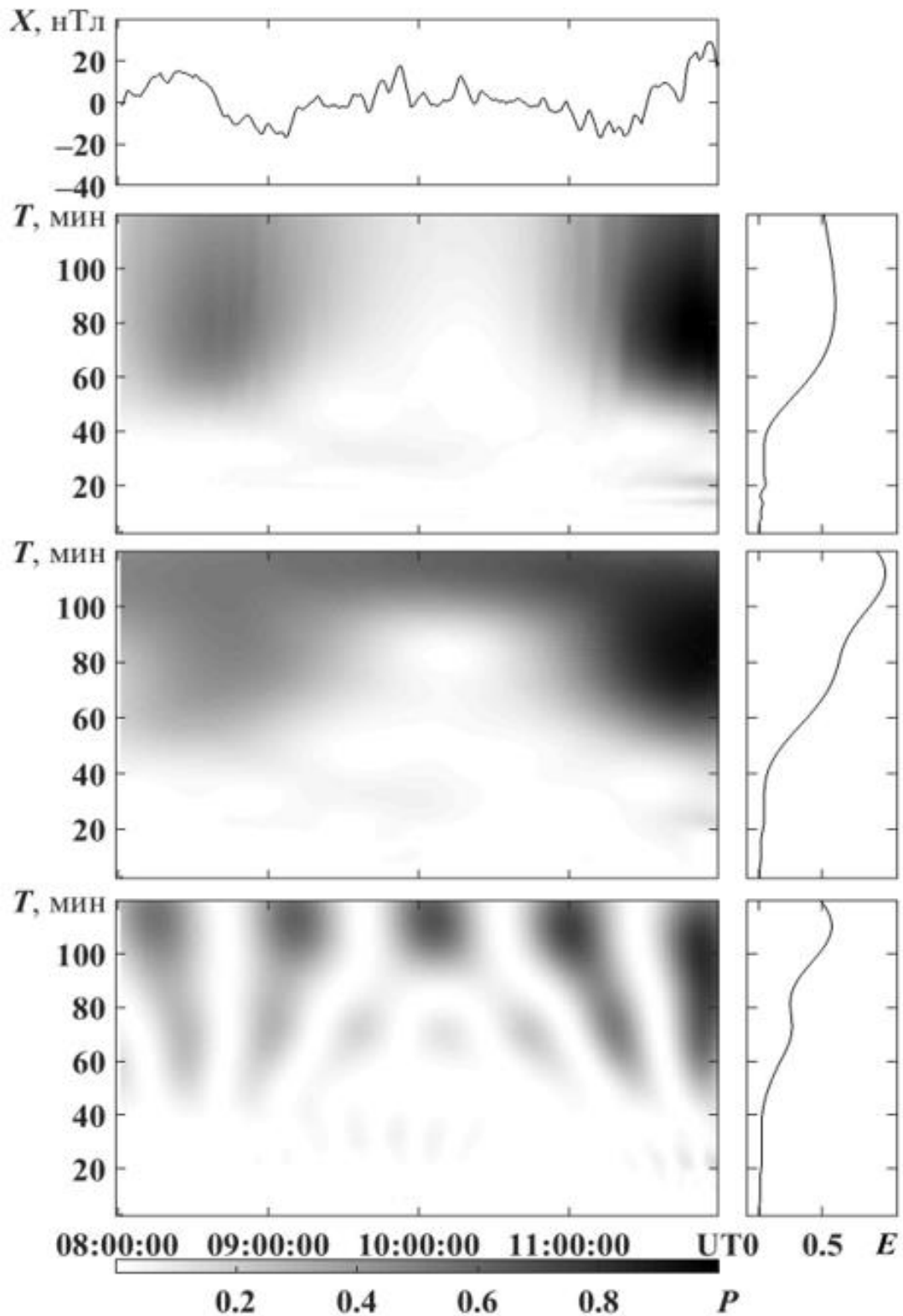


Рис. 8. Результати смугової фільтрації та ССА в діапазоні періодів 2–120 хв для станції HRN в інтервалі часу 08:00:00–12:00:00 UT.

Fig. 8. The band-pass filtering and system spectral analysis in the 2–120 min period range for HRN station at 08:00:00–12:00:00 UT time interval.

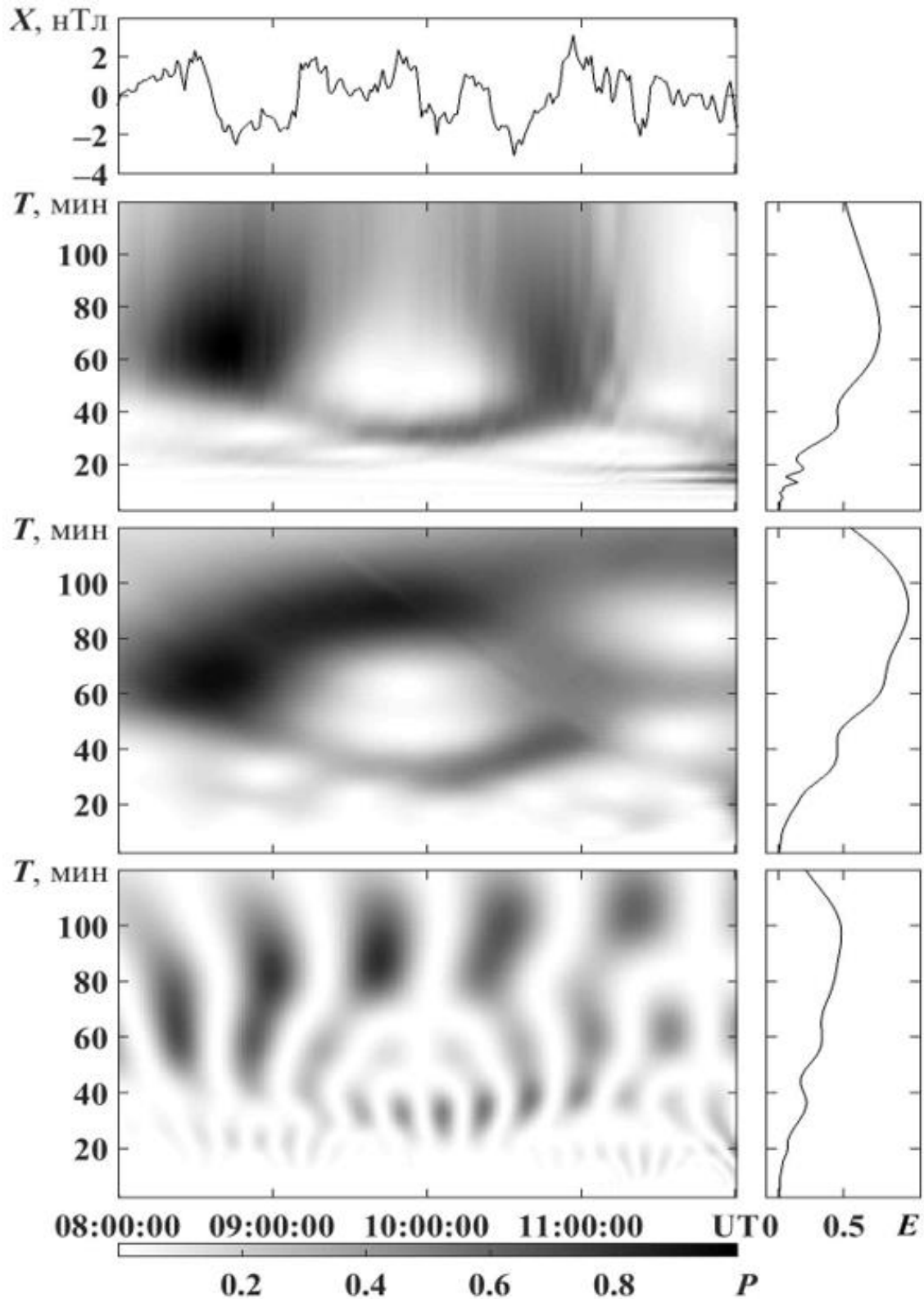


Рис. 9. Результати смугової фільтрації та ССА в діапазоні періодів 2–120 хв для станції LVV в інтервалі часу 08:00:00–12:00:00 UT.

Fig. 9. The band-pass filtering and system spectral analysis in the 2–120 min period range for LVV station at 08:00:00–12:00:00 UT time interval.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Bauer LA. Results of international magnetic observations made during the total solar eclipse of May 18, 1901, including results obtained during previous solar eclipses. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1902;7(4):155-192. <https://doi.org/10.1029/TE007i004p00155>
2. Chree C. Magnetic and electric observations at Kew Observatory relating to the solar eclipse of August 21, 1914. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1915;20(2):71-74. <https://doi.org/10.1029/TE020i002p00071>
3. Bauer LA, Fisk HW. On the results of some magnetic observations during the solar eclipse of August 21, 1914. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1916;21(2):57-86. <https://doi.org/10.1029/TE021i002p00057>
4. Bauer LA. Results and analysis of magnetic observations during the solar eclipse of May 29, 1919.— Summary I. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1920;25(3):81-98. <https://doi.org/10.1029/TE025i003p00081>
5. Chapman S. The Effect of a Solar Eclipse on the Earth's Magnetic Field. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1933;38(3):175-183. <https://doi.org/10.1029/TE038i003p00175>
6. Özcan O, Aydoğdu M. Possible effects of the total solar eclipse of August 11, 1999 on the geomagnetic field variations over Elazığ-Turkey. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2004;66(11):997-1000. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.03.009>
7. Curto JJ, Heilig B, Pinol M. Modeling the geomagnetic effects caused by the solar eclipse of 11 August 1999. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2006;111(A7):A07312. <https://doi.org/10.1029/2005JA011499>
8. Egbdal J, Ambolt N. The effect on geomagnetism of the solar eclipse of 30 June 1954. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1955;7:40-48. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(55\)90105-7](https://doi.org/10.1016/0021-9169(55)90105-7)
9. Nagata T, Nakata Y, Rikitake T, Yokoyama I. Effect of the Solar Eclipse on the Lower Parts of the Ionosphere and the Geomagnetic Field. *Rep. Ionosph. Res. Japan*. 1955;9:121-135.
10. Nagata T, Rikitake T, Nakata Y. The effect of a solar eclipse on the lower part of the ionosphere and on the geomagnetic field. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1956;6:236-242.
11. Kato Y, Osaka J. The effect of the Solar Eclipse on the Sq current of the diurnal variation. *Science reports of the Tohoku University. Ser. 5, Geophysics*. 1956;7(SUPPLEMENT):21-29.
12. Rikitake T, Uyeda T, Tanaoka I, Nakagawa E. Preliminary report on the effect of the solar eclipse on April, 19, 1958 on the geomagnetic field. *Rept Ionospheric Res. Japan*. 1958;12:174-181.
13. Kato Y. The effect on geomagnetic field of the solar eclipse of October 12, 1958. *Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5, Geophysics*. 1960;12(1).
14. Tauer J. On Methods Used for Determining the Effect of a Solar Eclipse on the Geomagnetic Field. *Studia Geophysica et Geodaetica*. 1964;8(1):72-81. <https://doi.org/10.1007/BF02607050>
15. Kato Y. The Effect on the Geomagnetic Micropulsation of the Solar Eclipse of 20 July 1963. *Science reports of the Tohoku University. Ser. 5, Geophysics*. 1964;16(2):49-62.
16. Matsushita S. Effects of a solar eclipse on the equatorial geomagnetic field. *Annales De Géophysique*. 1966;22:471-477.
17. Bomke HA, Blake HA, Harris AK, Hulse WH, Sheppard DJ, Giesecke AA, Pantoja A. Recombination coefficient and coronal contribution to E-layer ionization from magnetic observations of a solar eclipse. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1967;72(23):5913-5918. <https://doi.org/10.1029/JZ072i023p05913>
18. Giesecke AA, Casaverde M, Kato Y, Aoyama I, Takei S. The effect on the geomagnetic field of the solar eclipse of Nov. 12, 1966 at and near the dip equator. *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*. 1968;22:61-69.
19. Lilley FEM, Woods DV. Magnetic observations of the solar eclipse of 23 October 1976 in Australia. *Nature*. 1977;266(5605):823-824. <https://doi.org/10.1038/266823a0>
20. Rastogi RG. Solar eclipse effects on geomagnetism. *Proc. Indian Nat. Sci. Acad.* 1982;48(A, Supplement No. 3):464-472.
21. D'Costa A, Perez G. Change of the geomagnetic pulsation regime in the period of the solar eclipse on October 12, 1977. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1984;24(4):658-661.
22. Takeda M, Araki T. Ionospheric currents and fields during the solar eclipse. *Planetary and Space Science*. 1984;32(8):1013-1019. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(84\)90057-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(84)90057-6)
23. Nevanlinna H, Häkkinen L. Geomagnetic Effect of the Total Solar Eclipse on July 22, 1990. *Journal of geomagnetism and geoelectricity*. 1991;43(4):319-321. <https://doi.org/10.5636/jgg.43.319>
24. Walker GO, Li TYY, Wong YW, Kikuchi T, Huang YN. Ionospheric and geomagnetic effects of the solar eclipse of 18 March 1988 in East Asia. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1991;53(1-2):25-37. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(91\)90017-2](https://doi.org/10.1016/0021-9169(91)90017-2)

25. Brenes J, Leandro G, Fernández W. Variation of the geomagnetic field in Costa Rica during the total solar eclipse of July 11, 1991. *Earth, Moon, and Planets*. 1993;63:105-117. <https://doi.org/10.1007/BF00575100>
26. Orozco AL, Barreto LM. Magnetic Effects during the Solar Eclipse of July 11, 1991. *Geofísica Internacional*. 1993;32(1):3-13. <https://doi.org/10.22201/igeof.00167169p.1993.32.1.1147>
27. Thoa NTK, Chau HD, Hao TQ, Tri PV, Son VT, Truong LV, Nam VH. Magnetic and ionospheric observations during the October 24, 1995 total solar eclipse in Vietnam. *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*. 1997;8(2):155-164. [https://doi.org/10.3319/TAO.1997.8.2.155\(ASEE\)](https://doi.org/10.3319/TAO.1997.8.2.155(ASEE))
28. Střeščík J. The response of the 11 August 1999 total solar eclipse in the geomagnetic field. *Earth, Moon, and Planets*. 1999;85(0):561-566. <https://doi.org/10.1023/A:1017047627850>
29. Malin SRC, Özcan O, Tank SB, Tunçer MK, Yazici-Çakin O. Geomagnetic signature of the 1999 August 11 total eclipse. *Geophys. J. Int.* 2000;140(3):F13-F16. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2000.00061.x>
30. Korte M, Lühr H, Förster M, Haak V, Bencze P. Did the solar eclipse of August 11, 1999, show a geomagnetic effect? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2001;106(A9):18563-18575. <https://doi.org/10.1029/2001JA900006>
31. Hvoždara M, Prigancová A. Geomagnetic effects due to an eclipse-induced low-conductivity ionospheric spot. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2002;107(A12):SIA 14-1-SIA 14-13. <https://doi.org/10.1029/2002JA009260>
32. Ladynin AV, Semakov NN, Khomutov SYu. Changes in the daily geomagnetic variation during the total solar eclipse of the 1 August 2008. *Russian Geology and Geophysics*. 2011;52(3):343-352. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2011.02.007>
33. Onovughe EV. Geomagnetic Diurnal Variation during the Total Solar Eclipse of 29 March 2006. *International Journal of Astronomy*. 2013;2(4):51-55. <https://doi.org/10.5923/j.astronomy.20130204.01>
34. Черногор ЛФ. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе. Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2013. 480 с.
35. Черногор ЛФ. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008;48(5):681-702.
36. Chernogor LF, Blaunstein N. *Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-Earth Environment*. Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2018. 542 p.

REFERENCES

1. Bauer LA. Results of international magnetic observations made during the total solar eclipse of May 18, 1901, including results obtained during previous solar eclipses. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1902;7(4):155-192. <https://doi.org/10.1029/TE007i004p00155>
2. Chree C. Magnetic and electric observations at Kew Observatory relating to the solar eclipse of August 21, 1914. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1915;20(2):71-74. <https://doi.org/10.1029/TE020i002p00071>
3. Bauer LA, Fisk HW. On the results of some magnetic observations during the solar eclipse of August 21, 1914. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1916;21(2):57-86. <https://doi.org/10.1029/TE021i002p00057>
4. Bauer LA. Results and analysis of magnetic observations during the solar eclipse of May 29, 1919.— Summary I. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1920;25(3):81-98. <https://doi.org/10.1029/TE025i003p00081>
5. Chapman S. The Effect of a Solar Eclipse on the Earth's Magnetic Field. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*. 1933;38(3):175-183. <https://doi.org/10.1029/TE038i003p00175>
6. Özcan O, Aydoğdu M. Possible effects of the total solar eclipse of August 11, 1999 on the geomagnetic field variations over Elazığ-Turkey. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2004;66(11):997-1000. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.03.009>
7. Curto JJ, Heilig B, Pinol M. Modeling the geomagnetic effects caused by the solar eclipse of 11 August 1999. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2006;111(A7):A07312. <https://doi.org/10.1029/2005JA011499>
8. Egedal J, Ambolt N. The effect on geomagnetism of the solar eclipse of 30 June 1954. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1955;7:40-48. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(55\)90105-7](https://doi.org/10.1016/0021-9169(55)90105-7)
9. Nagata T, Nakata Y, Rikitake T, Yokoyama I. Effect of the Solar Eclipse on the Lower Parts of the Ionosphere and the Geomagnetic Field. *Rep. Ionosph. Res. Japan*. 1955;9:121-135.
10. Nagata T, Rikitake T, Nakata Y. The effect of a solar eclipse on the lower part of the ionosphere and on the geomagnetic field. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1956;6:236-242.
11. Kato Y, Osaka J. The effect of the Solar Eclipse on the Sq current of the diurnal variation. *Science reports of the Tohoku University. Ser. 5, Geophysics*. 1956;7(SUPPLEMENT):21-29.

12. Rikitake T, Uyeda T, Tanaoka I, Nakagawa E. Preliminary report on the effect of the solar eclipse on April, 19, 1958 on the geomagnetic field. Rept Ionospheric Res. Japan. 1958;12:174-181.
13. Kato Y. The effect on geomagnetic field of the solar eclipse of October 12, 1958. Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5, Geophysics. 1960;12(1):.
14. Tauer J. On Methods Used for Determining the Effect of a Solar Eclipse on the Geomagnetic Field. *Studia Geophysica et Geodaetica*. 1964;8(1):72-81. <https://doi.org/10.1007/BF02607050>
15. Kato Y. The Effect on the Geomagnetic Micropulsation of the Solar Eclipse of 20 July 1963. Science reports of the Tohoku University. Ser. 5, Geophysics. 1964;16(2):49-62.
16. Matsushita S. Effects of a solar eclipse on the equatorial geomagnetic field. *Annales De Géophysique*. 1966;22:471-477.
17. Bomke HA, Blake HA, Harris AK, Hulse WH, Sheppard DJ, Giesecke AA, Pantoja A. Recombination coefficient and coronal contribution to *E*-layer ionization from magnetic observations of a solar eclipse. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1967;72(23):5913-5918. <https://doi.org/10.1029/JZ072i023p05913>
18. Giesecke AA, Casaverde M, Kato Y, Aoyama I, Takei S. The effect on the geomagnetic field of the solar eclipse of Nov. 12, 1966 at and near the dip equator. *Rep. Ionosph. Space Res. Japan*. 1968;22:61-69.
19. Lilley FEM, Woods DV. Magnetic observations of the solar eclipse of 23 October 1976 in Australia. *Nature*. 1977;266(5605):823-824. <https://doi.org/10.1038/266823a0>
20. Rastogi RG. Solar eclipse effects on geomagnetism. *Proc. Indian Nat. Sci. Acad.* 1982;48(A, Supplement 3):464-472.
21. D'Costa A, Perez G. Change of the geomagnetic pulsation regime in the period of the solar eclipse on October 12, 1977. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1984;24(4):658-661.
22. Takeda M, Araki T. Ionospheric currents and fields during the solar eclipse. *Planetary and Space Science*. 1984;32(8):1013-1019. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(84\)90057-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(84)90057-6)
23. Nevanlinna H, Häkkinen L. Geomagnetic Effect of the Total Solar Eclipse on July 22, 1990. *Journal of geomagnetism and geoelectricity*. 1991;43(4):319-321. <https://doi.org/10.5636/jgg.43.319>
24. Walker GO, Li TYY, Wong YW, Kikuchi T, Huang YN. Ionospheric and geomagnetic effects of the solar eclipse of 18 March 1988 in East Asia. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1991;53(1-2):25-37. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(91\)90017-2](https://doi.org/10.1016/0021-9169(91)90017-2)
25. Brenes J, Leandro G, Fernández W. Variation of the geomagnetic field in Costa Rica during the total solar eclipse of July 11, 1991. *Earth, Moon, and Planets*. 1993;63:105-117. <https://doi.org/10.1007/BF00575100>
26. Orozco AL, Barreto LM. Magnetic Effects during the Solar Eclipse of July 11, 1991. *Geofísica Internacional*. 1993;32(1):3-13. <https://doi.org/10.22201/igeof.00167169p.1993.32.1.1147>
27. Thoa NTK, Chau HD, Hao TQ, Tri PV, Son VT, Truong LV, Nam VH. Magnetic and ionospheric observations during the October 24, 1995 total solar eclipse in Vietnam. *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*. 1997;8(2):155-164. [https://doi.org/10.3319/TAO.1997.8.2.155\(ASEE\)](https://doi.org/10.3319/TAO.1997.8.2.155(ASEE))
28. Střeščík J. The response of the 11 August 1999 total solar eclipse in the geomagnetic field. *Earth, Moon, and Planets*. 1999;85(0):561-566. <https://doi.org/10.1023/A:1017047627850>
29. Malin SRC, Özcan O, Tank SB, Tunçer MK, Yazici-Çakin O. Geomagnetic signature of the 1999 August 11 total eclipse. *Geophys. J. Int.* 2000;140(3):F13-F16. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2000.00061.x>
30. Korte M, Lühr H, Förster M, Haak V, Bencze P. Did the solar eclipse of August 11, 1999, show a geomagnetic effect? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2001;106(A9):18563-18575. <https://doi.org/10.1029/2001JA900006>
31. Hvoždara M, Prigancová A. Geomagnetic effects due to an eclipse-induced low-conductivity ionospheric spot. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2002;107(A12):SIA 14-1-SIA 14-13. <https://doi.org/10.1029/2002JA009260>
32. Ladynin AV, Semakov NN, Khomutov SYu. Changes in the daily geomagnetic variation during the total solar eclipse of the 1 August 2008. *Russian Geology and Geophysics*. 2011;52(3):343-352. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2011.02.007>
33. Onovughe EV. Geomagnetic Diurnal Variation during the Total Solar Eclipse of 29 March 2006. *International Journal of Astronomy*. 2013;2(4):51-55. <https://doi.org/10.5923/j.astronomy.20130204.01>
34. Chernogor LF. Physical effects of solar eclipses in atmosphere and geospace. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, 2013. 480 p. [in Russian].
35. Chernogor LF. Advanced methods of spectral analysis of quasiperiodic wave-like processes in the ionosphere: specific features and experimental results. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2008;48(5):652-673. <https://doi.org/10.1134/S0016793208050101>
36. Chernogor LF, Blaunstein N. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-Earth Environment. Boca Raton, London, New York: CRC Press. Taylor & Francis Group, 2018. 542 p.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-08>

УДК 577.31+577.38

АНАЛІЗ КІНЕТИКИ СВІТЛОРОЗСІЮВАННЯ СУСПЕНЗІЇ КЛІТИН ПРИ АГРЕГАЦІЇ: МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДЕЗАГРЕГАЦІЇ ТРОМБОЦИТІВ

О. В. Перцов, В. П. Берест*Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4,**м. Харків, 61022, Україна;**E-mail: berest@karazin.ua*

Надійшла до редакції 6 квітня 2021 р.

Актуальність. Молекулярні механізми агрегації тромбоцитів активно вивчають методами молекулярної клітинної біології, біохімії, прикладної фізики, проте залишається відкритою проблема моделювання динаміки цього процесу. Математичне моделювання дозволяє встановити кількісні показники кінетики агрегації, провести аналіз результатів наукових досліджень та тестування зразків крові в повсякденній медичній практиці. Відомі математичні моделі спонтанної оборотної та необоротної агрегації тромбоцитів у зсувному потоці різної інтенсивності не є придатними для аналізу даних, отримуваних найпоширенішим лабораторним методом – світловою трансмісійною агрегометриєю.

Мета роботи. Метою роботи було створення математичної моделі агрегації тромбоцитів, здатної адекватно описати оборотну агрегацію клітин, зокрема дезагрегацію тромбоцитів в суспензії.

Матеріали й методи. Розроблено математичну модель індукованої агрегації тромбоцитів. Кінетичні константи моделі оптимізовано за експериментально визначеними середніми кількостями тромбоцитів у агрегаті, отриманими методом світлорозсіювання. Кінетичні криві зміни світлорозсіювання суспензії тромбоцитів при агрегації, викликаній найпоширенішим фізіологічним індуктором АДФ, отримано з використанням лазерного аналізатора агрегації тромбоцитів АЛАТ-2 «БЮЛА».

Результати. Пропонована математична модель є придатною для моделювання оборотної агрегації тромбоцитів за рахунок безпосереднього врахування інактивації клітин з використанням часової залежності та корегування доданку дезагрегації.

Висновки. Розроблена математична модель доповнює моделі динаміки необоротної агрегації тромбоцитів та дозволяє аналізувати оборотну агрегацію. Модель задовільно описує експериментальні залежності розміру тромбоцитарних агрегатів від часу, отримані за допомогою світлової трансмісійної агрегометрії. Введений додатковий параметр та спосіб задання доданку, що відповідає інактивації. Вони мають значно менший вплив на залежності, ніж кінетичні константи. Розраховані за рівняннями моделі й оптимізовані за експериментальними даними константи швидкостей процесів при різних температурах дозволяють розрахувати енергії активації процесу. При використанні даних світлової трансмісійної агрегометрії для оптимізації параметрів моделі бажано проводити попереднє згладжування вхідних даних для видалення шумів, спричинених неоднорідністю суспензії.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: тромбоцити, агрегація, математичні моделі, кінетичні константи, світлорозсіювання.

ANALYSIS OF KINETICS OF LIGHT SCATTERING BY CELL SUSPECTION DURING AGGREGATION: MATHEMATICAL MODELING OF PLATELET DISAGGREGATION

O. V. Pertsov, V. P. Berest*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine*

Background. Molecular mechanisms of platelet aggregation are actively studied by methods of molecular cell biology, biochemistry, applied physics, but the problem of modeling the dynamics of this process remains open. Mathematical modeling allows to establish quantitative indicators of aggregation kinetics, to analyze the results of scientific research and testing of blood samples in everyday medical practice. Known mathematical models of spontaneous reversible and irreversible platelet aggregation in a shear flow of different intensity are not suitable for analysis of data obtained by the most common laboratory method - light transmission aggregometry.

Objectives. The aim of the work was to create a mathematical model of platelet aggregation that can adequately describe the reversible cell aggregation, in particular the disaggregation of platelets in suspension.

Materials and methods. A mathematical model of induced platelet aggregation has been developed. The kinetic constants of the model were optimized by experimentally determined average platelet counts in the aggregate measured by light scattering. Kinetic curves of light scattering of platelet suspension during aggregation induced by physiological agonist ADP were obtained using a laser analyzer of platelet aggregation ALAT-2 "Biola".

Results. The proposed mathematical model is suitable for modeling reverse aggregation of platelets due to taking into account the inactivation of cells using the time dependence and correction of the disaggregation term.

Conclusions. The developed mathematical model complements the models of the dynamics of irreversible platelet aggregation and allows to analyze reversible aggregation. The model satisfactorily describes the experimental time dependences of the size of platelet aggregates obtained by light transmission aggregometry. The introduced additional

parameter and the method of setting the term corresponding to inactivation have a much smaller effect on the dependences than the kinetic constants. Calculated by model and optimized according to experimental data at different temperatures rate constants allow to calculate the activation energies of the aggregation process. When using light transmission aggregometry data to optimize the model parameters, it is advised to pre-smooth the input data to remove noise caused by the inhomogeneity of the suspension.

KEY WORDS: platelets, aggregation, mathematical models, kinetic constants, light scattering.

АНАЛИЗ КИНЕТИКИ СВЕТОРАССЕЯНИЯ СУСПЕНЗИИ КЛЕТОК ПРИ АГРЕГАЦИИ: МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЗАГРЕГАЦИИ ТРОМБОЦИТОВ

А. В. Перцов, В. П. Берест

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы 4,
г. Харьков, 61022, Украина*

Актуальность. Молекулярные механизмы агрегации тромбоцитов активно изучают методами молекулярной клеточной биологии, биохимии, прикладной физики, однако остается открытой проблема моделирования динамики этого процесса. Математическое моделирование позволяет установить количественные показатели кинетики агрегации, провести анализ результатов научных исследований и тестирования образцов крови в повседневной медицинской практике. Известные математические модели спонтанной обратной и необратимой агрегации тромбоцитов в сдвиговом потоке различной интенсивности являются непригодными для анализа данных, получаемых самым распространенным лабораторным методом – световой трансмиссионной агрегометрией.

Цель работы. Целью работы было создание математической модели агрегации тромбоцитов, способной адекватно описать обратимую агрегацию клеток, в частности дезагрегацию тромбоцитов в суспензии.

Материалы и методы. Разработана математическая модель индуцированной агрегации тромбоцитов. Кинетические константы модели оптимизированы по экспериментально определенным средним количествам тромбоцитов в агрегате, полученным методом светорассеяния. Кинетические кривые изменения светорассеяния суспензии тромбоцитов при агрегации, вызванной распространенным физиологическим индуктором АДФ, получены с использованием лазерного анализатора агрегации тромбоцитов АЛАТ-2 «Биола».

Результаты. Предлагаемая математическая модель пригодна для моделирования обратимой агрегации тромбоцитов за счет непосредственного учета инактивации клеток с использованием временной зависимости и корректировки слагаемого дезагрегации.

Выводы. Разработанная математическая модель дополняет модели динамики необратимой агрегации тромбоцитов и позволяет анализировать обратимую агрегацию. Модель удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости размера тромбоцитарных агрегатов от времени, полученные с помощью световой трансмиссионной агрегометрии. Введен дополнительный параметр и способ задания слагаемого, ответственного за инактивацию; они оказывают значительно меньшее влияние на временные зависимости, чем кинетические константы. Рассчитанные по уравнениям модели и оптимизированные по экспериментальным данным константы скоростей процессов при различных температурах позволяют рассчитать энергии активации процесса агрегации-деагрегации. При использовании данных световой трансмиссионной агрегометрии для оптимизации параметров модели желательно проводить предварительное сглаживание входных данных, вызванных неоднородностью суспензии.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: тромбоциты, агрегация, математические модели, кинетические константы, светорассеяние.

ВСТУП

Тромбоцити – важливий елемент підтримки гомеостазу організму в цілому й гемостазу зокрема. Першочергову роль для реалізації цієї функції відіграє агрегаційна активність тромбоцитів [1, 2].

Агрегація тромбоцитів викликається різними за хімічною природою агоністами і супроводжується зміною морфології клітин та їх кількості у місці пошкодження судинної стінки. Легкі та нечисленні тромбоцити опиняються на периферії судини – саме там, де необхідно відновити пошкодження її стінки. Процес витіснення еритроцитами тромбоцитів спонукає останніх опинитися біля місця пошкодження судини [3, 4].

Ступінь агрегації тромбоцитів і реакції вивільнення (вивільнення вмісту гранул в позаклітинне середовище) залежить від природи індуктора агрегації та його дози. Залежно від концентрації агоніста можуть спостерігатися одна або дві хвилі агрегації. Внаслідок дії слабких індукторів агрегації або малих концентрацій сильних індукторів може спостерігатися явище первинної або оборотної агрегації [1, 5].

Оборотна агрегація

АДФ в низьких концентраціях викликає оборотну агрегацію. У цьому випадку не відбувається реакція вивільнення, але має місце зміна форми тромбоцитів, підвищення адгезії та утворення агрегатів. Але через декілька хвилин починається розпад утворених агрегатів.

Якщо це відбувається у кровотоці, то еритроцити відтісняють легкі та нечисленні тромбоцити до стінок судини, де тромбоцити внаслідок оборотної агрегації можуть прикріплюватися. Частина з них

відривається від стінок судин і зноситься потоком крові. Після цього тромбоцити повертаються до початкового стану, натомість агрегати повністю руйнуються до окремих тромбоцитів. Така агрегація не здійснює зупинки кровотечі навіть з дрібних судин, але впливає на реологічні властивості крові, а проведення її досліджень може бути корисним при виконанні медичної діагностики [6].

МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ

Світлова трансмісійна агрегометрія (ЛТА) полягає у вимірюванні оптичної щільності багатой на тромбоцити плазми або суспензії відмитих тромбоцитів до й через певний час після додавання індукторів агрегації.

Для приготування збагаченої тромбоцитами плазми цільну кров центрифугували в пробірках з антикоагулянтом, після чого з кожної пробірки відбирали супернатант. Підготовлену до дослідження збагачену тромбоцитами плазму зберігали за кімнатної температури до початку дослідження. Як індуктор агрегації використовували АДФ, який додавали вже в кювету агрегометра.

Для кривих зміни світлопропускання суспензії тромбоцитів, отриманих при необоротній агрегації, характерні дві стадії: стадія зменшення світлопропускання є передагрегаційною, за нею йде стадія агрегації. У дослідженнях оборотної агрегації також виокремлюємо третю стадію (Рис. 1) [1].

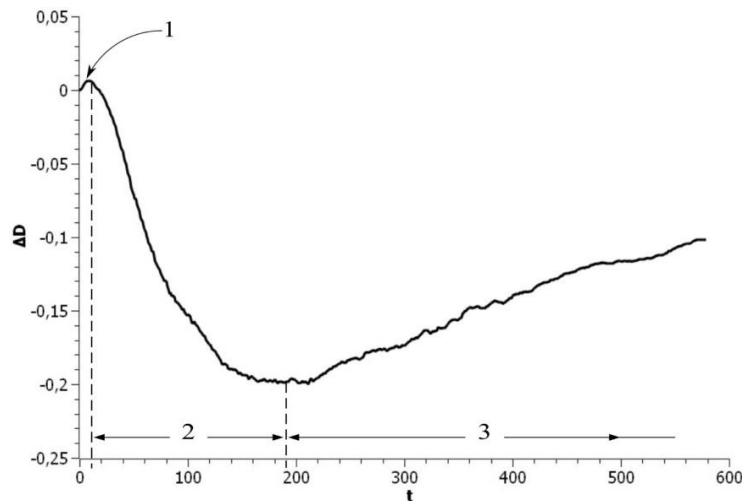


Рис. 1. Зміна оптичної щільності суспензії тромбоцитів в процесі індукованої агрегації (оборотна агрегація).

Позначено ділянки кривої що відповідають активації (1), агрегації (2) та дезагрегації (3) тромбоцитів.

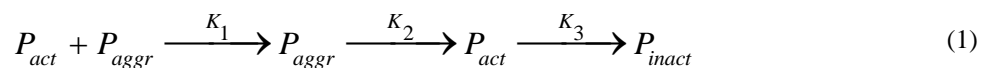
Fig. 1. Optical density of platelet rich plasma in the time-course of induced aggregation (reversible aggregation).

Marked are the intervals corresponding to the activation (1), aggregation (2) and disaggregation (3) of platelets.

МОДЕЛЬ

Для пошуку параметрів агрегації тромбоцитів на основі кривих агрегації, отриманих за допомогою ЛТА, можна використовувати підхід обчислювального моделювання. Отримання параметрів активації тромбоцитів з експериментальних даних дозволяє досліджувати залежності кінетики агрегації від умов проведення досліді [7]. За допомогою обчислювального моделювання можна описати оборотну агрегацію тромбоцитів і зробити певні припущення щодо її механізмів, а також дослідити можливі відхилення. Так, наприклад, було зроблено висновок, що дезагрегація насамперед пов'язана з нестабільністю великих агрегатів. Правдивість цього висновку було підтверджено цитометрією та аналізом розподілу розмірів агрегатів за даними про розсіювання світла [6, 8].

У нашій попередній роботі [9] було запропоновано таку схему перетворень:



де P_{act} , P_{inact} , P_{aggr} – концентрації або кількості активованих, інактивованих тромбоцитів та агрегатів, які перебувають у агрегатах. Для зручності K_1 , K_2 і K_3 визначимо безпосередньо як швидкості утворення агрегатів, їх розпаду й швидкості інактивації тромбоцитів відповідно.

За наведеною схемою (1) динаміка змін описується такою системою рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dP_{aggr}}{dt} = K_1 - K_2 \\ \frac{dP_{act}}{dt} = -K_1 + K_2 - K_3 \\ \frac{dP_{inact}}{dt} = K_3 \end{cases} \quad (2)$$

Кількості тромбоцитів відповідають їх вихідній кількості в зразку P_0 :

$$P_{act} + P_{aggr} + P_{inact} = P_0 \quad (3)$$

Для подальшого розгляду даної моделі вводиться низка спрощень [9]:

- форма агрегатів приймається сферичною. З огляду на це, кількість тромбоцитів в агрегаті можна вважати пропорційною його радіусу в третьому степені;
- вважається, що тільки тромбоцити поверхневого шару можуть залишати агрегати. Отже, відповідний доданок в рівняннях втрати агрегатами тромбоцитів і збільшення кількості вільних тромбоцитів буде пропорційним другому степеню радіуса агрегату;
- можливе вивільнення агрегованих тромбоцитів внаслідок зіткнень агрегатів;
- кількість тромбоцитів в поверхневому шарі агрегату (вона визначає швидкість втрати агрегатами тромбоцитів) пропорційна загальній кількості тромбоцитів агрегату в степені 2/3;
- розміри всіх агрегатів в заданий момент часу вважаються однаковими (такими, що відповідають середнім значенням реальних величин);
- із залежності видалено початкову ділянку короткочасного збільшення оптичної щільності суспензії.

Швидкість переходу активованих тромбоцитів у агреговані залежить від параметрів, які визначають імовірність зустрічі активованого тромбоцита з агрегатом – від ефективного перерізу σ_{PA} та їх кількостей (P_{act} та A відповідно):

$$K_1 = k_1 \sigma_{PA} P_{act} A \quad (4)$$

Швидкість K_2 має дві складові: перша визначає втрату тромбоцитів поверхнею агрегатів (пропорційна загальній площі їх поверхні), а друга – втрату внаслідок зіткнень (пропорційна їхній імовірності).

При побудові нашої моделі відкидаємо припущення, що константи розпаду агрегатів унаслідок вивільнення тромбоцитів поверхневого шару й унаслідок зіткнень агрегатів є однаковими. Після активної дезагрегації усереднена кількість тромбоцитів в агрегаті прямує до певного значення (N_{end}). Можливо, це пов'язано з формуванням певних стабільних агрегатів, для яких не відбувається подальше руйнування в масштабах часу проведення експерименту. Для врахування цієї особливості використаємо за опорну точку для розпаду агрегатів значення, яке легко отримати за останніми точками експериментальної залежності для конкретного досліджу.

Таким чином, вираз для K_2 матиме вигляд:

$$K_2 = \begin{cases} k_{2.1} 4\pi R_{pl}^2 (N - N_{end})^{2/3} + k_{2.2} \pi R_{aggr}^2 A^2, & N - N_{end} > 0 \\ 0, & N - N_{end} \leq 0 \end{cases} \quad (5)$$

де R_{pl} та R_{aggr} – радіуси тромбоцита та агрегату відповідно; N – кількість тромбоцитів в агрегаті. Внеском другого доданка на початку досліджу, коли $N - N_{end} \leq 0$, можна знехтувати, адже ймовірність

зіткнень агрегатів значно залежить від їх розміру (квадратично) і, з іншого боку, малі агрегати менш схильні до поверхневих руйнувань унаслідок зіткнень, що не було враховано окремо.

Для розгляду оборотної агрегації врахування інактивації тромбоцитів є обов'язковим. Механізми дезагрегації не є остаточно вивченими. Але, базуючись на твердженні про те, що інактивація настає через певний час для тромбоцитів, які не зазнали взаємодії з великими концентраціями індуктора, або на припущенні про вплив різних біологічно активних речовин, концентрації яких змінюються за рахунок вибіркової секреції з самих клітин, можна зробити висновок, що константа реакції, яка відповідає інактивації, збільшується з часом від початку дослідження. Ми припустили, що цей процес є подібним до хімічних реакцій першого роду, адже зіткнення тромбоцитів не є необхідною умовою їх інактивації, тому швидкість буде залежати лише від одного динамічного параметра системи – загальної кількості активованих тромбоцитів P_{act} .

Ми розглянули декілька варіантів залежності для швидкості перетворення K_3 . Вони мали забезпечувати зростання константи швидкості реакції, проте обмежувати її одиницею для утримання швидкості перетворення у фізично обґрунтованих межах. Однак на піку агрегації кількість активованих тромбоцитів P_{act} знижується до значень, близьких до 0 ($A = P_0 / N_{max}$), і потім тримається таких значень до кінця дослідження. Відповідно, обмежувальну роль для інактивації відіграє швидкість дезагрегації. Майже всі тромбоцити, що дезагрегуються, за будь якого варіанту часової залежності K_3 інактивуються найближчим часом. Унаслідок цього значних відмінностей між різними варіантами залежності K_3 від часу немає (Рис. 2), і тому залежність була обрана з міркувань найпростіших розрахунків:

$$K_3 = \begin{cases} P_{act} (t/\tau), & t/\tau < 1 \\ P_{act}, & t/\tau \geq 1 \end{cases} \quad (6)$$

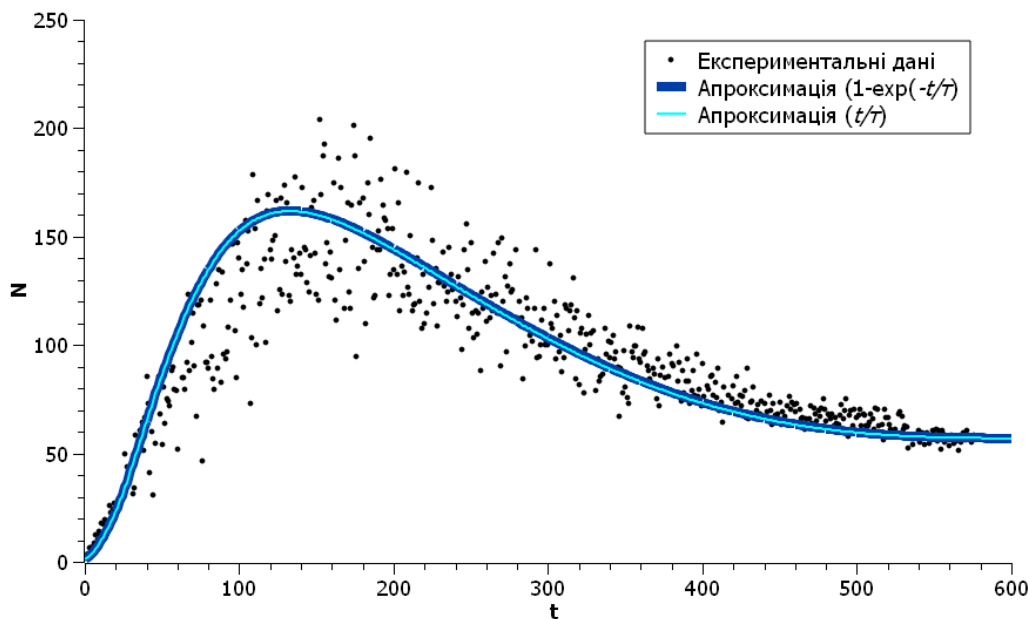


Рис. 2. Зміна усередненої кількості тромбоцитів в агрегаті з часом.

Експериментальні дані позначено точками, суцільні лінії — для наближення експериментальної кривої за допомогою моделі з двома варіантами часової залежності K_3 .

Fig. 2. The change in the average number of platelets in aggregate over time.

Experimental data are marked with dots, solid lines – approximation of the experimental curve using a model with two variants of K_3 time dependence.

Для експериментальних даних усереднену кількість тромбоцитів в агрегаті визначали за таким рівнянням:

$$\Delta D = \nu \pi R_{pl}^2 I P_0 \left(\frac{N - N^{2/3}}{N_{max}} \right) \quad (7)$$

Для спрощення аналізу результатів уведемо параметр k_2 , який залежить від статичних параметрів досліду та кінетичних констант руйнування агрегатів унаслідок відривання тромбоцитів від поверхні агрегату $k_{2,1}$ та зіткнень агрегатів між собою $k_{2,2}$:

$$k_2 = 4k_{2,1} + \frac{P_0}{N_{max}} k_{2,2} \quad (8)$$

Параметр k_2 можна використовувати для порівняння кривих, які було отримано за близьких умов досліду. Або можна зафіксувати коефіцієнт для впливу зіткнень агрегатів $k_{2,2}$ і спостерігати за змінами $k_{2,1}$.

Нарешті, з урахуванням усіх вищезазначених особливостей, швидкості перетворень K_1 , K_2 і K_3 матимуть вигляд:

$$\begin{cases} K_1 = k_1 \pi R_{pl}^2 \left(\frac{1 + N^{1/3}}{2} \right)^2 P_{act} A \\ K_2 = \begin{cases} k_2 \pi R_{pl}^2 (N - N_{end})^{2/3} \frac{P_0}{N_{max}}, & N - N_{end} > 0 \\ 0, & N - N_{end} \leq 0 \end{cases} \\ K_3 = P_{act} (t / \tau), \quad \tau \geq t_{end} \end{cases} \quad (9)$$

РЕЗУЛЬТАТИ

На Рис. 3. відображено залежності від часу для усередненої кількості тромбоцитів в агрегаті $N(t)$ та оптичної щільності $D(t)$, а також зображено експериментальні послідовності точок, до яких наближаються вказані теоретичні криві. Відповідні значення шуканих параметрів k_1 , k_2 і τ та умови проведення досліду (температура T) зазначено в Табл.1. За температури T збагачену тромбоцитами плазму було витримано 10 хвилин перед початком досліду, до всіх зразків у якості індуктора додавали розчин АДФ концентрацією 5мкМ.

Таблиця 1. Умови досліду та параметри, розраховані за рівняннями (7)–(9) моделі для експериментальних даних, наведених на Рис. 3.

Table 1. Experimental conditions and model parameters calculated by equations (7)–(9) for the experimental data shown in Fig. 3.

	$T, \text{ }^\circ\text{C}$	$k_1, \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кЛ}^{-1}$	$k_2, \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кЛ}^{-1/3}$	$\tau, \text{ с}$
Ряд 1	20	200	$3,5 \cdot 10^9$	$10 \cdot 10^3$
Ряд 2	37	740	$4,2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^3$
Ряд 3	29	1000	$5,0 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^3$

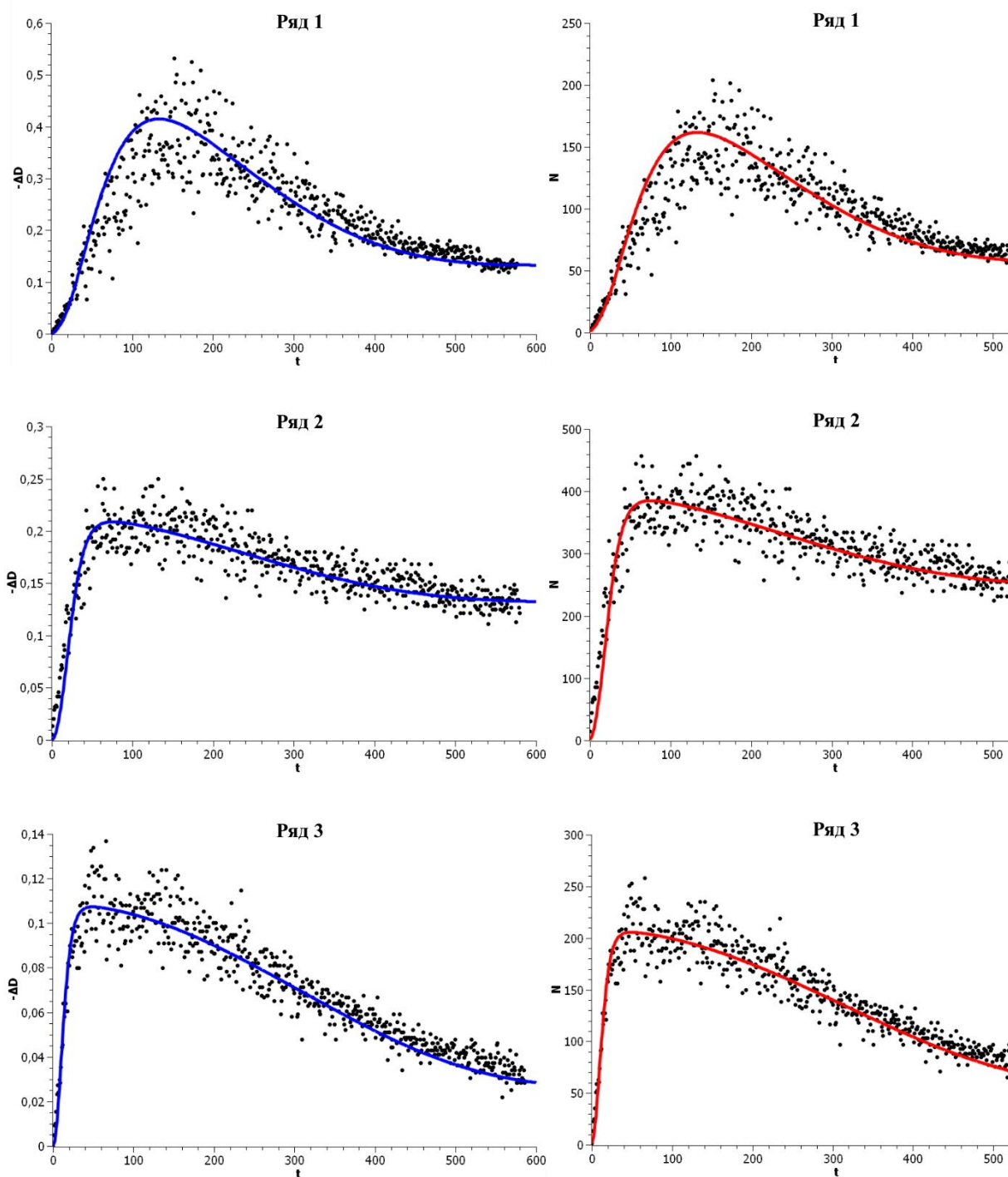


Рис.3. Кінетичні залежності оптичної густини та кількості тромбоцитів в агрегаті.
Експериментальні дані – точки, суцільні лінії – теоретичні криві, отримані оптимізацією параметрів моделі (7) – (9).

Fig.3. Kinetics of optical density and number of platelets in aggregate.
Experimental data – points, solid lines – theoretical fitting by the model with equations (7)-(9).

Слід зазначити, що для різних кривих відбулася зміна k_1 на один порядок, а k_2 не більше, ніж на 60%. Тому через не дуже високу чутливість у разі необхідності виявлення невеликих ефектів бажано попередньо провести фільтрацію експериментальних даних.

ВИСНОВКИ

Пропонована модель задовільно описує експериментальні залежності від часу розміру агрегатів, отримані за допомогою методу світлорозсіювання, і є придатною для дослідження оборотної агрегації тромбоцитів і особливо – стадії дезагрегації клітин.

Для задовільного опису оборотної агрегації тромбоцитів було виконано корегування доданку дезагрегації та введено додатковий параметр, що відповідає інактивації. Цей параметр, як і спосіб задання доданку інактивації, має значно менший вплив на залежності, ніж кінетичні константи.

Кількісне відображення перебігу агрегації визначається величиною кінетичної константи k_1 та значенням параметра k_2 , який є збірною характеристикою інактивації внаслідок спонтанного відривання тромбоцитів з поверхні агрегатів та їх руйнування через зіткнення.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

Author's ORCID ID

Берест В. П.  <https://orcid.org/0000-0001-7779-154X>

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Самаль АБ, Черенкевич СН, Хмара НФ. Агрегация тромбоцитов: методы изучения и механизмы. Минск: Университетское, 1990. 104 с.
2. Brass, LF, Diamond, SL. Transport physics and biorheology in the setting of hemostasis and thrombosis. *J Thromb Haemost* 2016; 14: 906–17. <https://doi.org/10.1111/jth.13280>
3. Kaplan ZS, Jackson SP. The role of platelets in atherothrombosis. *Hematology Am Soc Hematol Educ Program*. 2011;2011:51-61. <https://doi.org/10.1182/asheducation-2011.1.51> PMID: 22160012.
4. Michelson AD. Methods for the Measurement of Platelet Function, *The American Journal of Cardiology*, Volume 103, Issue 3, Supplement, 2009, Pages 20A-26A, <https://doi.org/10.1016/j.amjcard.2008.11.019>.
5. Lin, J, Sorrells, MG, Lam, WA, Neeves, KB. Physical forces regulating hemostasis and thrombosis: Vessels, cells, and molecules in illustrated review. *Res Pract Thromb Haemost*. 2021; 5:e12548. <https://doi.org/10.1002/rth2.12548>
6. Vasilev GA, Filkova AA, Sveshnikova AN. Study of Reversible Platelet Aggregation Model by Nonlinear Dynamics. *Mathematics*. 2021; 9(7):759. <https://doi.org/10.3390/math9070759>
7. Crowl L, Fogelson AL. Analysis of mechanisms for platelet near-wall excess under arterial blood flow conditions. *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press; 2011;676:348–75. <https://doi.org/10.1017/jfm.2011.54>
8. Filkova AA, Martyanov AA, Garzon Dasgupta AK, Panteleev MA, Sveshnikova AN. Quantitative dynamics of reversible platelet aggregation: mathematical modelling and experiments. *Sci Rep*. 2019 Apr 17;9(1):6217. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-42701-0> PMID: 30996289; PMCID: PMC6470167.
9. Гаташ С.В., Берест В.П., Воробейчик М.В. Математическая модель динамики агрегации тромбоцитов. Определение зависимости кинетических параметров от температуры // *Вісн. Харк. ун-ту.*- 1999.- № 434. *Біофізичний вісн. Вип.3.- С.71-77.*

REFERENCES

1. Samal' AB, Cherenkevich SN, Hmara NF. Agregacija trombocitov: metody izuchenija i mehanizmy [Platelet aggregation: methods of study and mechanisms]. Minsk: Universitetskoe. 1990. 104 p. [In Russian].
2. Brass, LF, Diamond, SL. Transport physics and biorheology in the setting of hemostasis and thrombosis. *J Thromb Haemost* 2016; 14: 906–17. <https://doi.org/10.1111/jth.13280>
3. Kaplan ZS, Jackson SP. The role of platelets in atherothrombosis. *Hematology Am Soc Hematol Educ Program*. 2011;2011:51-61. <https://doi.org/10.1182/asheducation-2011.1.51> PMID: 22160012.
4. Michelson AD. Methods for the Measurement of Platelet Function, *The American Journal of Cardiology*, Volume 103, Issue 3, Supplement, 2009, Pages 20A-26A, <https://doi.org/10.1016/j.amjcard.2008.11.019>.
5. Lin, J, Sorrells, MG, Lam, WA, Neeves, KB. Physical forces regulating hemostasis and thrombosis: Vessels, cells, and molecules in illustrated review. *Res Pract Thromb Haemost*. 2021; 5:e12548. <https://doi.org/10.1002/rth2.12548>
6. Vasilev GA, Filkova AA, Sveshnikova AN. Study of Reversible Platelet Aggregation Model by Nonlinear Dynamics. *Mathematics*. 2021; 9(7):759. <https://doi.org/10.3390/math9070759>
7. Crowl L, Fogelson AL. Analysis of mechanisms for platelet near-wall excess under arterial blood flow conditions. *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press; 2011; 676:348–75. <https://doi.org/10.1017/jfm.2011.54>
8. Filkova AA, Martyanov AA, Garzon Dasgupta AK, Panteleev MA, Sveshnikova AN. Quantitative dynamics of reversible platelet aggregation: mathematical modelling and experiments. *Sci Rep*. 2019 Apr 17;9(1):6217. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-42701-0> PMID: 30996289; PMCID: PMC6470167.
9. Gatash SV, Berest VP, Vorobeichik MV. Mathematical model for the dynamics of platelet aggregation. Finding temperature dependences of kinetic parameters // *Visnyk Kharkivskogo Universytetu*. 1999. № 434. *Biofizychny visnyk*. Iss. 3. P.71-77. [in Russian]

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 34

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 30.06. 2021. Формат 60x84/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 10,3. Обл.-вид. арк. 13,0. Наклад 50 пр. Зам.№ 12/2021.

61022, Харків, майдан Свободи, 4,
Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна

Видавець і виготовлювач
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна.
61022, м. Харків, майдан Свободи, 4.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК №3367 від 13.01.2009.