

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

Серія “ РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА ”

Випуск 35

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 № 15 від 28.12.2021 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 “Radio Physics and Electronics”

Issue 35

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.

Journal Mission is to deliver recent advancements in Radio Physics and life sciences to peers and broad audience.

The journal publishes research articles, short communications and reviews regarding all problems of Radio Physics and related fields.

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 № 15 dated 28.12.2021).

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
Dr.Sc., 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. Prof. **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 IIP dated 04.10.2006

© V.N. Karazin Kharkiv National University, 2021

ЗМІСТ

<i>Биков В.М., Колчигін М.М., Мірошник Г. Ю., Мірошник Т. В.</i> Застосування сплайн-інтерполяції до підвищення точності кореляційно-екстремальних систем навігації	7
<i>Хричов В.С., Легенький М.М.</i> Щодо зменшення помітності складного об'єкту на тлі підстильної поверхні	15
<i>Батраков Д. О., Ковальов М. М., Масленніков А.О. , Батракова А.Г., Урдзік С.М.</i> Неруйнівний контроль автомобільних доріг за допомогою георадарів (оглядова стаття, частина I)	27
<i>Гавриленко Д. І., Думін О. М., Плахтій В. А.</i> Аналіз імпульсного електромагнітного поля у часовому просторі на границі розділу двох середовищ	39
<i>Вольвач Я. С., Думін О. М., Плахтій В. А., Фомін П. Г.</i> Підвищення потужності генератора на нелінійній магнітній наноструктурі	53
<i>Чорногор Л. Ф., Милованова Л. І., Милованов Ю. Б., Цимбал А. М., Ліо У.</i> Ефекти сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в іоносфері над Харковом: результати вертикального зондування	60
<i>Катрич Г. С., Петрушенко С. І., Боцула О.В.</i> Оптичні характеристики плівок ZnO вирощених золь-гель методом	79
<i>Казанко О. В., Пенкіна О. Є.</i> Норма власних функцій одновимірного фотонного кристала	86

CONTENTS

<i>Bykov V. N., Kolchigin N.N., Miroshnik G. Yu., Miroshnik T. V., Sotnikov A. M. Applying spline interpolation to increase accuracy of correlation-emergency navigation systems</i>	7
<i>Khrychov V., Legenkiy M. About reducing the visibility of complex object on the background of underlying surface</i>	15
<i>Batnikov D.O., Kovalov M. M., Maslennikov A.O., Batnikova A.G., Urdzik S.N. Non-destructive control of roads by georadars (review article, part I)</i>	27
<i>Havrylenko D. I., Dumin O. M., Plakhtii V. A. Time domain analysis of impulse electromagnetic field at the interface of two media</i>	39
<i>Volvach I. S., Dumin O. M., Plakhtii V. A., Fomin P. G. Increasing power of generator on nonlinear magnetic nanostructure</i>	53
<i>Chernogor L. F., Mylovanova L. I., Mylovanov Yu. B., Tsymbal A. M., Luo Y. Effects from the June 10, 2021 solar eclipse in the ionosphere over Kharkiv: results from ionosonde measurements</i>	60
<i>G. S. Katrich, S. I. Petrushenko, O.V.Botsula, Optic properties of ZnO films grown by sol-gel technique</i>	79
<i>Kazanko O. V., Penkina O. E. Norm of eigenfunction of one-dimension photonic crystal</i>	86

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-01>

УДК 621.396.963

V. N. BYKOV¹, Dr. Sci. (Engin.), Leading Researcher

e-mail: bykov@karazin.ua ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5114-7868>

N.N. KOLCHIGIN¹, Dr. Sci. (Phys. & Math.), Full Professor

e-mail: kolchigin@karazin.ua ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5018-1060>

G. Yu. MIROSHNIK¹, Junior Researcher

e-mail: gregor010674@gmail.com

T. V. MIROSHNIK¹, Engineer

e-mail: kafrf2021@gmail.com

O. M. SOTNIKOV², ХУПС, Doctor of Technical Sciences, Full Professor

e-mail: alexsot@ukr.net, ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7303-0401>

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

² Ivan Kozhedub Kharkiv National University of Air Force, 228, Klochkivska St, Kharkiv, 61045, Ukraine

APPLYING SPLINE INTERPOLATION TO INCREASE ACCURACY OF CORRELATION-EMERGENCY NAVIGATION SYSTEMS

Relevance. Spline interpolation is used to improve the accuracy of correlation-extreme navigation systems. A two-stage algorithm for combining images in correlation-extreme navigation systems is proposed. At the first stage, the surface of the decision function of the algorithm is constructed in the vicinity of its extremum using a quadratic interpolator by six points and its Gaussian curvature and extremum coordinates are estimated. These parameters are used to determine the optimal value of the parameter of the cubic spline interpolator used in the second stage in order to refine the rough estimate of the coordinates and improve the positioning accuracy of the navigation system.

Purpose of the work: The purpose of the work is to develop an algorithm for aligning images in correlation-extreme navigation systems, which makes it possible to realize a cubic spline parameter close to the optimal value for each of the possible shifts of the current image relative to the reference image and, as a result, to increase the accuracy of determining the coordinates.

Materials and methods. In correlation-extreme navigation systems, the coordinates of the aircraft are determined by calculating the mutual shift of the current image obtained using the sensor of the Earth's physical field and the reference image, which is known in advance. At the same time, the alignment accuracy of discrete current and reference images, which are usually used in practice, does not exceed half a pixel. Therefore, the problem of improving the accuracy of navigation systems is of great importance. One of the possible ways to solve this problem is to use methods for approximating the decision function of the image alignment algorithm in the vicinity of its global maximum.

Results: To illustrate the gain in the accuracy of the positioning of navigation systems, statistical tests of the algorithm with a 6-point interpolator and the above-described two-stage procedure for minimizing the decision function containing spline interpolation at the second stage were carried out. A typical image was used as a reference image. The coordinates of the center of the current and reference images (x_0, y_0) were played randomly in accordance with the two-dimensional normal distribution law, the average value of which coincided with the center of the reference image; the standard deviation is also found. Then the current image was formed. The constructed current image was noisy with additive white Gaussian noise with zero mean value and the same standard deviation for each element σ . Image alignment was assumed to be correct if the following conditions were met: $|x - x_0| \leq 2, |y - y_0| \leq 2$, where (x, y) – is the shift estimate generated by the algorithm.

Then, the algorithms were repeatedly run with different realizations of the noise component of the current image, and the dependences of the root-mean-square error $\sigma_x = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - x_{0i})^2 \right]$, $\sigma_y = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - y_{0i})^2 \right]$ in each direction on the mean-square value were plotted σ .

The figures in the article show the dependencies $\sigma_x(\lg \sigma)$ for the algorithm with a 6-point interpolator (upper curve) and for a two-stage algorithm (lower curve). Analysis of the graphs allows us to conclude that the second algorithm wins in the accuracy of determining the coordinates of the shift by about 5 times. The dependencies $\sigma_y(\lg \sigma)$ for both algorithms practically coincide with those shown in the figure. It should be noted the weak dependence of the positioning accuracy on the change in the parameter σ in the area $0 < \sigma < 10$.

Conclusions: It is shown that the optimal value of the parameter of the cubic spline interpolator depends to a lesser extent on the magnitude of the local shift of the images and, to a greater extent, on the correlation interval of the reference image in the vicinity of the image alignment point, which is proposed to be estimated using the Gaussian curvature parameter.

KEY WORDS: correlation-extreme navigation systems (CENS), current image (CI), reference image (RI), decision function (DF), high-resolution interpolation cubic spline (HRICS).

In cites: Bykov VN, Kolchigin NN, Miroshnik GYu, Miroshnik TV, Sotnikov AM. Applying spline interpolation to increase accuracy of correlation-emergency navigation systems. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics"*. 2021;35:7-16. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-01>

In [1], the methods of interpolation of functions, including cubic splines, used for the local refinement of the image shift parameter, were analyzed. Methods for approximating the decision function of the algorithm in the vicinity of its global extremum based on the least squares method were studied in [2]. It is shown that among the interpolators the best characteristics are possessed by the spline, called the high-resolution interpolation cubic spline (HRICS), described in [3].

The spline is specified up to a parameter that is recommended to be selected in each specific case. Preliminary studies have shown that for a given EI the optimal value of this parameter depends on the local image shift, the image correlation interval at a given shift, and other parameters.

FORMULATION OF THE PROBLEM

Let be v_{ij} , $i, j \in \overline{-n, n}$ – an array of samples of the two-dimensional function to be reconstructed. In the general case, the reconstructed function has the form:

$$v(x', y') = \sum_{i, j = -n}^n v_{ij} g'(x' - ih, y' - jh). \quad (1)$$

Where $g'(t, s)$ – interpolation function (also called interpolation kernel), h – sampling step of the original function. Usually, separable interpolation functions are used, represented as a product of two one-dimensional functions, i.e. $g'(s, t) = g(s)g(t)$. After passing to dimensionless variables $x = x'/h$, $y = y'/h$ expression (1) takes the form:

$$v(x, y) = \sum_{i, j = -n}^n v_{ij} g(x - i)g(y - j). \quad (2)$$

The kernel of a high-resolution interpolation cubic spline is described by the relation [1]:

$$g(s, a) = \begin{cases} (a + 2)|s|^3 - (a + 3)s^2 + 1, & |s| \leq 1; \\ a(|s|^3 - 5s^2 + 8|s| - 4), & 1 < |s| \leq 2; \\ 0, & |s| > 2 \end{cases} \quad (3)$$

specified up to a parameter a . Since the kernel (3) is equal to zero outside the interval $[-2, 2]$, then in this case $n = 2$. The parameter value is suggested to be selected from the interval $[-1; -0, 5]$ in each case. The spline derivative has the form:

$$\frac{dg(s, a)}{ds} = \begin{cases} 3\operatorname{sgn}(s)(a + 2)s^2 - 2(a + 3)s, & |s| \leq 1; \\ a\operatorname{sgn}(s)(3s^2 - 10|s| + 8), & 1 < |s| \leq 2; \\ 0, & |s| > 2, \end{cases} \quad (4)$$

Fourier transform of an even function $g(s)$ is real and is defined by the expression:

$$r(v, a) = -\frac{8\sin(v/2)}{v^4} \left[4av \cos^3(v/2) + (3v + 2a)\cos(v/2) - 6\sin(v/2) - 6a\sin(v) \right]. \quad (5)$$

As an alternative, consider a two-dimensional non-separable interpolator with respect to 6 points [2], numbered sample $(0, 0)$, $(-1, 0)$, $(0, -1)$, $(1, 0)$, $(0, 1)$, $(1, 1)$, moreover:

$$\begin{aligned} g'(x, y) &= 1 + xy - x^2 - y^2; & g'(x + 1, y) &= y(y - 1)/2; & g'(x, y + 1) &= x(x - 1)/2; \\ g'(x, y - 1) &= x(x - 2y + 1); & g'(x - 1, y) &= y(y - 2x + 1); & g'(x - 1, y - 1) &= xy, & n &= 1. \end{aligned}$$

From a geometric point of view, the specified interpolator constructs a surface of the second order:

$$\pi(x, y) = b_1 + b_2x + b_3x^2 + b_4y + b_5y^2 + b_6xy,$$

where

$$b_1 = v_{00}, b_2 = (v_{-1,0} - v_{1,0})/2, b_3 = v_{0,-1} + v_{1,0} - 2v_{00}, b_4 = (v_{0,1} - v_{0,-1})/2, \\ b_5 = v_{1,0} + v_{-1,0} - 2v_{00}, b_6 = v_{00} + v_{-1,1} - v_{0,1} - v_{-1,0}.$$

In the case when the determinant of the Hessian matrix satisfies the condition:

$$\Delta = 4b_3b_5 - b_6^2 > 0, \quad (6)$$

this surface is an elliptical paraboloid, otherwise it is a hyperbolic paraboloid. In the first case, the coordinates of the extremum of the function described by the indicated surface are determined by the expressions:

$$y = -\frac{b_4b_6 - 2b_2b_5}{4b_3b_5 - b_6^2}, x = \frac{b_2b_6 - 2b_3b_4}{4b_3b_5 - b_6^2}. \quad (7)$$

If condition (6) is not met, then the point with coordinates (7) is a saddle point.

Let us carry out a comparative analysis of the considered interpolators when using them to refine the integer shift (k,l) , generated by the image alignment algorithm in correlation-extreme navigation systems (CENS). Move the origin to a point (k,l) .

1. ERROR IN DETERMINING THE MAXIMUM OF A KNOWN FUNCTION.

We will conduct a study of the quality of restoration of function:

$$f(x, y) = \left[\frac{\text{sinc}(p(x - x_0))}{p(x - x_0)} \frac{\text{sinc}(q(y - y_0))}{q(y - y_0)} \right]^2 \quad (8)$$

in area $[-1,1] \times [-1,1]$, using her counts $v_{ij} = f(i, j)$, $i, j \in \{-2, 2\}$. If the width of the main lobe of function (8) in each of the planes does not exceed 2, then such a function approximately correctly describes the surface of the decision function in the vicinity of its extremum in practical applications for aligning images in the CENS. Using the parameter p , you can change the width of the main lobe of the function (8), and by changing the parameters x_0, y_0 , which we will carry out within the region $[-0,5; 0,5] \times [-0,5; 0,5]$, you can move the coordinates of the point of its maximum.

In the case under consideration, the quality of restoration will be characterized by the value of the displacement $(\Delta x = \hat{x} - x_0, \Delta y = \hat{y} - y_0)$ maximum (\hat{x}, \hat{y}) function $v(x, y)$ relative to the maximum point (x_0, y_0) the original function (8), which is assumed to be specified in the region $[-2, 2] \times [-2, 2]$.

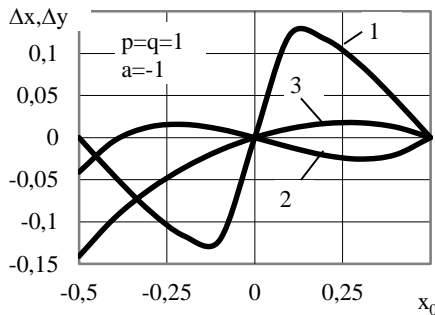


Fig. 1. Dependencies $\Delta x(x_0), \Delta y(x_0)$

In Fig. 1 shows the dependences of the displacement Δx from the shift x_0 at a fixed $y_0 = 0$ and parameter values $p = q = 1$, and curve 1 corresponds to the HRICS with the parameter $a = -1$, curve 2 – 6-point interpolator. In the case under consideration, the interpolator of the first type is significantly inferior to the second in terms of displacement. However, due to the inseparability of the core of the latter, the maximum displacement is observed at $x_0 = -0,5$, and there is also a significant displacement along the axis (curve 3 in Fig. 1), which is absent in the HRICS.

Odds v_{ij} in formula (2) depend on the form of the function $f(x, y)$, and if it is given in the form (8), then they depend on the parameters p, q, x_0, y_0 . If we fix them, then we can solve the problem:

$$(\hat{x}(a), \hat{y}(a)) = \arg \max_{x, y \in [-1, 1]} v(x, y, a). \quad (9)$$

A necessary condition for the fulfillment of equality (9) is that $(\hat{x}(a), \hat{y}(a))$ should be a solution to the system of equations:

$$\begin{cases} \frac{\partial v(x, y, a)}{\partial x} = \sum_{i,j=-2}^2 v_{ij} \frac{dg}{dx}(x-i, a)g(y-j, a) = 0; \\ \frac{\partial v(x, y, a)}{\partial y} = \sum_{i,j=-2}^2 v_{ij}g(x-i, a) \frac{dg}{dy}(y-j, a) = 0; \end{cases} \quad x, y \in [-1, 1]. \quad (10)$$

If we now fix $y = y_0$, then you can find the optimal value $a_0 = a_0(x_0)$ as a solution to the equation:

$$x(a) - x_0 = 0, \quad a \in [-1, 5; -0, 5]. \quad (11)$$

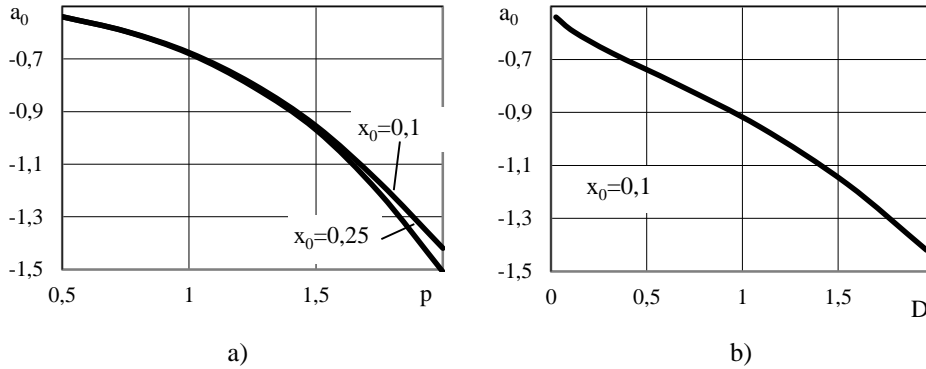


Fig. 2. Dependency graphs $a_0(p)$ (a) and $a_0(D)$ (b)

Family of function graphs $a_0(p)$ at $q = p$; $y_0 = 0$ and for different values $x_0 = 0,1$ and $x_0 = 0,25$ are shown in Fig. 2a. It should be noted that the graphs differ slightly in the area $0,5 \leq p < 1,5$ when changing the shift of the interpolated function. If we solve the problem of reconstructing an unknown function from a set of its samples, then instead of the parameters p, q , characterizing the curvature of the function in each direction, it is necessary to use other parameters. For example, can be used to describe the curvature of a surface $z = f(x, y)$ at the point (x_0, y_0) , wherein $\nabla f = 0$, determinant of the Hesse matrix of second derivatives:

$$D = \det \begin{bmatrix} f_{xx} & f_{xy} \\ f_{xy} & f_{yy} \end{bmatrix}_{x=x_0, y=y_0} = (f_{xx}f_{yy} - f_{xy}^2)_{x=x_0, y=y_0}, \quad (12)$$

called the Gaussian curvature [4]. In addition, the concepts of curvature are used λ_1, λ_2 (eigenvalues of the Hessian), as well as the mean curvature:

$$\rho = (f_{xx} + f_{yy})_{x=x_0, y=y_0} = \lambda_1 + \lambda_2. \quad (13)$$

If you build a dependency $D(p)$ for function (8), then it can be used to obtain the graph of the function $a_0(D)$, shown in Fig. 2b for fixed shift $x_0 = 0,1$, which in the first approximation can be approximated by a straight line by the least squares method. If necessary, you can use the cubic parabola approximation.

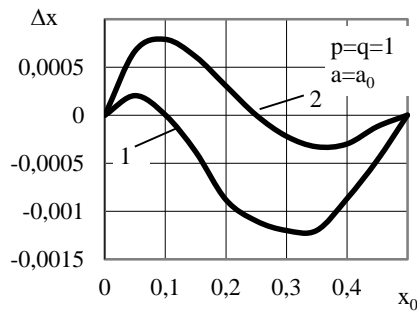


Fig. 3. Addition $\Delta x(x_0)$

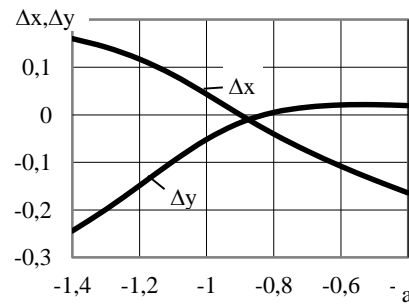


Fig. 4. Dependencies $\Delta x(x_0), \Delta y(x_0)$

Fig. 3 illustrates a graph of a function $\Delta x(x_0)$ for $a = a_0(0,1)$ (curve 1) and $a = a_0(0,25)$ (curve 2). Thus, the exact restoration of the original function is possible only with its displacements $x_0 = 0$; $x_0 = \pm 0,5$; $x_0 = \pm x'_0$, where x'_0 - the value of the shift of function (8), for which the optimal value of the parameter a was determined. At other points, the error in recovering a known function of the form (8) is significantly less than for an interpolator by 6 points.

2. THE ERROR IN DETERMINING THE EXTREMUM OF THE DECISION FUNCTION OF THE CORRELATION ALGORITHM.

Let us illustrate the possibility of using HRICS to refine the position of the extremum of the decision function (DF) corresponding to the correlation algorithm for aligning images in CENS. For example, let's take the port image as an RI $M_1 = 150 \times M_2 = 150$ elements shown in Fig. 4a.

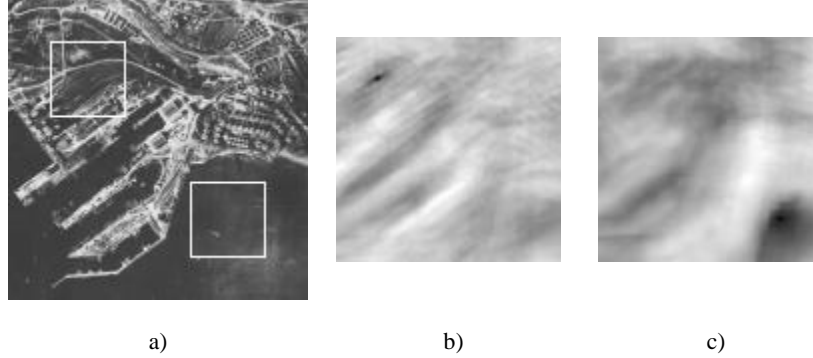


Fig. 4. RI (a) and the decision function (DF) corresponding to the shift $(\Delta x = 20, 2; \Delta y = 20)$ (b) and $(\Delta x = 90, 2; \Delta y = 90)$ (c)

Let us take the DF of the correlation algorithm in the form:

$$b_{kl} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} (t_{ij} - e_{ij}^{kl})^2, \quad (k, l) \in \overline{1, M_1 - N_1 + 1} \times \overline{1, M_2 - N_2 + 1}, \quad (14)$$

where t_{ij} – elements of the centered and normalized CI [2], measuring $N_1 \times N_2$, $N_1 < M_1$, $N_2 < M_2$;

$\left[e_{ij}^{kl} \right]$, $(i, j) \in \overline{1, N_1} \times \overline{1, N_2}$ – RI sub matrix corresponding to its centered and normalized fragment obtained by shifting by (k, l) elements relative to the upper left corner of the RI. The quadratic difference algorithm (14) is equivalent to the correlation one due to the centrality and normalization of the CI and RI fragments, and calculations in accordance with the algorithm (14) by the computer are carried out much faster than when using the correlation algorithm with the operation of multiplication under the sum.

The process of forming a CI using RI is described in [2], but instead of an interpolator by 6 points, the above-described HRICS with the parameter $a = -0,6$. If necessary, the generated CI can be noisy to simulate the noise component that occurs when CI is obtained in real conditions.

The image of a man-made object shown in fig. 4a indicates its significant inhomogeneity. So, in fig. 4b and fig. 4c are shown in the form of images of the DF algorithm (14) obtained for the CI with $N_1 = N_2 = 39$ elements and offsets $(\Delta x = 20, 2; \Delta y = 20)$ and $(\Delta x = 90, 2; \Delta y = 90)$ respectively. The positions of the CI on the RI are shown in Fig. 4a. It can be seen that in the second case, corresponding to sighting of the water area, the correlation radius is significantly larger than in the first. Therefore, when using HRICS to reconstruct DF from its discrete readings in the vicinity of the minimum, it is necessary to refine the parameter depending on the correlation interval of the RI at the extremum point.

The following two-stage procedure is proposed for using the HRICS in order to correct the position of the DF minimum.

At the **first** stage, a rough estimate of the shift parameter is determined (\hat{x}, \hat{y}) by formula (7) using a 6-point interpolator. Determinant Δ of an elliptic paraboloid (formula (6)) constructed by the interpolator does not depend on the coordinates $(x, y) \in [-1, 1] \times [-1, 1]$ and coincides with the determinant of the Hessian matrix (expression (12)). In particular, for the cases shown in Fig. 4b and 4c, determinant values D made up 1,406 and 0,648 respectively.

If we now construct a calibration curve similar to that shown in Fig. 2b, then at the **second** stage according to the known parameter D it is possible to find the optimal value of the parameter \mathbf{a} , construct the surface (2) with the help of HRICS using 25 DF readings and determine the position of its minimum, for example, by one of the gradient-type algorithms, and use a rough estimate (7) as the initial value for this algorithm.

In the implemented algorithm, to minimize function (2), the iterative Newton-Raphson algorithm was used [5]:

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i - \mathbf{D}^{-1}(\mathbf{x}_i) \nabla v(\mathbf{x}_i), \quad (15)$$

where $\mathbf{x} = [x, y]^T$, ∇v – gradient function (2), \mathbf{D} – Hesse matrix. Equation (15) in coordinates has the form:

$$\begin{aligned} x_{i+1} &= x_i - \left[\frac{1}{D} (f_x f_{yy} - f_y f_{xy}) \right]_{x=x_i, y=y_i}; \\ y_{i+1} &= y_i - \left[\frac{1}{D} (-f_x f_{xy} + f_y f_{xx}) \right]_{x=x_i, y=y_i}, \end{aligned}$$

where $D(x, y) = (f_{xx}f_{yy} - f_{xy}^2)$. These equations coincide with those obtained in another way in [6]. The second derivative of the spline (3) is described by the expression:

$$\frac{d^2 g(s, a)}{ds^2} = \begin{cases} 6(a+2)|s| - 2(a+3), & |s| \leq 1; \\ 2a(3|s| - 5), & 1 < |s| \leq 2; \\ 0, & |s| > 2 \end{cases}$$

and has discontinuities of the first kind at points $s = \pm 1, s = \pm 2$.

3. RESULTS OF STATISTICAL TESTS OF ALGORITHMS.

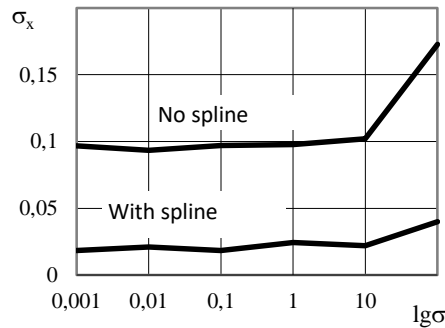


Fig. 5. Addition $\sigma_x(\lg \sigma)$

To illustrate the gain in the accuracy of the CENS positioning, statistical tests of the algorithm (14) were carried out with an interpolator by 6 points and the above-described two-stage procedure for minimizing DF, containing spline interpolation at the second stage. As a reference image, we used the image shown in Fig. 4a.

Coordinates of CI center on RI (x_0, y_0) were played randomly in accordance with the two-dimensional normal distribution law, the average value of which coincided with the center of the RI, and the standard deviation σ_0 was chosen from the condition $\sigma_0 \approx M_1/8$. Then the CI was formed in accordance with the methodology described in [2]. The constructed CI was noisy with additive white Gaussian noise with zero mean value and the same standard deviation for each element, expressed in units of image brightness, which can take values from the interval $[0, 255]$.

Image alignment was assumed to be correct if the conditions were met (see [16]):

$$\left| x - x_0 \right| \leq 2, \left| y - y_0 \right| \leq 2. \quad (16)$$

Where (x, y) – an estimate of the shift generated by the algorithm. Next, the algorithms were repeatedly run with different implementations of the noise component of the CI and the dependences of the root mean square error were plotted in each direction $\sigma_x = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - x_{0i})^2 \right]$, $\sigma_y = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - y_{0i})^2 \right]$ from rms σ .

In Fig. 5 shows the dependencies $\sigma_x(\lg \sigma)$ for the 6-point interpolator algorithm (upper curve) and for the two-stage algorithm (lower curve). Analysis of the graphs allows us to conclude that the second algorithm wins in the accuracy of determining the shift coordinates by about 5 times. Dependencies $\sigma_y(\lg \sigma)$ for both algorithms practically coincide with those presented in Fig. 5. It should be noted the weak dependence of the positioning accuracy on the change in the parameter σ in area $0 < \sigma < 10$.

CONCLUSIONS

It has been shown that the optimal value of the parameter of the cubic spline interpolator is less dependent on the magnitude of the local shift of the images and, to a greater extent, on the correlation interval of the RI in the vicinity of the image alignment point, which is proposed to be estimated using the Gaussian curvature parameter. A two-stage

procedure has been developed for determining the coordinates in the CENS, in which, at the first stage, the decisive function is reconstructed in the vicinity of its global extremum using a two-dimensional quadratic interpolator for 6 counts and the coordinates of its extremum and the Gaussian curvature are estimated. These data are used at the second stage to determine the optimal value of the cubic spline, constructed from 25 DF readings, and to refine the coordinates of its extremum. It is shown that the positioning accuracy of the CENS can be increased by up to 5 times.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Грузман ИС, Киричук ВС, Косих ВП, и др. Цифровая обработка изображений в информационных системах. Учебник. Новосибирск: Изд-во НГТУ; 2000. 168 с.
2. Антюфеев ВИ, Бакулин ИЕ, Быков ВН, Гричанюк АМ, Мирошник-Быкова ТВ. Повышение точности определения местонахождения радиометрических корреляционно-экстремальных систем навигации путем применения методов приближения решающей функции. (Сообщение 1). Радиотехника: Всеукр. Межвед. научно-техн. сб. 2002;124:84-89.
3. Keys RG. Cubic convolution interpolation for Digital Image Processing. IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing. 1981;29(6):1153-1160.
4. Дубровин БА, Новиков СП, Фоменко АТ. Современная геометрия. Москва: Наука; 1979. 760 с.
5. Поляк Е. Численные методы оптимизации. Единый подход. Москва: Мир; 1974. 376 с.
6. Jahne B. Digital Image Processing: Concepts, Algorithms, and Scientific Applications. Berlin: Springer-Verlag; 1993. (In Russian).
7. Антюфеев ВИ, Быков ВН, Чмил ВВ. Вероятность правильного совмещения изображений в корреляционно-экстремальных системах навигации. Радиотехника: Всеукр. Межвед. научно-техн. сб. 2005;140:70-75.

REFERENCES

1. Gruzman IS, Kirichuk VS, Kosykh VP, and other. Digital image processing in information systems. Tutorial. Novosibirsk: Publishing house of NSTU; 2000. 168 p. (In Russian).
2. Antyufeev VI, Bakulin IE, Bykov VN, Grichanyuk AM, Mirosnik-Bykova TV. Improving the positioning accuracy of radiometric correlation-extreme navigation systems by using methods of approximation of the decisive function. (Message 1). Radio engineering: Vseukr. mezhved. scientific and technical Sat. 2002;124:84-89. (In Russian).
3. Keys RG. Cubic convolution interpolation for Digital Image Processing. IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing. 1981;29(6):1153-1160.
4. Dubrovin BA, Novikov SP, Fomenko AT. Modern geometry. Moscow: Nauka; 1979. 760 p. (In Russian).
5. Poliak E. Numerical optimization methods. One approach. Moscow: Mir; 1974. 376 p. (In Russian).
6. Jahne B. Digital Image Processing: Concepts, Algorithms, and Scientific Applications. Berlin: Springer-Verlag; 1993.
7. Antyufeev VI, Bykov VN, Chmil VV. Probability of correct alignment of images in correlation-extreme navigation systems. Radio engineering: Vseukr. mezhved. scientific and technical Sat. 2005;140:70-75.

The article was received by the editors: September 2, 2021.

The article is recommended for printing: October 11, 2021

ЗАСТОСУВАННЯ СПЛАЙН – ІНТЕРПОЛЯЦІЇ ДО ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ КОРЕЛЯЦІЙНО-ЕКСТРЕМАЛЬНИХ СИСТЕМ НАВІГАЦІЇ

В.М. Биков¹, М.М. Колчигін¹, Г. Ю. Мірошник¹, Т. В. Мірошник¹, О. М. Сотніков²

¹ Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи 4, Харків, 61022, Україна

² Харківський національний університет повітряних сил імені Івана Кожедуба, вул. Клоківська 228, Харків, 61045, Ukraine

Актуальність: Сплайн-інтерполяція застосовується для підвищення точності кореляційно-екстремальних систем навігації. Запропоновано двухетапний алгоритм суміщення зображень в кореляційно-екстремальних системах навігації. На першому етапі будується поверхня вирішальної функції алгоритму в околиці її екстремуму за допомогою квадратичного інтерполятора по шести точках і оцінюються її гаусова кривизна і координати екстремуму. Ці параметри використовуються для визначення оптимального значення параметра кубічного сплайн-інтерполятора, який використовується на другому етапі з метою уточнення грубої оцінки координат і підвищення точності визначення місцезнаходження системи навігації.

Метою роботи є: Розробка алгоритму суміщення зображень в кореляційно-екстремальних системах навігації, що дозволяє реалізувати близьке до оптимального значення параметру кубічного сплайну для кожного з можливих зрушень поточного зображення щодо еталонного зображення і в результаті підвищити точність визначення координат.

Матеріали та методи: У кореляційно-екстремальних системах навігації визначення координат літального апарату здійснюється шляхом обчислення взаємного зсуву поточного зображення, отриманого за допомогою датчика фізичного поля Землі, і еталонного зображення, відомого заздалегідь. При цьому точність суміщення дискретних поточного і еталонного зображення, які зазвичай використовуються на практиці, не перевищує половини пікселя. Одним з можливих шляхів вирішення проблеми підвищення точності систем навігації є застосування методів наближення вирішальної функції алгоритму суміщення зображень в околиці її глобального екстремуму.

Результати: Для ілюстрації виграшу в точності визначення місцезнаходження системи навігації були проведені статистичні випробування алгоритму з інтерполятором по шести точках і вищеописаної двоетапної процедури мінімізації вирішальної функції, що містить сплайн-інтерполяцію на другому етапі. В якості еталонного зображення використовувалося типове зображення. Координати центру поточного і еталонного зображень (x_0, y_0) розігруються випадковим чином відповідно до двовимірного нормального закону розподілу, середнє значення якого збігається з центром еталонного зображення, знаходиться також середньоквадратичне відхилення. Потім формується поточне зображення по деяким значенням еталонного зображення. Побудоване так чином поточне зображення зашумляють адитивним білим гаусівським шумом з нульовим середнім значенням і однаковим для кожного елемента середньоквадратичним відхиленням, що виражається в одиницях яскравості зображення. Поєднання зображень є правильним, якщо виконуються умови: $|x - x_0| \leq 2, |y - y_0| \leq 2$, де

(x, y) – оцінка зсуву, яка формується алгоритмом. Далі здійснювався багаторазовий запуск алгоритмів з різними реалізаціями шумової компоненти поточного зображення і будуються залежності середньоквадратичної помилки по кожному напрямку від середньоквадратичного значення σ , тобто

$$\sigma_x = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - x_{0i})^2 \right], \quad \sigma_y = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - y_{0i})^2 \right].$$

На малюнках, приведених в статті, наведено залежності $\sigma_x(\lg \sigma)$ для алгоритму з інтерполятором по 6 точках (верхня крива) і для двоетапного алгоритму (нижня крива). Аналіз графіків дозволяє зробити висновок про те, що другий алгоритм виграє в точності визначення координат зсуву приблизно в 5 разів. Залежності для обох алгоритмів практично збігаються з представленими на малюнку. Слід зазначити слабку залежність точності визначення місцезнаходження від зміни параметра σ в області $0 < \sigma < 10$.

Висновки: Показано, що оптимальне значення параметру кубічного сплайн-інтерполятора в меншій мірі залежить від величини локального зсуву зображень і в найбільшій мірі від інтервалу кореляції еталонного зображення довкілья точки суміщення зображень, який запропоновано оцінювати за допомогою параметра гаусової кривизни.

Ключові слова: кореляційно-екстремальні системи навігації, поточне зображення, еталонне зображення, вирішальна функція, високороздільний інтерполяційний кубічний сплайн.

Стаття надійшла до редакції: 2 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 11 жовтня 2021 р.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-02>

УДК 537.868.3

В.С. ХРИЧОВ¹, м.н.с.

e-mail: v.khrychov@karazin.ua ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1033-1714>

М.М. ЛЕГЕНЬКИЙ¹, к.ф.-м. наук, доц.

e-mail: mlegenkiy@karazin.ua ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5945-4002>

¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ЩОДО ЗМЕНШЕННЯ ПОМІТНОСТІ СКЛАДНОГО ОБ'ЄКТУ НА ТЛІ ПІДСТИЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ

Актуальність. Зниження радіолокаційної помітності об'єкта є важливою задачею при створенні військової техніки. Реальні об'єкти часто розташовано на деякій підстильній поверхні, що приводить до значного збільшення розсіяного поля такою системою у порівнянні з полем, що розсіюється об'єктом без урахування перевідбиття від підстильної поверхні. Розробка методів зниження перевідбитого поля відіграє вагомий роль серед задач зниження радіолокаційної помітності.

Мета роботи. Розглянути існуючі методи моделювання розсіяння електромагнітних хвиль на об'єктах складної форми на тлі підстильної поверхні, проаналізувати рівень компонент відбитого поля. Запропонувати методи зменшення радіолокаційної помітності об'єкта. Провести моделювання для конкретного об'єкта для оцінки ефективності запропонованих методів.

Матеріали та методи. Вирішується задача дифракції на об'єкті складної форми, який розташовано на тлі деякої підстильної поверхні. При цьому враховано різні компоненти розсіяного поля: одинарне відбиття від різних елементів поверхні об'єкта (фізико-оптична компонента); одноразові перевідбиття між різними частинами об'єкта; перевідбиття між об'єктом і підстильною поверхнею. При числовому моделюванні розсіяне поле на об'єкті який розташовано на підстильній поверхні, підстильна поверхня розглядається у вигляді прямокутника скінченого розміру.

Результати. Розглянуто можливості оптимізації моделі об'єкта складної форми задля зменшення його радіолокаційної помітності. Зокрема, розглянуто геометричні модифікації поверхні об'єкта та використання радіопоглинаючих матеріалів. Проведено чисельні експерименти, що демонструють дію цих методик, з використанням раніше запропонованої авторами методики для визначення розсіяного поля об'єктом складної форми, розташованим на тлі підстильної поверхні.

Висновки. Запропоновано методи оптимізації моделі об'єкта складної форми для зменшення його радіолокаційної помітності. Для більшості реальних наземних об'єктів найбільший внесок у загальне відбите поле робить поле, відбите від гладкої частини об'єкта та поле, що утворюється внаслідок перевідбиття між частинами об'єкта та між об'єктом та підстильною поверхнею.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЕПР, радіолокація, РПМ, підстильна поверхня.

Як цитувати: Хричов В.С., Легенький М.М. Щодо зменшення помітності складного об'єкта на тлі підстильної поверхні. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:17-29. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-02>

In cites: Khrychov V, Legenkiy M. About reducing the visibility of complex object on the background of underlying surface. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2021;35:17-29. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-02>

ВСТУП

Створення малопомітної військової техніки є актуальною тематикою впродовж багатьох років. Сучасні системи виявлення військової техніки беруть до уваги багато різноманітних проявів процесу розсіяння електромагнітних хвиль на складних об'єктах.

Для розрахунку дифракції електромагнітних хвиль на різноманітних об'єктах необхідно розв'язати відповідну дифракційну задачу. Для розв'язання подібної задачі існує декілька класів методів: строгі, наближені та числові.

В межах строгих методів проводиться розв'язок рівнянь Максвелла з врахуванням відповідних граничних умов на поверхні розсіюючого тіла. Назва строгі методи не означає, що їх використання обов'язково дає точні результати, розв'язки можуть бути наближеними або асимптотичними. Строгість методів полягає в тому, що помилку отриманих розв'язків завжди можна точно оцінити на всіх етапах розв'язку задачі.

Наразі строгими методами розв'язано лише дуже невелике число задач або для тіл найпростішої форми (сфера, сферод, диск) або для тіл, всі або деякі розміри яких є малими у порівнянні з довжиною хвилі (тонкий

© Хричов В.С., Легенький М.М., 2021

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

провід). Розв'язок найчастіше виражається у вигляді рядів, які погано сходяться або нескінченних систем алгебраїчних рівнянь [1].

До строгих методів відносяться наступні основні методи:

- метод розділення змінних (метод Фур'є) [2];
- метод поверхневих струмів [3];
- метод перетворень Фур'є [4];
- метод Вінера-Хопфа [5];
- варіаційний метод [3, 6]

На відміну від строгих наближені методи дають змогу відносно просто отримувати наближені розв'язки дифракційних задач в замкнутому вигляді. В основі кожного такого метода лежить фізична гіпотеза, яка дозволяє усунути або спростити математичні проблеми, які є нездоланими у строгій постановці задачі. Серед наближених методів слід вказати метод геометричної оптики, метод фізичної оптики, метод крайових хвиль, геометричну теорію дифракції, апертурний метод.

Метод геометричної оптики [7] базується на наступних допущеннях: довжина хвилі поля є зникаючі малою у порівнянні з характерними розмірами тіл та з відстанню, на якій суттєво змінюються параметри середовища; границі розділу тіл та середовищ є ідеально гладкими, вони відбивають та заломлюють хвилі у відповідності до формул Френеля; розповсюдження енергії електромагнітного поля відбувається вздовж променів. Методом геометричної оптики неможливо розраховувати ефективну поверхню розсіяння (ЕПР) плоских пластин, а також циліндричних та концентричних поверхонь.

Метод фізичної оптики на відміну від метода геометричної оптики використовується в першу чергу для тіл з нескінченними радіусами кривизни та різкими зламами поверхні. Для гладких опуклих тіл (сфера, еліпсоїд) метод фізичної оптики дає деяке уточнення у порівнянні з методом геометричної оптики. В основі методу фізичної оптики лежать наступні допущення: довжина хвилі поля є зникаючі малою у порівнянні з характерними розмірами тіла; падаюча хвиля збуджує на поверхні розсіювача струми, які є джерелом розсіяного поля; струми розподіляються тільки по «освітленій» частині поверхні тіла, границя якої визначається за правилами геометричної оптики; в кожній точці «освітленої» поверхні виникає такий же струм (за модулем та напрямом), який виник би на нескінченній площині дотичній до поверхні в цій точці; повне розсіяне у відповідному напрямку поле розраховується за допомогою інтегрування по загальній частині поверхні тіла, яка є освітленою передавачем та приймачем. Метод фізичної оптики не враховує перевідбиття поля між окремими частинами об'єкта, тому його слід застосовувати до розрахунку дифракції на опуклих тілах.

Метод крайових хвиль [8] дозволяє уточнити наближення фізичної оптики та врахувати дифракційні явища поблизу границі різких зламів поверхні розсіювача. Метод крайових хвиль засновано на наступних фізичних допущеннях: довжина хвилі поля є зникаючі малою у порівнянні з характерними розмірами тіла та радіусам кривизни зломів поверхні (ребер); падаюча хвиля збуджує на поверхні розсіювача струми, які є джерелом розсіяного поля; поверхневі струми складаються з двох частин – рівномірної, що визначається за правилами фізичної оптики, та нерівномірної, яка виникає через вплив зломів поверхні; нерівномірною частиною струму дорівнює струму на поверхні нескінченного клина, ребро якого дотичне до ребра злому, а грані дотичні до поверхні тіла в даній точці; нерівномірною частиною струму має характер крайової хвилі, що поширюється від ребра злому та затухає при віддаленні від нього, крайова хвиля від якогось ребра може досягати інших ребер та перевідбиватися між ними. За допомогою метода крайових хвиль визначено характеристики розсіяння диска, скінченного циліндра, скінченного конуса, скінченного параболюда, прямокутної пластини.

Геометрична теорія дифракції [3, 7] представляє собою розвиток та узагальнення метода геометричної оптики. Геометрична теорія дифракції базується на наступних фізичних допущеннях: довжина хвилі поля є зникаючі малою у порівнянні з характерними розмірами тіла та радіусів кривизни зломів поверхні (ребер); розповсюдження енергії електромагнітних хвиль відбувається вздовж променів; окрім падаючих відбитих та заломлених променів існують дифраговані промені; промені, що падають на плавне вигнуті (гладкі) ділянки поверхні розсіювача нормально або під кутом падіння не рівним 90° , відбиваються та заломлюються за правилами геометричної оптики, дифраговані променів в цьому випадку не виникають; промені, що падають на гладкі ділянки поверхні дотично (під кутом падіння 90°), а також промені, що падають на ребра та вершини, збуджують пучки дифрагованих променів; амплітуда поля дифрагованого променя в точці збудження пропорційна амплітуді падаючого поля, а зміна амплітуди та фази поля вздовж променя, що «відірвався» від тіла, підпорядковується законам геометричної оптики; структура пучків дифрагованих променів та коефіцієнти пропорціональності для них різні для різних дифрагованих променів (дотичні до гладких ділянок промені, промені від ребер, вершин); для променя, що падає дотично на гладку ділянку поверхні, пучок дифрагованих променів має форму віяла, що розходить від геодезичної лінії; для променя, що падає на ребро, пучок дифрагованих променів має форму воронки; для променя, що падає на гостру вершину, пучок дифрагованих променів є ізотропним, як для точкового джерела; повне розсіяне поле в якомусь напрямку визначається підсумовуванням полів всіх відбитих, заломлених та дифрагованих променів, що розповсюджуються в даному напрямі. Геометрична теорія дифракції дозволила визначити характеристики розсіяння не тільки для диска,

прямокутної пластини та скінченного циліндра, але й для скінченного конуса, скінченого усіченого конуса, а також для багатьох інших тіл більш складної форми [9].

Апертурний метод [1] займає проміжне положення між методами геометричної та фізичної оптики, він застосовується для розрахунку розсіяного поля, що виникає в результаті багаторазових перевідбивань хвиль між плоскими металевими поверхнями. В методі припускається, що плоскі поверхні є великими у порівнянні з довжиною хвилі і перевідбиття відбувається за законами геометричної оптики.

Що стосується об'єктів складної форми, не існує єдиного універсального метода для оцінок його ЕПР – область застосування строгих методів обмежена дуже простими тілами, а асимптотичні методи часто недостатньо точні, особливо у випадку складних геометрій. Тому, для практичних розрахунків дифракції хвиль на об'єктах складної форми застосовують чисельні методи, що містять в собі елементи різних вищезгаданих методів [10].

Більшість таких чисельних методів містять в собі наступні етапи:

- аналіз геометрії об'єкта, його розділення на прості частини та виділення характерних рис – гладких поверхонь, ребер, порожнин, тощо;
- виділення освітлених та тінюваних областей;
- математичне моделювання форми та електрофізичних характеристик компонент об'єкта;
- оцінка ЕПР окремих компонентів об'єкта;
- розрахунок внеску багаторазових відбиттів;
- когерентне підсумовування внеску окремих компонентів.

Також популярним наразі є метод SBR (Shouting and Bouncing Rays) – метод трасування променів. Цей метод полягає в тому, що досліджуваний розсіювач освітлюється пучком паралельних променів. Для кожного променя знаходиться точка його перетину з поверхнею об'єкта та розраховується відбиття від цієї ділянки поверхні в напрямку приймальної антени, крім того за допомогою методу геометричної оптики визначається напрямок відбиття від цієї ділянки і у випадку якщо відбитий промінь потрапляє в іншу точку на поверхні об'єкта, то враховується і її вплив на сумарне відбите поле. Таким чином може враховуватися декілька перевідбиттів на різних ділянках досліджуваного об'єкта [11].

Наразі більшість відомих широко використовуваних методів для розрахунку дифракції хвиль на об'єктах складної форми базуються саме на методі SBR та його модифікаціях. На основі цього методу створено декілька програм для електродинамічного моделювання процесу розсіяння хвиль.

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 розташовано 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.

Розглянуто можливості оптимізації об'єкту складної форми задля зменшення його радіолокаційної помітності. Зокрема, розглянуто геометричні модифікації поверхні об'єкту та використання радіопоглинаючих матеріалів. Проведено чисельні експерименти, що демонструють дію цих методик.

Розглянуто модель об'єкту складної форми. Запропоновано дії для оптимізації радіолокаційної помітності об'єкту, на основі розробленого методу проведено розрахунки для вихідного та оптимізованого об'єкту, підтверджено дієвість запропонованої методики зменшення помітності.

ГЕОМЕТРИЧНА МОДИФІКАЦІЯ ОБ'ЄКТУ

У царині захисту техніки приділяється велика увага розробці та реалізації засобів протидії радіолокаційному розпізнаванню зразків техніки. Основні методи протидії поділяються на дві групи: до першої з них можна віднести активні методи, а до другої - пасивні.

Більшість активних методів зниження помітності об'єктів техніки побудовані на принципі створення шумової перешкоди, що імітує характеристики фону, або компенсації відбитого сигналу в бік радіолокаційної станції. Засоби, що реалізують ці принципи, є дорогими складними пристроями, що вимагають витрат енергії в процесі їх експлуатації, і тому поки не знайшли широкого застосування. Крім того, такі системи можуть бути ефективними лише на етапі розпізнавання цілі, але не на етапі її виявлення. Це пов'язано з необхідністю отримання інформації про опромінення і наявності певного часу відповідної реакції.

Пасивні ж методи зниження ЕПР забезпечують практично миттєву реакцію і не вимагають наявності джерел додаткової енергії. Вони забезпечують однакову ефективність, як на етапі виявлення, так і на етапах розпізнавання і наведення зброї.

Зменшення ЕПР при цьому досягається в основному двома способами:

- 1) наданням об'єкту, що розробляється (модернізується) мало відбиваючих форм;
- 2) застосуванням спеціальних радіопоглинаючих матеріалів (РПМ) і покриттів.

У якості РПМ можуть використовуватися, як градієнтні (багатошарові) ширококутові покриття, так і вузькосмугові (одношарові). Існуючі РПМ мають досить низькі рівні коефіцієнтів відбиття за потужністю, що

становлять від 10 до 1% і менше. Нанесення таких матеріалів на зовнішні поверхні об'єктів техніки зменшує енергію відбитого сигналу в десятки разів. Градієнтні матеріали часто мають гарні теплоізоляційні властивості та можуть одночасно використовуватися для зниження рівня теплового випромінювання поверхні об'єкта.

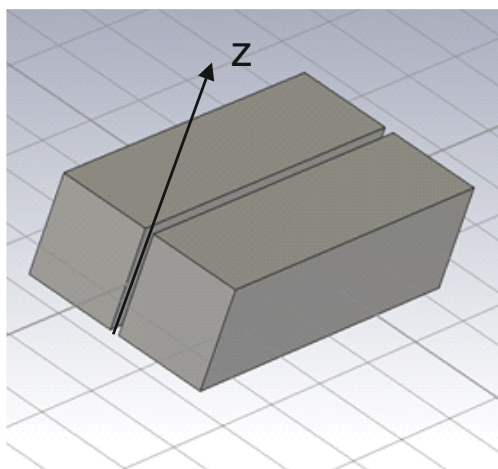
Чисто інтерференційні покриття ефективні в досить вузьких діапазонах довжини хвилі, і тому їх застосування в зразках наземної техніки є вельми обмеженим. Ці покриття можуть використовуватися для захисту поверхонь від засобів ВТЗ (високоточна зброя) в тих випадках, коли застосування градієнтних РПМ неможливе через їх значну масу.

До недоліків градієнтних і інтерференційних РПМ можна віднести залежність їх ефективності від кута падіння опромінюючої хвилі. Іншим недоліком, що притаманний головним чином градієнтним матеріалам, є їх значна товщина (від 6 мм до декількох сантиметрів) і маса 1 м^2 , що може сягати більше 10 кг.

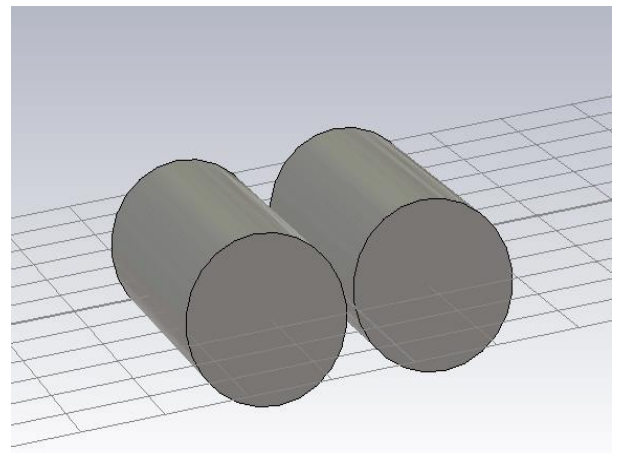
Останнім часом широко впроваджуються покриття килимового типу, які об'єднують в собі властивості поглиначів і дифузійно-розсіювачих матеріалів. Переваги таких покриттів - низька вага, широкосмуговість, кутова і поляризаційна незалежність і багатофункціональність. Одним із способів їх реалізації є виготовлення у вигляді кручених гірлянд, що вплетені в квадратну комірку основи. Гірлянди виконані з плоских перфорованих стрічок з поглинаючого матеріалу зі спеціальним покриттям. В основу у вигляді сітки вплітаються окремі елементи електропровідного матеріалу. Кожен окремий елемент містить основний несучий шар у вигляді радіопрозорої полімерної плівки, додатковий поверхневий шар металу, нанесений на полімерну плівку з одного її боку шляхом вакуумного напилення, і два крайніх захисних шара емалі, що включають пігментні наповнювачі та антипіренові добавки. Згадані елементи виконані у вигляді гнучкої гірлянди спіралеподібної форми зі смужками прямокутної форми шириною 1 - 2 мм, що радіально розходяться з центру кола у вигляді "вій". Діаметр внутрішнього кола гірлянди уздовж осі закрутки по всій довжині елементів-та постійний і складає 3-5 мм. Конструкції подібного типу виконані на основі металізованої поліефірної плівки відомі під назвою «Тернина» мають малу вагу $0.4 - 0.6 \text{ кг} / \text{м}^2$, допускають забарвлення в різні кольори, негорючі, широкосмугові (коефіцієнт відбиття, не більше -15 дБ в діапазоні довжин хвиль $0.8 - 20 \text{ см}$). Аналогічні властивості і у РПМ типу «Контраст».

Одним з методів зниження радіолокаційної помітності є також геометрична модифікація об'єкту з метою зниження дзеркального відбиття, найширше такий підхід використовується в Stealth-технологіях [12].

Представлений у [14] розрахунковий метод дозволяє провести моделювання розсіювання електромагнітних хвиль на об'єктах, розміри яких є великими у порівнянні з довжиною хвилі. Згідно з цим методом можна врахувати перевідбиття між об'єктом та підстильною поверхнею. Для реальних об'єктів, що розташовані на деякій поверхні, рівень перевідбитого поля може бути значний у порівнянні з іншими компонентами розсіяного поля. Далі проведено моделювання розсіювання поля на двох близько розташованих контейнерах різної форми (прямокутні - Рис.1 - А та циліндричні - Рис. 1. - Б). Розраховувалася залежність ЕПР об'єкта (в децибелах від м^2) для моностатичної локації для горизонтальної поляризації в залежності від кута місця у вертикальній поперечній площині (кут відраховується від вісі z, дивись Рис.1). Основа контейнерів є квадратом зі стороною 1 м (колом радіуса 1 м), довжина контейнера 5 м, довжина хвилі поля 3 мм. На Рис. 2 представлено отримані для цих випадків залежності.

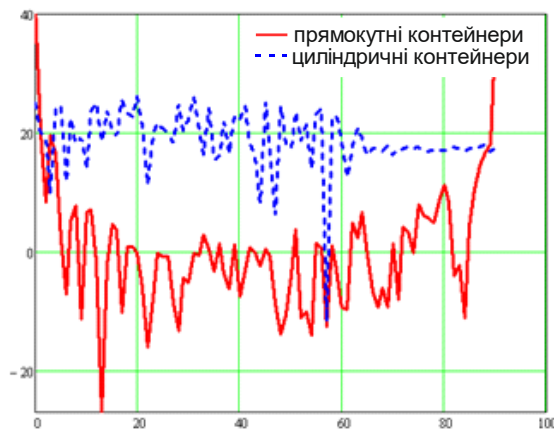


А)



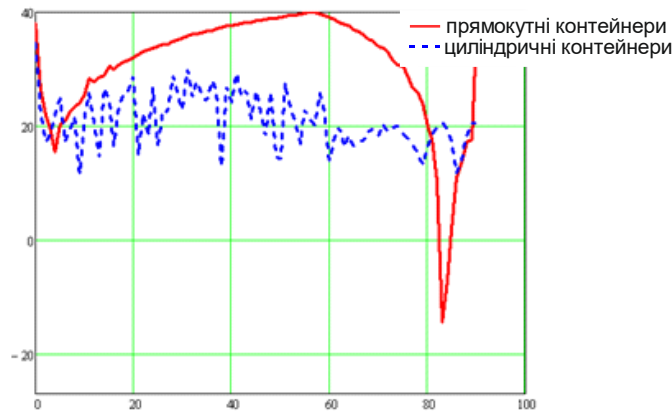
Б)

Рис. 1 3D-моделі контейнерів без підстильної поверхні А) прямокутна форма, Б) циліндрична форма
Fig. 1 3D-models of containers without underlying surface A) rectangular shape, B) cylindrical shape

Рис. 2. ДЗР для контейнерів без підстильної поверхні в дБ від m^2 Fig. 2. Backscattering pattern for containers without underlying surface in dB from m^2

Для прямокутних контейнерів спостерігається великий рівень відбиття в zenit і в горизонтальному напрямку (в цьому випадку поле падає на поверхні контейнерів по нормалі), в інших напрямках рівень відбиття істотно нижче (приблизно на 40 дБ). Для циліндричних контейнерів рівень відбиття приблизно однаковий для всіх кутів і становить 20 дБ.

Однак, для реального об'єкта, розташованого на підстильній поверхні, необхідно також враховувати і вплив цієї поверхні. Змодельємо її у вигляді металевої пластинки, розташованої нижче об'єкта з одного боку [14]. У цьому випадку для прямокутних контейнерів вагому роль починає грати перевідбиття хвиль між бічною стінкою і підстильною поверхнею, що призводить до суттєвого підвищення відбиття до 40 дБ для більшості ракурсів (див. Рис. 3). Для циліндричних контейнерів відбиття в цьому випадку істотно не змінюється.

Рис. 3. Залежність ЕПР контейнерів з врахуванням підстильної поверхні в дБ від m^2 Fig. 3. Dependence of containers RCS considering the underlying surface in dB from m^2

Для зниження рівня відбиття від прямокутних контейнерів в присутності підстильної поверхні можна використовувати невеликі геометричні зміни їх конструкції. У разі, якщо бічні стінки не утворюють кут 90 градусів із горизонтом, рівень відбиття істотно зменшується. Для ілюстрації цієї тези були розраховані кутові залежності ЕПР об'єкта в присутності похилої металевої пластинки для різних нахилів пластинки (5, 10 і 15 градусів від zenitu). На Рис. 4 отримані залежності порівнюються із вихідною залежністю (для 0 градусів).

Таким чином, введення нахилу дозволяє істотно знизити рівень розсіювання в широкому діапазоні кутів (від 5 до 80 градусів) у порівнянні з вихідною залежністю (чорна пунктирна лінія) - в середньому до 5 дБ з більш високим рівнем відбиття для різних кутів візування для різних нахилів. При цьому для різного нахилу бічної поверхні контейнерів істотно проявляються бічні пелюстки на кутах рівних подвоєному куту нахилу пластини, рівень відбиття перевищує 20 дБ для $\theta = 10, 20$ і 30 градусів для нахилу пластини 5, 10 і 15 градусів відповідно.

Для пояснення високого рівня відбиття прямокутних контейнерів над підстильною поверхнею було проведено моделювання розсіювання імпульсної електромагнітної хвилі на кутниковому відбивачі (див. Рис. 5), який складається з двох квадратних пластин зі стороною 16 см, товщина кожної пластини 1 см. Довжина хвилі

падаючого випромінювання 3 см, поляризація горизонтальна (вектор \vec{E} падаючої хвилі спрямований уздовж ребра кута - уздовж осі Y).

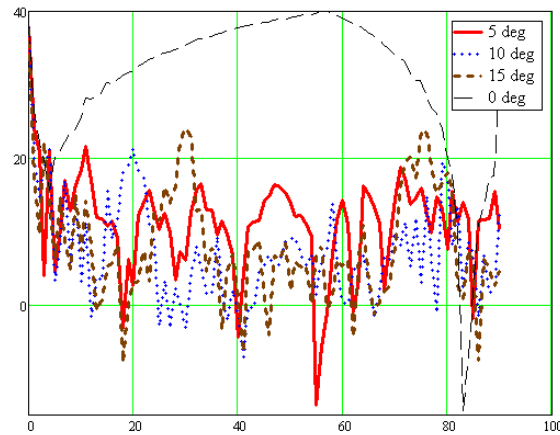


Рис. 4. ДЗР контейнерів із відхиленою бічною стороною з врахуванням підстильної поверхні в дБ від m^2

Fig. 4. Backscattering pattern of containers with deflected side, considering the underlying surface in dB from m^2

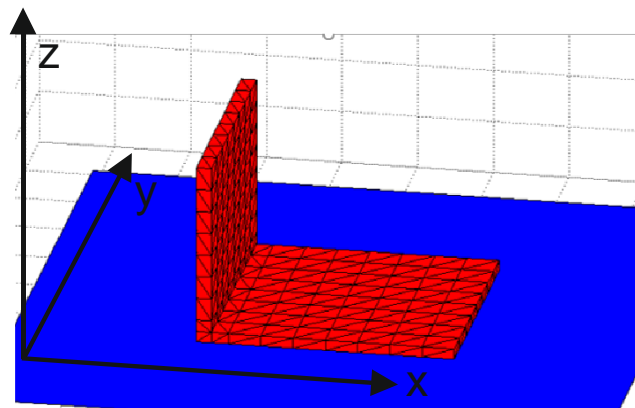


Рис. 5. Кутниковий відбивач
Fig. 5 Angular reflector

Кутниковий відбивач передбачається ідеально металевим, підстильна поверхня вибирається або металевим дзеркалом, або бетоном. Розраховується моностатична ЕПР при цьому кут розраховується від осі z при постійному куті відносно осі x 0° від -90° (візування ззаду) до 90° градусів (візування спереду), 0 градусів відповідає зеніту. Результати моделювання в дБ від cm^2 представлено на Рис. 6.

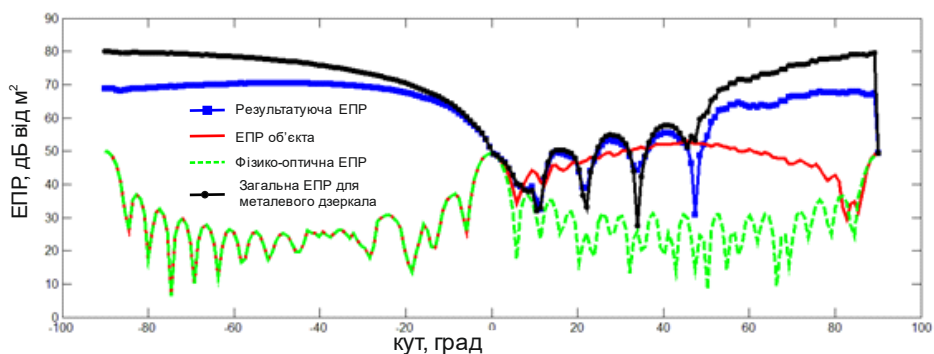


Рис.6. Відбите поле від кутникового відбивача, зображеного на Рис. 5
Fig. 6. The reflected field from the angular reflector shown in Fig. 5

При цьому враховано різні компоненти розсіяного поля:

1) одинарне відбиття від різних граней об'єкта (фізико-оптична компонента) - зелена пунктирна крива на Рис. 6. Ця залежність, фактично, є сукупністю відбиттів від трьох прямокутних пластин розміром 16X16 см, для яких напрямок зеніту ϵ -90, 0 і 90 градусів відповідно, значення ЕПР в зеніті приблизно відповідає теоретичному $\sigma = 4\pi S^2 / \lambda^2 = 9.15 \times 10^4 \text{ см}^2 = 49.6 \text{ дБ см}^2$;

2) одноразові перевідбиття між різними частинами об'єкта, сума фізикооптичної і цієї частини розсіяного поля представлені на Рис. 6 (червона суцільна крива). Для кутів $-90 \leq \theta \leq 0$ отримана залежність збігається з фізикооптичним ЕПР - для даних ракурсів перевідбиття між різними частинами об'єкта немає. Для кутів $0 \leq \theta \leq 90$ отримана залежність має максимум при $\theta = 45^\circ$ і нагадує добре відому ЕПР для двогранного кутникового відбивача [1], при цьому для більшості ракурсів значення ЕПР у порівнянні з кривою 1 збільшилася на 10-30 дБ від см^2 . Таке збільшення ЕПР пояснюється істотним впливом перевідбиттів між гранями відбивача. При врахуванні перевідбиттів спочатку враховується відбиття від першого фацета (на цьому етапі з відповідним коефіцієнтом враховується тільки відбиття в дзеркальному напрямку). Після цього знаходиться другий видимий з точки спостереження фацет, який перетинає промінь, відбитий від першого фацету; від цього фацета враховується фізикооптичне відбиття;

3) перевідбиття між об'єктом і підстильною поверхнею (передбачається, що вона розташована в площині $z = 0$). Враховуються два варіанти підстильної поверхні - металеве дзеркало (ідеальний метал з коефіцієнтами відбиття 1 і -1 для вертикальної і горизонтальної поляризації відповідно) і бетон (діелектрик з $\epsilon = 5.5$ і коефіцієнтами відбиття, що визначаються за формулами Френеля). У відбитті від підстильної поверхні фаза відбитого поля не враховується. При розрахунках ЕПР об'єкта, розташованого на підстильній поверхні, крім згаданих вище компонент розсіяного поля враховуються також перевідбиття між об'єктом і підстильною поверхнею (промені поширюються по шляху джерело - об'єкт - підстильна поверхня - приймач і по шляху джерело - підстильна поверхня - об'єкт - приймач), як зазначено в статті [13]; інші відбиті компоненти значно менші зазначених і можуть не враховуватися в розрахунках.

Припустимо, що якийсь розсіювач висотою h розташовано на підстильній поверхні (див. Рис. 8) і на нього під кутом φ відносно нормалі падає плоска хвиля. З геометричних міркувань зрозуміло, що кут $\angle BAC$ в трикутнику ABC також дорівнює φ . Очевидно, що дана хвиля буде перевідбиватись від вертикальної поверхні розсіювача AB у всі точки катету BC трикутника ABC (див. Рис. 9). І тільки хвиля з точки A потрапить в найдалішу від розсіювача точку C . З трикутника ABC довжина катета BC дорівнює

$$L = h \tan(\varphi) \quad (1)$$

Очевидно, що збільшення кута падіння φ призведе до збільшення і довжини «засвіченої» області L на підстильній поверхні.

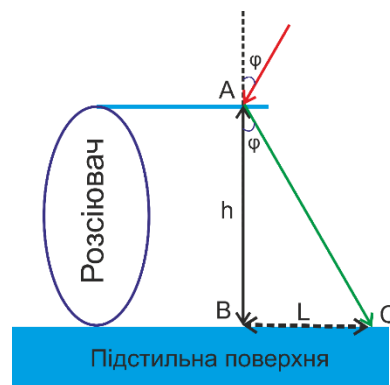


Рис. 7. Розсіювач на підстильній поверхні
Fig. 7. Diffuser on an underlying surface

Таким чином, при моделюванні розсіяння хвиль на об'єкті, розташованому на підстильній поверхні, треба враховувати лише частину цієї підстильної поверхні, розміри якої визначаються за формулою (1).

Існує тільки невелике перевідбиття між передньою стінкою відбивача (товщиною 1 см) і підстильною поверхнею. Наявність цього відбиття, яке з різною фазою підсумовується з іншими компонентами, і призводить до появи на Рис. 6 в даному діапазоні кутів інтерференційних максимумів і мінімумів. На Рис. 6 червоним позначені фацети, між якими відбувається перевідбиття, сині фацети - фацети, які перевідбивають падаюче випромінювання на підстильній поверхні, зелені лінії - шляхи цих перевідбиттів, чорна лінія - напрям візування. Залежності ЕПР слабо відрізняються за формою залежно від того, яка підстильна поверхня (бетонна чи металева). Слід відзначити, що висота максимумів і глибина мінімумів для бетонної підкладки виявляється менше, ніж для металу внаслідок більш низького значення коефіцієнта відбиття.

В іншому діапазоні кутів на Рис. 6 ЕПР об'єкта має більше значення, причому при збільшенні кута падіння, зростає значення відбитого сигналу, що пояснюється збільшенням площі «засвіченої» ділянки підстильної поверхні. При цьому значення ЕПР для об'єкта, розташованого на металевому дзеркалі, і для більшості кутів візування в середньому на 10 Дб вище ніж для об'єкта розташованого на бетоні.

Таким чином, відзначимо, що використовується підкладка скінченної довжини для отримання ЕПР об'єкта в деякому діапазоні кутів (див. Рис. 7), при цьому довжина підкладки L повинна визначатися згідно (1) залежно від того, в якому діапазоні кутів необхідно отримати значення ЕПР. Для кутів близьких до кутів ковзання $\varphi \rightarrow \pi/2$ очевидно розрахунок за цією формулою дасть дуже великі значення L , тобто в цьому випадку об'єкт може перевідбивати випромінювання на підкладку на дуже велику відстань і очевидно, що в цьому випадку для скінченної розмірів підкладки отримати таким чином коректне значення відбитого поля не вдасться.

ВИКОРИСТАННЯ РПМ ДЛЯ ЗМЕНШЕННЯ ПОМІТНОСТІ ОБ'ЄКТА

Слід зазначити, що вплив РПМ на помітність об'єкту складної форми і доцільність використання конкретного матеріалу для маскування конкретних частин цілі слід оцінювати для кожного об'єкта окремо. Щоб обґрунтувати дане твердження, розглянемо розсіювання електромагнітної хвилі на автомобілі УАЗ. При цьому досліджується вихідна модель УАЗ (Рис. 8 - А) і замаскована модель УАЗ за допомогою РПМ килимового типу (Рис. 8 - Б). Досліджувана модель має наступні розміри: висота 2,1 м., Ширина 2,08 м., Довжина 4,3 м. Передбачається, що коефіцієнт відбиття від маскуючого матеріалу при падінні по нормалі дорівнює -20 дБ, довжина хвилі 10 см., поляризація - горизонтальна. Досліджується азимутальна залежність ЕПР для зазначених об'єктів для кута місця 60 градусів від zenіту.

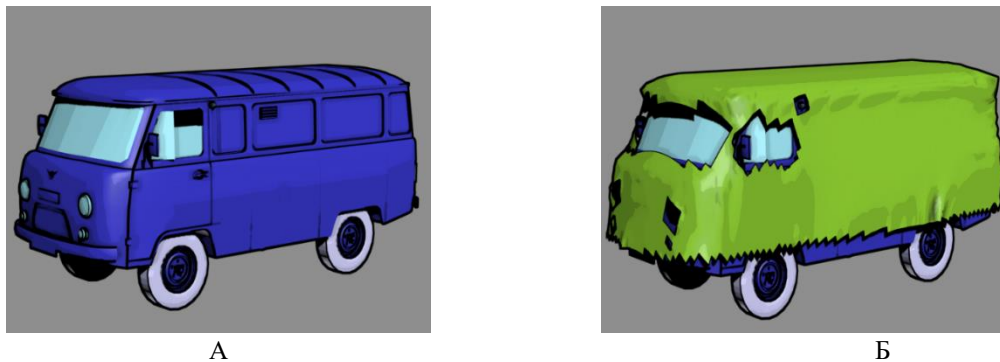


Рис. 8. Досліджувана модель УАЗ без (А) і з (Б) використанням РПМ килимового типу
Fig. 8. The UAZ model without (A) and with (B) using RAM carpet-like type

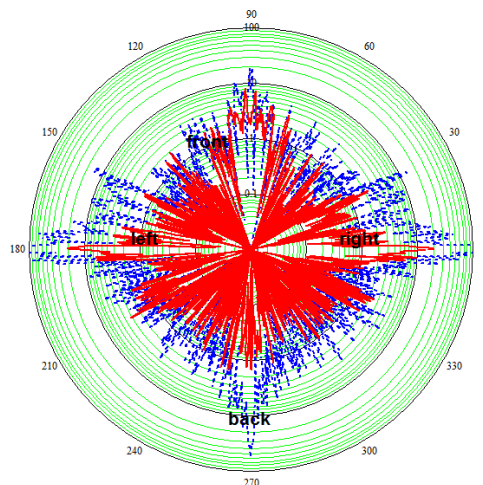


Рис. 9. Діаграма зворотного розсіювання для моделей УАЗу зображених на Рис. 10 -А (пунктирна крива) і Рис. 10 -Б (суцільна крива)

Fig. 9. Backscattering pattern for UAZ models shown in Fig. 10 -A (dotted curve) and Fig. 10 -B (solid curve)

Отримані діаграми зворотного розсіювання представлені на Рис. 9. При цьому кут 0 градусів відповідає

напрямку з правого борту автомобіля, 90 градусів - спереду, 180 градусів - з лівого борту, 270 градусів - ззаду.

З Рис. 9 видно, що використання РПМ для маскуванню моделі приводить до зниження рівня відбиття для більшості ракурсів. Зокрема для азимутального кута рівного $4,4^\circ$ значення ЕПР зменшується на 45 дБ. Однак, медіанне значення ЕПР для даних, представлених на Рис. 9, дорівнює $1,3 \text{ м}^2$ для вихідної моделі і $0,3 \text{ м}^2$ для замаскованої моделі, що відповідає зниженню на 7 дБ.

КОМБІНАЦІЯ ГЕОМЕТРИЧНОЇ МОДИФІКАЦІЇ ОБ'ЄКТУ ТА ЧАСТКОВОГО НАНЕСЕННЯ РПМ КИЛИМОВОГО ТИПУ ДЛЯ ЗМЕНШЕННЯ ПОМІТНОСТІ ОБ'ЄКТА

Для демонстрації комплексного підходу до зменшення радіолокаційної помітності було обрано модель автомобіля Hummer H1 (див. Рис. 10 - А). Геометричні розміри: висота 1.8 м, довжина 4.2 м, ширина 2.2 м. Модель розташовано на підстильній поверхні, що імітує бетонне покриття ($\epsilon = 5.5, \mu = 1$). Довжина падаючої хвилі $\lambda = 3 \text{ см}$, локація проводилась за кутом місця, азимутальний кут при цьому 45° .

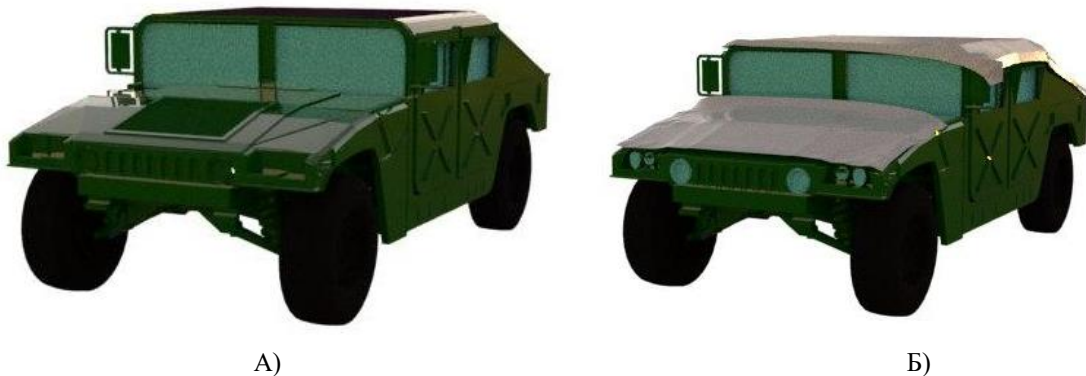


Рис. 10. Модель автомобіля Hummer H1 А) – без покриття, Б) – з використанням покриття та геометричної модифікації
Fig. 10. Car model Hummer H1 A) - without coating, B) - with coating and geometric modification

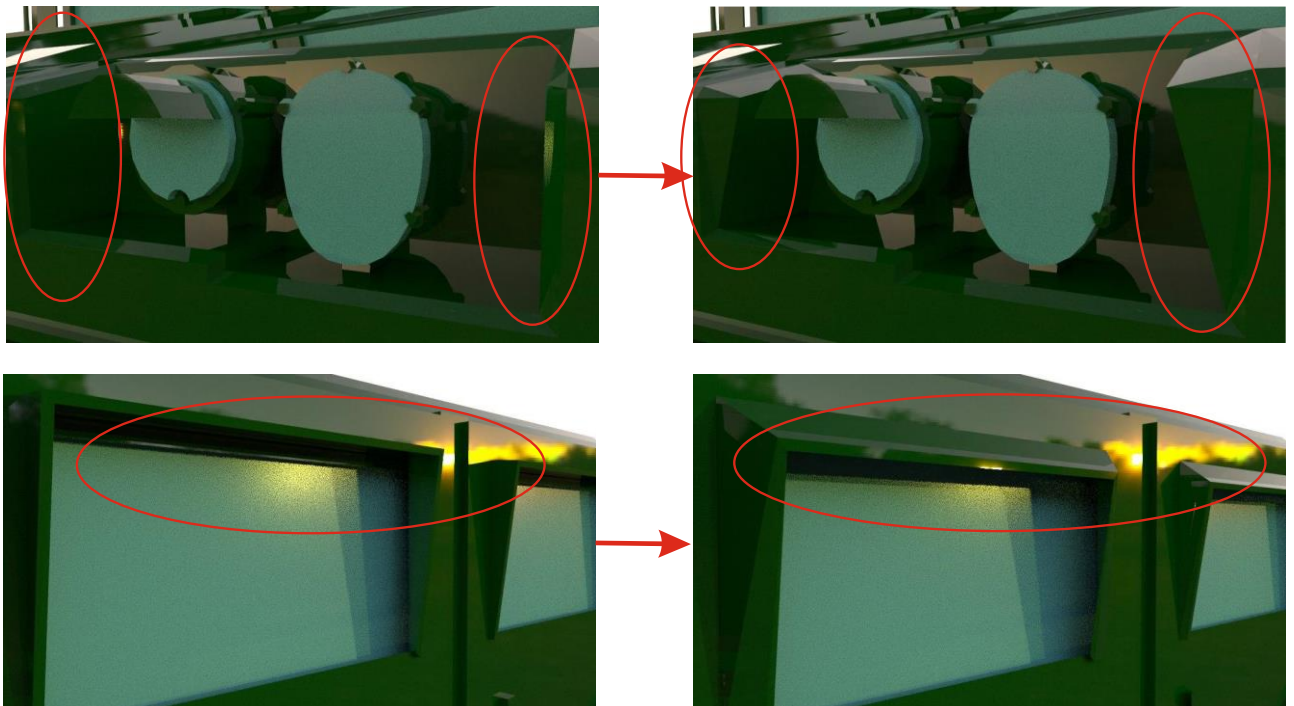


Рис. 11. Оптимізована модель автомобіля Hummer H1
Fig. 11. The optimized model of the car Hummer H1

Слід зазначити що утворення перевідбиттів, схожих на перевідбиття кутникових відбивачів, можуть виникати не лише між підстильною поверхнею та об'єктом, а й між окремими частинами об'єкту. Так було помічено, що деякі частини об'єкту за певних ракурсів мають значний рівень перевідбитого поля між частинами

об'єкту (\vec{E}_{r-r}). Тому саме ці частини було геометрично змінено (див. Рис. 11), наприклад вертикальні бічні стінки гнізда для фар та піддашки над вікнами були нахилені так, щоб не утворювалось прямих кутів. У якості РПМ було використано покриття, що призводить до зменшення відбитого поля на 20 дБ при нормальному падінні хвилі. Це покриття було нанесено на плоскі частини об'єкту, для яких значний рівень має поле, розсіяне гладкою частиною об'єкта - (\vec{E}_s) компонента поля (див. Рис. 10 - Б). Схожа модель розглядалась у [15], де без використання геометричної модифікації, за рахунок нанесення РПМ було отримано зниження медіанного значення ЕПР на 13.5 дБ від m^2 . Із нанесенням РПМ на меншу площу, але з геометричною модифікацією об'єкту, вдалось отримати зменшення медіанного значення ЕПР на 21.5 дБ від m^2 (див. Рис. 12).

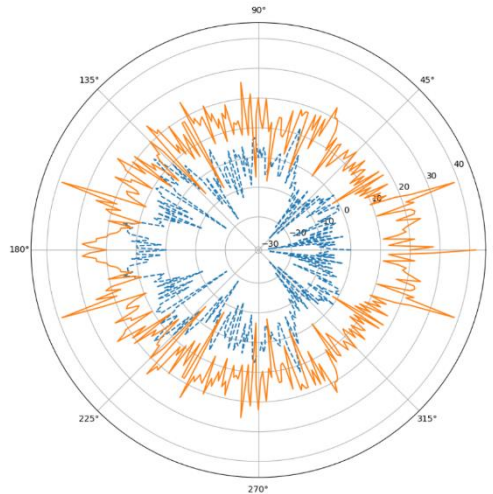


Рис. 12. Отримана залежність ЕПР у дБ від m^2 для моделі, зображеної на Рис. 10-А – суцільна крива, та модифікованої моделі, зображеної на Рис. 10- Б – пунктирна крива

Fig. 12. The obtained dependence of the RCS in dB on m^2 for the model shown in Fig. 10-A - solid curve, and the modified model shown in Fig. 10- B - dotted curve

ВИСНОВКИ

Було запропоновано методи оптимізації моделі об'єкту складної форми для зменшення його радіолокаційної помітності. Наведена методика для врахування впливу підстильної поверхні у сумарне розсіяне поле об'єкту, що на ній розташовано. Для більшості реальних наземних об'єктів найбільший внесок у загальне відбите поле робить поле, відбите від гладкої частини об'єкту та поле, що утворюється внаслідок перевідбиття між частинами об'єкту та між об'єктом та підстильною поверхнею. Останнє пояснюється моделлю розсіяння на кутковому відбивачу. Для того, щоб зменшити першу компоненту, запропоновано вкривати великі плоскі ділянки об'єкту РПМ. Для того, щоб зменшити рівень перевідбиття, слід модифікувати геометрію об'єкту, зокрема шляхом введення похилих площин. Проведено моделювання для оцінки впливу кожного етапу оптимізації моделі та їх комплексного застосування.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Кобак ВО. Радиолокационные отражатели. Москва: «Сов. радио»; 1975, 248 с.
2. Тихонов АН, Самарский АА. Уравнения математической физики. Учебное пособие. М.: Изд-во МГУ; 1999, 798 с.
3. Хенл Х, Мауэ А, Вестпфаль К. Теория дифракции, Москва: «Мир»; 1964, 424 с.
4. Вайнштейн ЛА. Теория дифракции и метод факторизации, Москва: «Сов. радио»; 1966, 475 с.
5. Менцер ДР. Дифракция и рассеяние радиоволн, Москва: «Сов. радио»; 1958, 145 с.
6. Борн М, Вольф Э. Основы оптики, Москва: «Наука»; 1970, 713 с.
7. Вольман ВИ, Пименов ЮВ. Техническая электродинамика, Москва: «Связь»; 1971, 487 с.
8. Уфимцев ПЯ. Метод краевых волн в физической теории дифракции, Москва: «Сов. радио»; 1962, 372 с.
9. Ruck GT, Barrick DE, Stuart WD, Krichbaum CK. Radar cross section handbook, v. 1-2, N. Y. London, "Plenum Press"; 1970, 50-59.
10. Львова ЛА. Радиолокационная заметность летательных аппаратов. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ; 2003, 232 с.

11. 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.
12. Rao GA, Mahulikar SP. Integrated review of stealth technology and its role in airpower. Aeronautical Journal; 2002; 106(1066): 629–641.
13. Ковалев СВ, Нестеров СМ, Skorodumov IA. Определение ЭПР объектов с учетом переотражений от земной поверхности. Радиотехника и электроника; 1996; 41: 1304–1310.
14. Хричов ВС, Легенький ММ. Методика розрахунку ефективної поверхні розсіяння об'єкта складної форми розташованого на підстильній поверхні з довільним коефіцієнтом відбиття. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021; 34: 48-55.
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, 2020; 478-481.

REFERENCES

1. Kobak VO. Radar reflectors. Moscow: Soviet Radio, 1975. 348 p. (In Russian)
2. Tikhonov AN, Samarsky AA. Equations of Mathematical Physics. Textbook. Moscow: Publishing house of Moscow State University. 1999; 798 p. (In Russian).
3. Henl H, Maue A, Westpfal K. Diffraction Theory. Moscow: Mir; 1964; 424 p. (In Russian).
4. Vainshtein LA, The theory of diffraction and the method of factorization, Moscow: Soviet Radio; 1966; 475 p. (In Russian).
5. Mentzer JR. Diffraction and scattering of radio waves. Moscow: Soviet Radio; 1958; 475 p. (In Russian).
6. Born M., Wolf E., Fundamentals of Optics. Moscow: Nauka; 1970; 713 p. (In Russian).
7. Volman VI, Pimenov YuV. Technical electrodynamics. Moscow: Svyaz; 1971; 487 p. (In Russian).
8. Ufimtsev PYa. Theory of diffraction boundary waves in electrodynamics. Moscow: Binomial. Knowledge lab. 2013. - 372 p. (In Russian).
9. Ruck GT, Barrick DE, Stuart WD, Krichbaum CK. Radar cross section handbook, v. 1-2; N. Y. London: "Plenum Press"; 1970; 50-59.
10. Lvova LA. Aircraft radar signature. Snezhinks: RFNC-VNIITF Publishing House; 2003; 232 p.
11. 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; IEEE; 2016.
12. Rao GA, Mahulikar SP. Integrated review of stealth technology and its role in airpower. Aeronautical Journal; 2002 106 (1066): 629–641.
13. Kovalev SV, Nesterov SM, Skorodumov IA. Determination of EPR of objects taking into account re-reflections from the earth's surface; Radio engineering and electronics; 1996; vol. 41, 1304–1310.
14. Khrychov VS, Legenkiy MM. Method of calculating the effective scattering surface of an object of complex shape located on the underlying surface with an arbitrary reflection coefficient; Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University. Series "Radiophysics and Electronics". 2021; № 34: 48-55. (In Ukrainian).
15. Khrychov VS, Legenkiy MM. Different components of the electromagnetic scattering of complex shape objects Proceedings of the IEEE microwaves, radar and remote sensing symposium; 2020; 478-481.

Стаття надійшла до редакції: 6 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 18 жовтня 2021 р.

ABOUT REDUCING THE VISIBILITY OF COMPLEX OBJECT ON THE BACKGROUND OF UNDERLYING SURFACE

V. Khrychov, M. Legenkiy,

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

Relevance: Reducing the radar visibility of an object is an important task in the creation of military equipment. Real objects are often located on some underlying surface, which leads to a significant increasing in the scattered field by such a system in comparison with the scattered field by only object without taking into account re-reflection from the underlying surface. The development of methods for reducing the reflected field plays an important role among the tasks of reducing radar signature.

The purpose of the work is to consider the existing methods for modeling the scattering of electromagnetic waves on complex shape objects against the background of the underlying surface, analyze the level of the reflected field components. To propose methods for reducing the radar visibility of an object. To carry out a simulation for some object in order to assess the effectiveness of the proposed methods.

Materials and methods: The problem of diffraction on the complex shape object, which located on the underlying surface, is solved. In this case, different components of the scattered field are taken into account: single reflection from different elements of the object's surface (physical-optical component); one-time re-reflections between different parts of

the object; re-reflection between the object and the underlying surface. In numerical modeling, the scattered field on an object located on the underlying surface, the underlying surface is considered as a rectangle of finite size.

Results: The possibilities of optimizing a model of the complex shape object in order to reduce its radar visibility are considered. In particular, geometric modifications of the object's surface and the using radio-absorbing materials are considered. In order to demonstrate the effect of these techniques, using a technique previously proposed by the authors for determining the scattered field by an object of complex shape located against the background of the underlying surface simulations have been carried out.

Conclusion: Methods of optimizing a model of the complex shape object to reduce its radar visibility are proposed. For most real objects, the largest contribution to the total reflected field is made by the field reflected from the smooth part of the object and the re-reflection field between parts of the object and between the object and the underlying surface.

KEYWORDS: **RCS, radar, RAM, underlying surface.**

The article was received by the editors: September 6 2021.

The article is recommended for printing: October 18 2021

Оригинальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-03>

УДК 535.361:535.555:535.573+577.3.0

Д.О. БАТРАКОВ¹, д.ф.-м. наук, проф.

e-mail: batrakov@karazin.ua ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-6726-8162>

М. М. КОВАЛЬОВ¹, аспірант

e-mail: nikolak791@gmail.com ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0083-5000>

А.О. МАСЛЕННИКОВ¹, студент 6 курсу

e-mail: djanton2011@gmail.com: ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7728-6559>

А.Г. БАТРАКОВА², д. тех. наук, проф.

e-mail: agbatr@ukr.net ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4067-4371>

С.М. УРДЗІК², к.тех.наук

e-mail: urdzick@gmail.com ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6914-1221>

¹ Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, факультет радіофізики, біомедичної електроніки й комп'ютерних систем, пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна

² Харківський національний автомобільно-дорожній університет (ХНАДУ), 61002, Україна, м.Харків, вул. Ярослава Мудрого, 25

НЕРУЙНІВНИЙ КОНТРОЛЬ АВТОМОБІЛЬНИХ ДОРІГ ЗА ДОПОМОГОЮ ГЕОРАДАРІВ (ОГЛЯДОВА СТАТТЯ, ЧАСТИНА I)

Актуальність. Актуальність досліджень, викладених у статті, обумовлена їхньою спрямованістю на реалізацію державної стратегії забезпечення надійності та подовження залишкового ресурсу транспортних та інженерних споруд, реалізація якої пов'язується з методами та засобами отримання інформації та її обробки у реальному масштабі часу; методами оцінки стану інженерних споруд, особливістю яких є значна неоднорідність геометричних та фізико-механічних параметрів, що ускладнює використання результатів діагностики. При очевидних перевагах хвильових методів зондування їх застосування стримується складністю завдань інтерпретації отриманих результатів і пов'язаними з цим похибками у визначенні параметрів конструкцій; багатofакторністю задач оцінки параметрів багатокомпонентних матеріалів конструкцій, недосконалістю методів дефектоскопії.

Мета роботи – огляд можливостей сучасних георадарів та засобів обробки надширококутних сигналів спільно з комп'ютерно-орієнтованими системами чисельного моделювання, оптимізація методів обробки георадарних даних для вирішення задач виявлення та ідентифікації підповерхневих неоднорідностей у будівельних конструкціях, що являють собою плоскошарове середовище.

Матеріали та методи. У першій частині статті наведено короткий огляд основних методів обробки наборів даних, які отримуються за допомогою імпульсних георадарів. Запропоновано новий метод обробки даних із застосуванням спеціалізованого програмного забезпечення GeoVizu. Також коротко розглянуто можливості застосування методів сучасної теорії дифракції та методів аналізу сигналів у просторово-часовій області для вирішення задач дефектоскопії.

Результати. Основу отриманих у роботі результатів становлять дані дистанційного зондування, запропоновані математичні моделі та методи обробки даних зондування. За результатами проведеного порівняльного аналізу можливостей георадарів запропоновано практичні рекомендації щодо підвищення надійності одержуваних наборів даних, обґрунтовано можливі напрями подальших досліджень.

Висновки. Отримані в роботі результати чисельного моделювання та проведені лабораторні експерименти підтвердили теоретичні припущення про рівень впливу ключових параметрів надширококутних георадарів на достовірність отримуваних результатів. Значимість отриманих нових наукових результатів полягає не тільки у використанні нових засобів зондування і нових моделей обробки та подальшої інтерпретації отриманих даних, а також й у розглянутих перспективах щодо розвитку засобів неруйнівного контролю та діагностики.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсні надширококутні георадари, комп'ютерні програми обробки даних, дистанційне зондування.

Як цитувати: Батраков Д.О., Ковальов М.М., Масленніков А.О., Батракова А.Г., Урдзік С.М. Неруйнівний контроль автомобільних доріг за допомогою георадарів (оглядова стаття, частина I). Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:30-40. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-03>

In cites: Batrakov DO, Kovalov MM, Maslennikov AO, Batrakov AG, Urdzik SN. Non-destructive control of roads by georadars (review article, part I). Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2021;35:30-40. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-03>

© Батраков Д. О., Ковальов М. М., Масленніков А.О., Батракова А.Г., Урдзік С.М., 2021

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

ВСТУП

У статті розглянуто питання застосування надширококутових георадарів для контролю стану автомобільних доріг з нежорстким покриттям. Такі завдання є комплексними, оскільки потребують послідовного вирішення кількох окремих завдань. У дорожній галузі до них відносяться:

- оцінка товщини шарів дорожнього покриття, у нашому випадку йдеться про нежорсткий дорожній одяг;
- виявлення підповерхневих дефектів;
- ідентифікація та позиціонування (визначення напрямку для тріщин) виявлених дефектів;
- оцінка поточного стану цієї ділянки покриття;
- побудова прогнозу подальшої еволюції, як усєї дороги, так і її окремих ділянок з урахуванням специфічних особливостей їх розташування;
- розроблення плану ремонтних заходів з урахуванням наявних ресурсів;
- вирішення задачі оптимізації витрат на утримання та ремонт мережі доріг.

Вирішенню перерахованих завдань присвячено велику кількість робіт [1-13], у тому числі й робіт авторів цієї статті [14-28], у яких викладено основні підходи та методи вирішення завдань оцінки та прогнозування стану дорожнього одягу за результатами георадарної діагностики. У той же час, як показує досвід практичного застосування імпульсних надширококутових георадарів, через певні природні обмеження та складність процесів взаємодії надширококутових сигналів георадару з багатоконструктивними матеріалами умовно плоскошарових середовищ (дорожнього одягу), немає універсального приладу (георадару), отже, і єдиного методу вирішення всіх зазначених завдань.

Основною **метою першої частини роботи** є розроблення методів обробки надширококутових сигналів сучасних георадарів з урахуванням специфічних особливостей таких приладів. Два розглянуті у статті георадари мають різні значення найважливішого параметра – центральної частоти. Цей параметр через фізичні особливості задач зондування плоскошаруватих середовищ визначає глибину зондування та їх роздільну здатність. Також георадари мають деякі принципові конструктивні відмінності. Зважаючи на обмеженість обсягу цієї статті, ми плануємо детальніше розглянути ці питання у другій частині роботи.

ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ Й МЕТОД РІШЕННЯ

Постановка завдання, як було зазначено вище, складається з двох частин – отримання експериментальних наборів даних за допомогою двох зразків георадарного обладнання та подальшої обробки результатів зондування. Для отримання даних використовувалися два георадари, зовнішній вигляд яких наведено на Рис. 1, 2. Обидва прилади розроблено співробітниками відділу інтроскопії Інституту радіофізики та електроніки Національної академії наук України (ІРЕ НАН України).



Рис. 1. Георадар Одяг – 1. Етап калібровки сигналу.
Fig. 1 Georadar ODYAG - 1. Signal calibration stage.

Підкреслимо, що ці прилади мають не тільки різні значення центральних частот, а й мають конструктивні

відмінності. Георадар Одяг-1 виконаний за схемою із компенсацією (диференціюванням). Диференціуюча приймально-передавальна антенна система реалізує метод повної частотно-незалежної розв'язки між передавальною та приймальною антенами. Це досягається використанням однієї передавальної антени (на Рис. 1. праворуч), та двох приймальних антен (на Рис. 1. ліворуч). Наявність двох приймальних антен за умови ретельного їх юстування забезпечує мінімізацію так званого сигналу прямого проходження, тобто, сигналу, що потрапив у приймальну антену, минаючи середовище, що зондується. Більш докладно принцип роботи такої системи описаний в [29, 30].

Другий прилад Одяг-4, як видно на Рис. 2, має дві антени – передавальну та приймальну, а ефект компенсації сигналу прямого проходження досягається завдяки наявності екранів конічної форми, які значно послаблюють сигнал прямого проходження. Слід зазначити, що відстань між приймальною та передавальною антенами істотно менше відстані до межі розділу середовища, що зондується. Це дозволяє відокремити дані сигналу на розгортці за часом і здійснити їх фільтрацію за допомогою стандартних алгоритмів, наприклад, що наведені в роботах [31, 32].

Процедура отримання вихідних даних для обох георадарів однаковий і складається з наступних етапів:

- калібрування приладу шляхом вимірювання сигналу, відбитого від листа металу;
- зондування на ділянках, про які заздалегідь відомо, що вони не містять підповерхневих неоднорідностей (дефектів) і надалі можуть вважатися еталонними;
- зондування ділянки покриття, що досліджується.

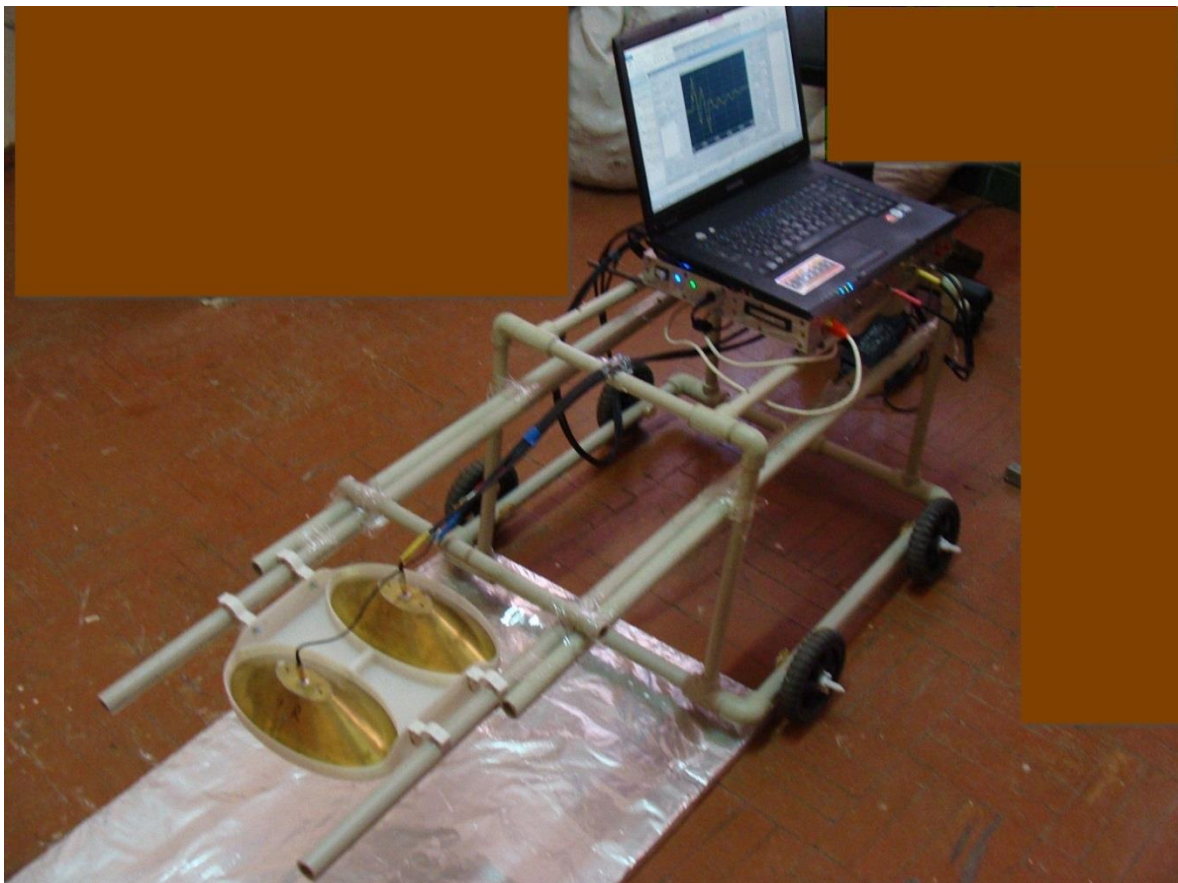


Рис. 2. Георадар Одяг – 4. Етап калібрування сигналу.

Fig. 2. Georadar ODYAG - 4. Signal calibration stage.

Порядок зондування детально описаний у роботах авторів [14, 17, 27]. Тому перейдемо до опису основних фізичних принципів, що створюють основу процесу обробки даних. Ці принципи спираються на пошарове відновлення значень діелектричної проникності з подальшим визначенням товщини кожного з шарів конструкції та подальшим застосуванням двох інтегральних перетворень. Основні принципи процесу пошарового відновлення діелектричної проникності матеріалу кожного шару докладно описано у роботах [14, 25-27]. Тому ми лише коротко зазначимо, що основу запропонованої в [14] схеми відновлення геометричних параметрів становить визначення коефіцієнта відбиття від межі верхнього шару і далі - відносної діелектричної проникності цього шару. У результаті це дозволяє отримати оцінку товщини верхнього шару. Далі процедура повторюється для наступного шару до підкладки. Зазначимо, що основу запропонованого підходу становить визначення

швидкості розповсюдження електромагнітної хвилі у верхньому шарі. Таким чином, укрупнено алгоритм обробки даних георадарного зондування складається з наступних етапів:

1. На основі первинної обробки даних зондування за допомогою перетворення Гільберта [19,26] визначаються часові затримки сигналів (Δt_n), що потрапили до приймальної антени від нижніх границь плоскошаруватої конструкції, та їх амплітуди. Ця інформація є вхідною інформацією даного алгоритму.

2. За формулою

$$\sqrt{\varepsilon_{n+1}} = \sqrt{\varepsilon_j} \frac{A_{n,n+1} - A_{n+1,n}}{A_{n,n+1} + A_{n+1,n}} \quad (1)$$

визначається $\sqrt{\varepsilon_1}$ та далі ε_1 .

3. Далі за формулами (2-5)

$$T_{n\mp 1,n} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\varepsilon_{n-1}}}{\sqrt{\varepsilon_{n-1}} + \sqrt{\varepsilon_n}}, \\ \frac{2\sqrt{\varepsilon_n}}{\sqrt{\varepsilon_n} + \sqrt{\varepsilon_{n+1}}} \end{cases}, \quad (2)$$

$$P_1 = T_{0,1} \cdot T_{1,0} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_0} + \sqrt{\varepsilon_1}} \cdot \frac{2\sqrt{\varepsilon_0}}{\sqrt{\varepsilon_0} + \sqrt{\varepsilon_1}} = 4 \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cdot \sqrt{\varepsilon_0}}{(\sqrt{\varepsilon_0} + \sqrt{\varepsilon_1})^2}, \quad (3)$$

$$C_1 = P_1 \cdot B_1 = (T_{0,1} \cdot T_{1,0}) \cdot A_0 \cdot R_{1,2}, \quad (4)$$

$$R_{n,n+1} = A_0^{-1} \cdot C_n / (P_1 \cdot P_2 \cdot \dots \cdot P_n) = A_0^{-1} \cdot C_n / \prod_{n=1}^N P_n, \quad (5)$$

обчислюються $T_{0,1}$, $T_{1,0}$, $A_{0,1}$ и $A_{1,0}$, а потім згідно (1) обчислюється ε_2 .

4. Обчислення повторюються до останньої границі розділу середовищ, де визначається лише діелектрична проникність основи (грунту).

5. Координати меж шарів (границь розділу середовищ) визначають за формулою:

$$Z_n = \sum_{n=1}^I \frac{(t_n - t_{n-1}) \cdot c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_n}} = \sum_{n=1}^I \frac{\Delta t_n \cdot c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_n}}, \quad (6)$$

де Z_n - координата n -ї межі (верхня межа має індекс 0), t_n , t_{n-1} - моменти проходження сигналом n -ї та $(n-1)$ -ї межі відповідно, визначені на етапі 1, ε_n - діелектрична проникність n -го шару (визначена на етапі 2 або 3), c - швидкість поширення електромагнітних хвиль у вільному просторі (у повітрі).

6. Розраховуються значення товщини шарів h_n за формулою:

$$h_n = Z_n - Z_{n-1}; \quad Z_0 = 0, \quad n = 1, 2, \dots, I. \quad (7)$$

7. Отримані дані заносяться у файл для подальшої обробки.

Це у загальній постановці досить складне завдання. Тому в найпростішому випадку нехтують наявністю поглинання. За наявності поглинання може бути використаний підхід, запропонований у [18].

Наголосимо, що перетворення Гільберта є інтегральним перетворенням і для довільної дійсної функції $x(t)$, $(-\infty < t < \infty)$ може бути представлено як згортка $x(t)$ з функцією $hb(t) = 1/(\pi t)$. У свою чергу, функцію $1/(t - \tau)$ називають ядром перетворення Гільберта. Таке перетворення має особливість $a = t - \tau \Rightarrow 0$. У цій точці використовують головне значення по Коші:

$$\lim_{a \rightarrow 0} \left[\int_{-\infty}^{t-a} \dots + \int_{t+a}^{\infty} \dots \right] \quad (8)$$

Тобто у вигляді:

$$\begin{aligned}\tilde{x}(t) &= TH[x(t)] = \\ &= x(t) * (1/\pi t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t-\tau} d\tau.\end{aligned}\quad (9)$$

У літературі з обробки сигналів, перетворення Гільберта для аналогових сигналів часто пропонують представляти не як перетворення згортки оператора $1/\pi t$, а за допомогою спектрального уявлення аналітичної функції

$$\begin{aligned}z(t) &= x(t) + i\tilde{x}(t) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow X(v) + i\tilde{X}(v) &= Z(v).\end{aligned}\quad (10)$$

$$i = \sqrt{-1}.$$

Що стосується другого застосовуваного інтегрального перетворення, то спочатку воно було запропоновано у вигляді процедури обчислення дворазового інтеграла зі змінною верхньою межею у роботах [33, 34]. Однак, у цій роботі це інтегральне перетворення застосовується у вигляді одноразового інтеграла, що, у кінцевому підсумку, дозволяє підвищити ефективність його застосування.

На цьому закінчується етап визначення товщини шарів конструкції.

Для вирішення цього завдання у напівавтоматичному режимі використовується програма GeoVizu. Програма дозволяє проводити моделювання для найпростіших моделей плоскошарових середовищ [35] та здійснювати обробку даних зондування. Центральне вікно програми GeoVizu у режимі моделювання представлено на Рис. 3. На всіх наступних графіках на вертикальній осі відкладені значення амплітуди сигналів, а горизонтальній осі – час у наносекундах.

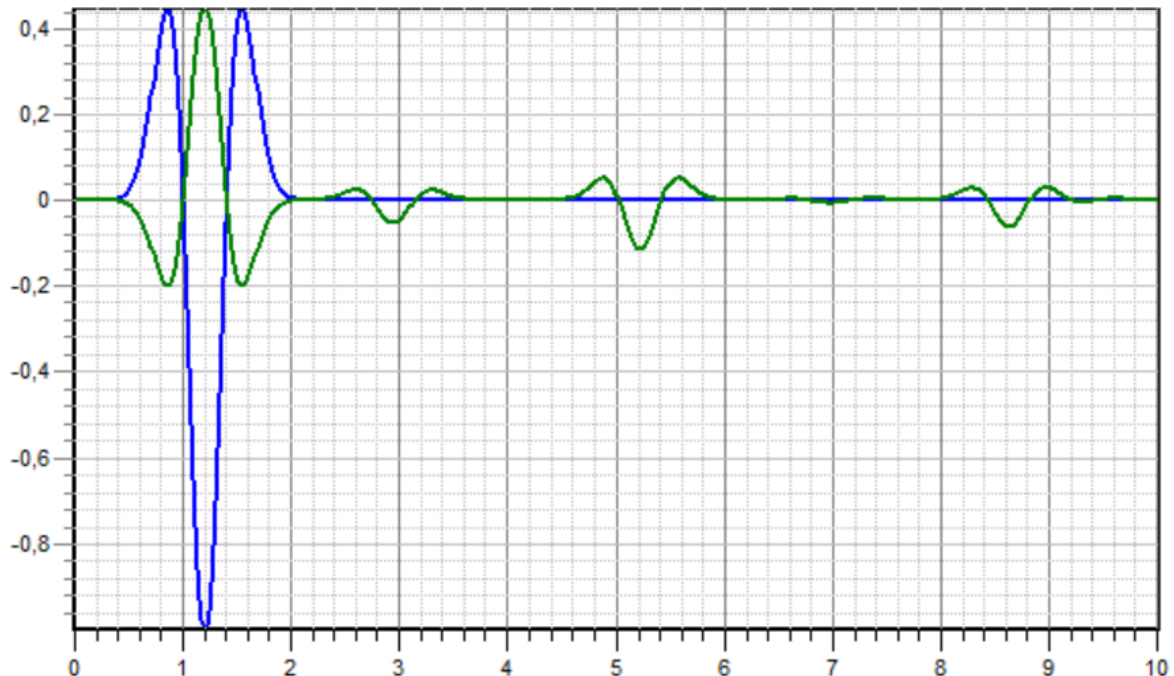


Рис. 3 Вікно програми GeoVizu в режимі моделювання.

Fig. 3. GeoVizu window in simulation mode.

Режим моделювання призначений для створення віртуальних наборів даних та їх подальшої обробки. Мета такого моделювання полягає в тому, що віртуальні штучно синтезовані сигнали мають форму, яка ідентична ідеальній формі імпульсного сигналу. Це дозволяє отримати практично неспотворені дані для перевірки можливості обробки. Для порівняння на Рис. 4. наведено зображення форми реальних сигналів, отриманих за допомогою георадара Одяг-4 в лабораторії Харківського національного автомобільно-дорожнього університету. Порівняння розподілів, що наведені на Рис. 3 та Рис. 4, наглядно демонструє різницю між штучно синтезованими сигналами (Рис. 3) та реально зареєстрованими сигналами від надширококутного георадара Одяг-4. Різниця, в першу чергу, полягає у наявності невеликих «шумів» (у науковій термінології це прийнято називати jitter), а

також деяким зсувом опорного сигналу, відбитого від листа металу (сигнал на Рис. 4 - червоного кольору), та сигналу, що отриманий при проїзді над конструкцією (сигнал на Рис. 4 зеленого кольору). Цей зсув обумовлений процесом прогріву приладу.

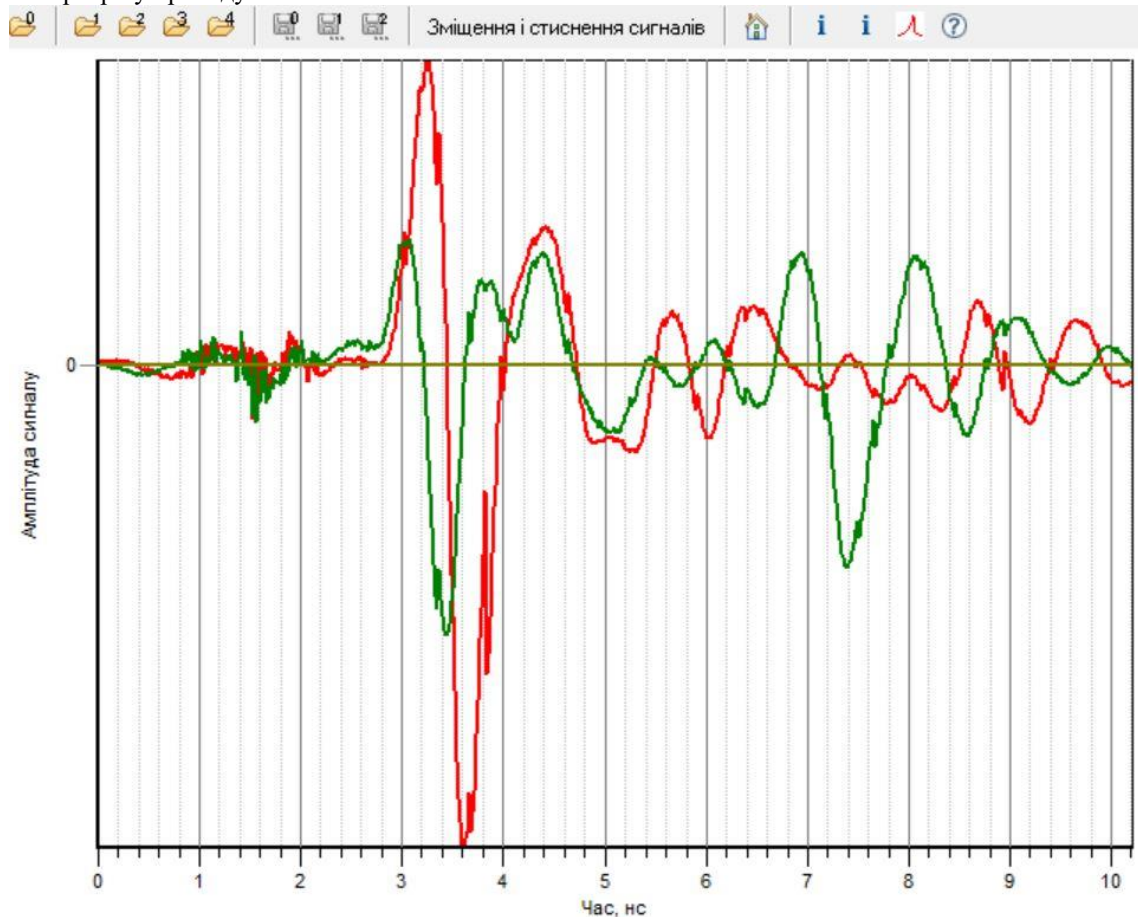


Рис. 4. Вікно програми GeoVizu при обробці даних георадару Одяг-4.
Fig. 4. GeoVizu window when processing georadar data ODYAG-4.

Зважаючи на необхідність проведення вимірювань і на недостатньо прогрітому георадарі, у програмі GeoVizu передбачена можливість зсуву графіків та їх згладжування. Результат відповідних операцій наведено на Рис. 5. Параметри згладжування сигналу 1 мають значення 7, а сигналу 2 (зелений) – 8. Значення зсуву сигналу 1 праворуч дорівнює 21. Наступний етап - установка необхідних маркерів для початку процесу обробки в напівавтоматичному режимі. Відповідні результати представлені на Рис. 6. Важливо, що у цьому випадку використовується режим напівавтоматичної підготовки та обробки даних. На Рис 7. наведено вигляд вікна нормування, де наглядно продемонстровані як процес установки маркера (відлік 344) так і головне визначення діелектричної проникності матеріалу верхнього шару в напівавтоматичному режимі. Отримане значення діелектричної проникності матеріалу шару з достатньою точністю збігається зі значенням, визначеним за результатами інших вимірювань, і, головне, добре узгоджується з результатами наступних вимірювань товщини верхнього шару, значеннями відносної діелектричної проникності та товщини шарів, що розташовані нижче.

Зрозуміло, дати детальний опис усіх можливостей програмного забезпечення GeoVizu через обмежений обсяг цієї статті неможливо. Автори розраховують відобразити ці питання у наступних публікаціях.

Нарешті, зазначимо, що раніше йшлося і про інші завдання, пов'язані з оцінкою поточного стану автомобільних доріг з нежорстким покриттям. До них належать: виявлення наявності підповерхневих дефектів; ідентифікація та позиціонування (визначення напрямку для тріщин) виявлених дефектів; оцінка поточного стану даної ділянки покриття; прогнозування поточного стану, як усієї дороги, так й її окремих ділянок з урахуванням специфічних особливостей їх розташування; розроблення плану ремонтних заходів з урахуванням наявних ресурсів; розв'язання задачі оптимізації витрат на утримання та ремонт мережі доріг.

Це – перелік самостійних завдань, вирішення яких автори розраховують викласти у наступних публікаціях.

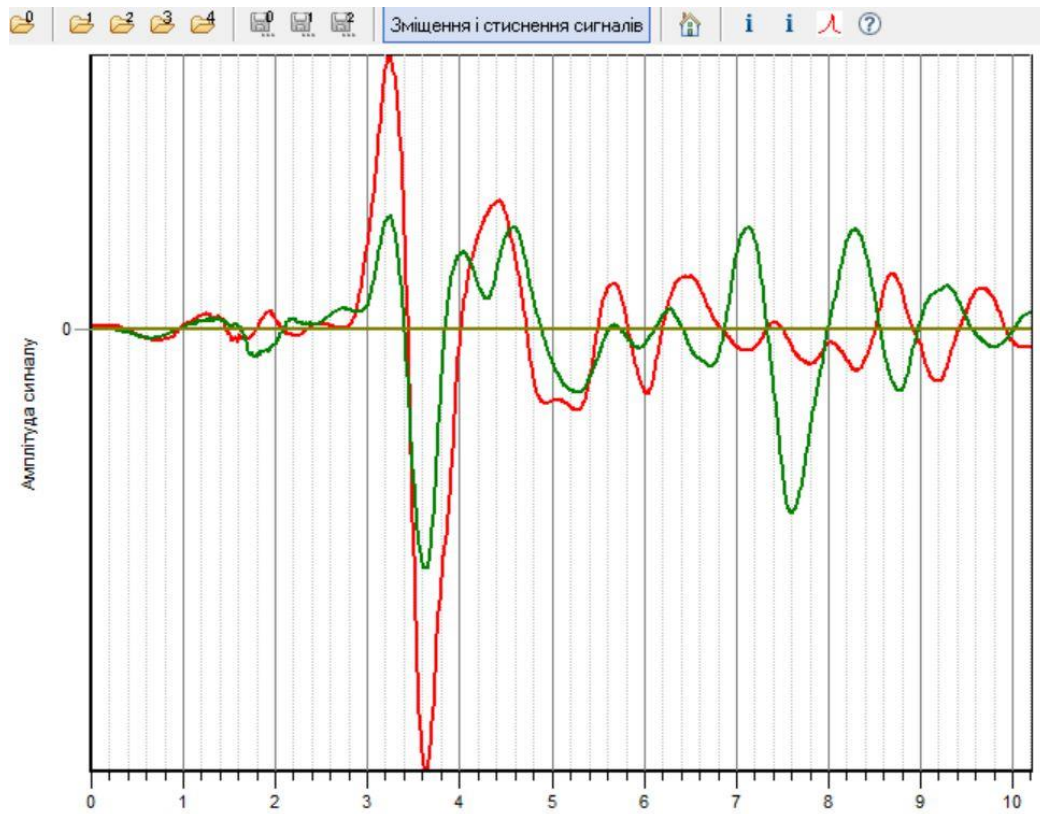


Рис. 5. Вікно програми GeoVizy при обробці даних георадара Одяг-4.
Fig. 5. GeoVizy window when processing georadar data ODYAG -4.

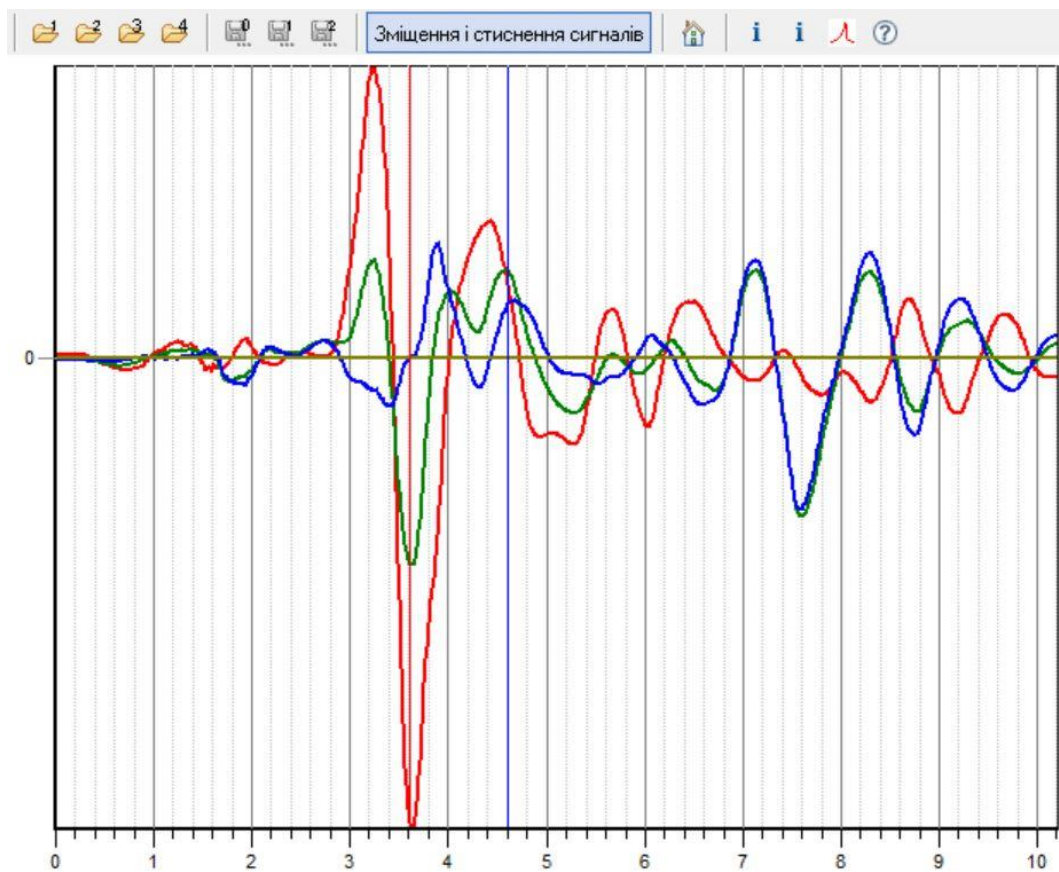


Рис. 6. Встановлення необхідних маркерів в напівавтоматичному режимі.
Fig. 6. Installation of necessary markers in a semi-automatic mode.

Нормування 1						
Відлік №	344	Max	Час, нс	3,4333	R01	-0,44558
dt 0, нс	3,4333	Min	Значення1	-0,18635	T01	0,55442
h 1, см			Значення2	-0,083032	T10	1,4456
Фкс <input type="checkbox"/>	ДП1				R1+T1	1
	6,7984					

Рис. 7. Приклад вікна нормування
Fig. 7. Example of normalization window

ВИСНОВКИ

У статті викладено результати досліджень, спрямованих на реалізацію стратегії забезпечення надійності та продовження ресурсу транспортних та інженерних споруд. Ця стратегія передбачає залучення методів та відповідних засобів отримання інформації з подальшою обробкою у реальному масштабі часу. Робота спирається на методи оцінки стану автомобільних доріг загального користування, що розвиваються авторами. Особливістю постановки завдання у найзагальнішому вигляді є значна неоднорідність геометричних та фізико-механічних параметрів, що ускладнює використання результатів діагностики стандартних методів діагностики, що застосовуються у дорожній галузі вже багато років. Підкреслимо, що за очевидних переваг хвильових методів зондування за допомогою надширококутних сигналів їх застосування стримується не тільки складністю завдань інтерпретації отриманих результатів, але й пов'язаними з цим похибками у визначенні параметрів конструкцій. Для подолання вказаних труднощів авторами запропоновано нові підходи до вирішення завдань визначення товщини конструктивних шарів нежорсткого дорожнього одягу. Особливу важливість з точки зору практичної реалізації має запропонований підхід до вирішення задачі пошарового визначення спочатку значень відносної діелектричної проникності шарів конструкції, а потім - рішення задачі визначення товщини шарів. Зважаючи на те, що завдання такого типу належать до класу так званих завдань оцінки параметрів шарів з багатокомпонентних матеріалів, вони мають значення не тільки для даної галузі знань, але і є важливими для розвитку суміжних областей. Дослідження, результати яких представлені в даній роботі, є важливою, але лише проміжною ланкою у процесі вдосконалення методів та технічних засобів неруйнівного контролю та оцінки стану автомобільних доріг.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Singh AP, Sharma A, Mishra R, Wagle M, Sarkar AK. Pavement condition assessment using soft computing techniques. *International Journal of Pavement Research and Technology*. 2018 Nov;11(6):564–81. <https://doi.org/10.1016/j.ijprt.2017.12.006>.
2. Zafar MS, Raza Shah SN, Memon MJ, Ali Rind T, Soomro MA. Condition Survey for Evaluation of Pavement Condition Index of a Highway. *Civil Engineering Journal*. 2019 Jun 23;5(6):1367–83. <https://doi.org/10.28991/cej-2019-03091338>
3. Jose Roberto Medina Campillo. A Simplified Pavement Condition Assessment and its Integration to a Pavement Management System. Arizona State University; May 2018. 222 p.
4. Jol Harry M, editor. Ground penetrating radar, theory and applications. Amsterdam: Elsevier B.V; 2009. 508 p.
5. Evans RD. Optimising Ground Penetrating Radar (GPR) to assess Pavements. Loughborough University; August 2009, 219 p.
6. Xu Y, Sun L. Study on Permanent Deformation of Asphalt Mixtures by Single Penetration Repeated Shear Test. *Procedia - Social and Behavioral Sciences*. 2013 Nov;96:886–93. <https://doi.org/10.1016/j.sbspro.2013.08.101>
7. Rasol MA, Pérez-Gracia V, Fernandes FM, Pais JC, Santos-Assunção S, Santos C, et al. GPR laboratory tests and numerical models to characterize cracks in cement concrete specimens, exemplifying damage in rigid pavement. *Measurement*. 2020 Jul;158:107662. . <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.107662>.
8. Payntar George. Method of test for obtaining deflection measurements and layer thickness information for rehabilitation design of hot mix asphalt surfaced pavements using mechanistic-empirical design and analysis procedures. State of California—business, transportation and housing agency, department of transportation division of engineering services Transportation Laboratory 5900 Folsom Boulevard Sacramento, California 95819 – 4612, California Test 357, March 2014, p. 1-12. <https://dot.ca.gov/-/media/dot-media/programs/engineering/documents/californiatestmethods-ctm/ctm-357-a11y.pdf>
9. Gudmarsson A, Ryden N, Di Benedetto H, Sauzéat C, Tapsoba N, Birgisson B. Comparing Linear Viscoelastic Properties of Asphalt Concrete Measured by Laboratory Seismic and Tension–Compression Tests. *Journal of Nondestructive Evaluation*. 2014 Jul 16;33(4):571–82. <http://dx.doi.org/10.1007/s10921-014-0253-9>

10. Ryden N. Seismic pavement testing. International Conference on Engineering Geophysics, Al Ain, United Arab Emirates, 15-18 November 2015. 2015 Nov 18; p. 1-5. <https://doi.org/10.1190/iceg2015-005>
11. Lachowicz J, Rucka M. Numerical modeling of GPR field in damage detection of a reinforced concrete footbridge. *Diagnostyka*. 2016;17(2):3-8
12. Mezgeen A. Rasol Vega Pérez-Gracia, Mercedes Solla, Jorge C. Pais, Francisco M. Fernandes, Caio Santos, Sam Roberts. Early cracking observation in road pavements with Ground Penetrating Radar: Field and numerical study. November 2019, Conference: 1st International conference on ground penetrating radar applications for solving engineering problems at: Wroclaw, Poland, Project: New Methodologies for GPR Assessment of Soil Response and Cement Concrete Pavements, PP. 1-11.
13. Krysiński L, Sudyka J. GPR abilities in investigation of the pavement transversal cracks. *Journal of Applied Geophysics*. 2013 Oct;97:27–36. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2013.03.010>.
14. Батраков ДО. Алгоритмы поиска дефектов инженерных сооружений с помощью георадара (Обзорная статья, часть I) *Вестник радиофизики и электроники, Национальный университет им. В. Н. Каразина*. 2019;31:16-26. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-02>.
15. Батракова АГ. Методика моніторингу нежестких дорожніх одяз с применением георадиолокационных технологий. Харьков; 2014. 397с.
16. Настанова щодо обстеження будівель і споруд для визначення та оцінки їх технічного стану. ДСТУ-Н Б В.1.2-18:2016.
17. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakov AG. GPR data processing for evaluation of the subsurface cracks in road pavements. 2017 9th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR). 2017 Jun; Edinbourg, Scotland, IEEE Conference Publications; p. 1-6. <https://doi.org/10.1109/IWAGPR.2017.7996072>
18. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakov AG. Remote sensing of plane-layered media with losses using UWB signals. 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). 2017 May; p. 370-373. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972666>
19. Batrakov DO, Golovin DV, Simachev AA, Batrakov AG. Hilbert transform application to the impulse signal processing. 2010 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2010 Sep; p. 113 – 115. <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2010.5609110>
20. Batrakov AG, Urdzik SM, Batrakov DO. Modeling and assessment of the condition of pavements with through cracks in the pavement. *HNADU Bulletin: Sb. scientific. tr.* 2019;85:48-58. (In Russian).
21. Batrakov, Angelika G.; Batrakov, Dmitry O.; Antyufeyeva, Mariya S.. Pavement deterioration model based on GPR datasets. *Roads and Bridges - Drogi i Mosty*. Mar. 2018;17(1):55-71. ISSN 2449-769X. <http://dx.doi.org/10.7409/rabdim.018.004>
22. Батракова АГ, Урдзік СМ, Батраков ДО. Динамические и эконометрические модели прогнозирования состояния автомобильных дорог *Вестник ХНАДУ: Сб. научный. тр.* 2019;85:59-65.
23. Батраков ДО. Радиофизические методы решения задач неразрушающего контроля и дистанционного зондирования в частотной области. *Вестник Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина, Серия "Радиофизика и электроника"*. 2018;28:8-15.
24. Батраков ДО, Диюн У, Белошенко КС, Антюфеева МС, Батракова АГ. Сравнительный анализ двух алгоритмов измерения толщины плоскостных сред с помощью импульсного георадара. *Вестник Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина, Серия "Радиофизика и электроника"*. 2018;28:16-23.
25. Batrakov DO, Beloshenko KS, Antyufeyeva MS, Batrakov AG, Urdzik SN. COMPARATIVE STUDY OF SIGNAL PROCESSING OF TWO UWB GPR ANTENNA UNITS. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2019;78(2):109–16. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v78.i2.20>
26. Batrakov D, Batrakov A, Antyufeyeva M. Combined GPR data analysis technique for diagnostics of structures with thin near-surface layers. *Diagnostyka*. 2018 Sep 10;19(3):11–20. <https://doi.org/10.29354/diag/91489>
27. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakov AG, Troyanovsky VV, Pilicheva MO. UWB Signal Processing for the Road Pavements Assessment. 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON). 2019 Jul; p. 1-4. <https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879866>
28. Batrakov AG, Troyanovsky VV, Batrakov DO, Pilicheva MO, Skrypnyk NS. Prediction of the road pavement condition index using stochastic models. *Roads and Bridges - Drogi i Mosty*. 2020;19(3):225-242. <https://doi.org/10.7409/rabdim.020.015>.
29. Kopylov YA, Masalov SA, Pochanin GP. Method for decoupling between transmitting and receiving modules of antenna system. Patent UA 81652. Jan 25, 2008.
30. Pochanin GP, Ruban VP. Stroboscopic method of recording signals. Patent UA 96241, Dec 07, 2010.
31. Variantsia-Roshchupkina LA, Pochanin GP, Pochanina IYe, Masalov SA. Comparison of different antenna configurations for probing of layered media. 2015 8th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR). 2015 Jul; Florence, Italy. <http://dx.doi.org/10.1109/IWAGPR.2015.7292644>

32. Varyanitzha-roshchupkina L. Software for Image Simulation in Ground Penetrating Radar Problems. 2006 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2006 Sep; Sevastopol, Ukraine. p. 150-155. <https://doi.org/10.1109/UWBUS.2006.307172>
33. Astanin LY, Kostylev AA. Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing. London, UK: The Institution of Electrical Engineering; 1997. 256 p.
34. Astanin LY, Kipke MV, Kostyleva VV. The structural features of ultrawideband signals. 2008 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2008 Sep. p. 180-182. <https://doi.org/10.1109/UWBUS.2008.4669402>
35. Born M, Wolf E. Principles of optics. Pergamon press; 1968.

REFERENCES

1. Singh AP, Sharma A, Mishra R, Wagle M, Sarkar AK. Pavement condition assessment using soft computing techniques. International Journal of Pavement Research and Technology. 2018 Nov;11(6):564–81. <https://doi.org/10.1016/j.ijprt.2017.12.006>.
2. Zafar MS, Raza Shah SN, Memon MJ, Ali Rind T, Soomro MA. Condition Survey for Evaluation of Pavement Condition Index of a Highway. Civil Engineering Journal. 2019 Jun 23;5(6):1367–83. <https://doi.org/10.28991/cej-2019-03091338>
3. Jose Roberto Medina Campillo. A Simplified Pavement Condition Assessment and its Integration to a Pavement Management System. Arizona State University; May 2018. 222 p.
4. Jol Harry M, editor. Ground penetrating radar, theory and applications. Amsterdam: Elsevier B.V; 2009. 508 p.
5. Evans RD. Optimising Ground Penetrating Radar (GPR) to assess Pavements. Loughborough University; August 2009, 219 p.
6. Xu Y, Sun L. Study on Permanent Deformation of Asphalt Mixtures by Single Penetration Repeated Shear Test. Procedia - Social and Behavioral Sciences. 2013 Nov;96:886–93. <https://doi.org/10.1016/j.sbspro.2013.08.101>
7. Rasol MA, Pérez-Gracia V, Fernandes FM, Pais JC, Santos-Assunção S, Santos C, et al. GPR laboratory tests and numerical models to characterize cracks in cement concrete specimens, exemplifying damage in rigid pavement. Measurement. 2020 Jul;158:107662. . <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.107662>.
8. Payntar George. Method of test for obtaining deflection measurements and layer thickness information for rehabilitation design of hot mix asphalt surfaced pavements using mechanistic-empirical design and analysis procedures. State of California—business, transportation and housing agency, department of transportation division of engineering services Transportation Laboratory 5900 Folsom Boulevard Sacramento, California 95819 – 4612, California Test 357, March 2014, p. 1-12. <https://dot.ca.gov/-/media/dot-media/programs/engineering/documents/californiatestmethods-ctm/ctm-357-a11y.pdf>
9. Gudmarsson A, Ryden N, Di Benedetto H, Sauzéat C, Tapsoba N, Birgisson B. Comparing Linear Viscoelastic Properties of Asphalt Concrete Measured by Laboratory Seismic and Tension–Compression Tests. Journal of Nondestructive Evaluation. 2014 Jul 16;33(4):571–82. <http://dx.doi.org/10.1007/s10921-014-0253-9>
10. Ryden N. Seismic pavement testing. International Conference on Engineering Geophysics, Al Ain, United Arab Emirates, 15-18 November 2015. 2015 Nov 18; p. 1-5. <https://doi.org/10.1190/iceg2015-005>
11. Lachowicz J, Rucka M. Numerical modeling of GPR field in damage detection of a reinforced concrete footbridge. Diagnostyka. 2016;17(2):3-8
12. Mezgeen A. Rasol Vega Pérez-Gracia, Mercedes Solla, Jorge C. Pais, Francisco M. Fernandes, Caio Santos, Sam Roberts. Early cracking observation in road pavements with Ground Penetrating Radar: Field and numerical study. November 2019, Conference: 1st International conference on ground penetrating radar applications for solving engineering problemsat: Wroclaw, Poland, Project: New Methodologies for GPR Assessment of Soil Response and Cement Concrete Pavements, PP. 1-11.
13. Krysiński L, Sudyka J. GPR abilities in investigation of the pavement transversal cracks. Journal of Applied Geophysics. 2013 Oct;97:27–36. <https://doi.org/10.1016/j.jappgeo.2013.03.010>.
14. Batrakov DO. Algorithms for searching defects in engineering structures using GPR (Review article, Part I). Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics.” 2019;(31):16-26. (In Russian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-02>.
15. Batrakova AG. Methodology for monitoring non-rigid road pavements with the use of ground-penetrating radar technologies. Kharkiv; 2014. 397p. (In Russian)
16. Guidelines for the inspection of buildings and structures to determine and assess their technical condition. DSTU-N B V.1.2-18: 2016. (In Ukrainian).
17. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakova AG. GPR data processing for evaluation of the subsurface cracks in road pavements. 2017 9th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR). 2017 Jun; Edinbourg, Scotland, IEEE Conference Publications; p. 1-6. <https://doi.org/10.1109/IWAGPR.2017.7996072>
18. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Antyufeyev AV, Batrakova AG. Remote sensing of plane-layered media with losses

- using UWB signals. 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). 2017 May; p. 370-373. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972666>
19. Batrakov DO, Golovin DV, Simachev AA, Batrakova AG. Hilbert transform application to the impulse signal processing. 2010 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2010 Sep; p. 113 – 115. <https://doi.org/10.1109/UWBUSIS.2010.5609110>
 20. Batrakova AG, Urdzik SM, Batrakov DO. Modeling and assessment of the condition of pavements with through cracks in the pavement. *HNADU Bulletin: Sb. scientific. tr.* 2019;85:48-58. (In Russian).
 21. Batrakova, Angelika G.; Batrakov, Dmitry O.; Antyufeyeva, Mariya S.. Pavement deterioration model based on GPR datasets. *Roads and Bridges - Drogi i Mosty.* Mar. 2018;17(1):55-71. ISSN 2449-769X. <http://dx.doi.org/10.7409/rabdim.018.004>
 22. Batrakova AG, Urdzik SM, Batrakov DO. Dynamic and econometric models for predicting the state of highways *Vestnik KhNADU: Sb. scientific. tr.* 2019;85:59-65. (In Russian).
 23. Batrakov DO. Radiophysical Methods for solving problems of non-destructive testing and remote sensing in the frequency domain. *Bulletin of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series "Radio Physics and Electronics".* 2018;28:8-15. (In Russian).
 24. Batrakov DO, U Diyun, Beloshenko KS, Antyufeyeva MS, Batrakova AG. Comparative analysis of two algorithms for thickness measurement of plane-layered media using pulsed GPR. *Bulletin of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series "Radio physics and electronics".* 2018;28:16-23. (In Russian).
 25. Batrakov DO, Beloshenko KS, Antyufeyeva MS, Batrakova AG, Urdzik SN. COMPARATIVE STUDY OF SIGNAL PROCESSING OF TWO UWB GPR ANTENNA UNITS. *Telecommunications and Radio Engineering.* 2019;78(2):109–16. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v78.i2.20>
 26. Batrakov D, Batrakova A, Antyufeyeva M. Combined GPR data analysis technique for diagnostics of structures with thin near-surface layers. *Diagnostyka.* 2018 Sep 10;19(3):11–20. <https://doi.org/10.29354/diag/91489>
 27. Batrakov DO, Antyufeyeva MS, Batrakova AG, Troyanovsky VV, Pilicheva MO. UWB Signal Processing for the Road Pavements Assessment. 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON). 2019 Jul; p. 1-4. <https://doi.org/10.1109/UKRCON.2019.8879866>
 28. Batrakova AG, Troyanovsky VV, Batrakov DO, Pilicheva MO, Skrypnyk NS. Prediction of the road pavement condition index using stochastic models. *Roads and Bridges - Drogi i Mosty.* 2020;19(3):225-242. <https://doi.org/10.7409/rabdim.020.015>
 29. Kopylov YA, Masalov SA, Pochanin GP. Method for decoupling between transmitting and receiving modules of antenna system. Patent UA 81652. Jan 25, 2008.
 30. Pochanin GP, Ruban VP. Stroboscopic method of recording signals. Patent UA 96241, Dec 07, 2010.
 31. Varyanytsia-Roshchupkina LA, Pochanin GP, Pochanina IYe, Masalov SA. Comparison of different antenna configurations for probing of layered media. 2015 8th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR). 2015 Jul; Florence, Italy. <http://dx.doi.org/10.1109/IWAGPR.2015.7292644>
 32. Varyanitza-roshchupkina L. Software for Image Simulation in Ground Penetrating Radar Problems. 2006 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2006 Sep; Sevastopol, Ukraine. p. 150-155. <https://doi.org/10.1109/UWBUS.2006.307172>
 33. Astanin LY, Kostylev AA. *Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing.* London, UK: The Institution of Electrical Engineering; 1997. 256 p.
 34. Astanin LY, Kipke MV, Kostyleva VV. The structural features of ultrawideband signals. 2008 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. 2008 Sep. p. 180-182. <https://doi.org/10.1109/UWBUS.2008.4669402>
 35. Born M, Wolf E. *Principles of optics.* Pergamon press; 1968.

Стаття надійшла до редакції: 16 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 18 жовтня 2021 р.

NON-DESTRUCTIVE CONTROL OF ROADS BY GEORADARS (REVIEW ARTICLE, PART I)

D.O. Batrakov¹, M. M. Kovalov¹, A.O. Maslennikov¹, A.G. Batrakova², S.N. Urdzik²

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine*

²*Kharkiv National Automobile and Highway University (KNAHU), 25, Yaroslava Mudrogo St, Kharkiv, 61002, Ukraine*

Relevance. The relevance of the studies outlined in the article is due to their focus on the implementation of the state strategy for ensuring the reliability and extending the resource of transport and engineering structures, the implementation of which is associated with the methods and means of obtaining information and processing it in real time; methods for assessing the state of engineering structures, a feature of which is a significant heterogeneity of geometric and physical-mechanical parameters, which complicates the use of diagnostic results. With the obvious advantages of wave sounding methods, their application is constrained by the complexity of the tasks of interpreting the results obtained and the associated errors in determining the parameters of structures; the multifactorial

nature of the problems of evaluating the parameters of multicomponent materials of structures, the imperfection of flaw detection methods.

Purpose of work – a review of the capabilities of modern georadars and means of processing ultra-wideband signals together with computer-oriented systems for numerical modeling, optimization of methods for processing georadar data for solving problems of detecting and identifying subsurface irregularities in building structures that are a flat-layered medium.

Materials and methods. The first part of the article provides a brief overview of the main methods of processing data sets obtained using pulsed GPR. A new method of data processing using specialized software is proposed GeoVizy. The possibilities of using the methods of the modern theory of diffraction and methods of signal analysis in the space-time domain for solving the problems of flaw detection are also briefly considered.

Results. The results obtained in this work are based on remote sensing data, proposed mathematical models and methods for processing sensing data. Based on the results of the comparative analysis of the capabilities of georadars, practical recommendations were proposed to improve the reliability of the data sets obtained, and possible directions for further research were substantiated.

Conclusions. The results of numerical modeling and laboratory experiments obtained in this work confirmed the previously stated theoretical assumptions about the degree of influence of the key parameters of ultra-wideband GPR on the reliability of the results obtained. The significance of the new scientific results obtained consists not only in the use of new sensing means and new models of processing and subsequent interpretation of the data obtained, but also in the considered prospects for progress in the field of non-destructive testing and diagnostics.

KEYWORDS: pulse ultra-wideband georadars, computer programs for data processing, remote sensing.

The article was received by the editors: September 16 2021.

The article is recommended for printing: October 18 2021.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>

УДК 537.87

Д. І. ГАВРИЛЕНКО¹, студент

e-mail: m380669254126@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6498-887X>

О. М. ДУМІН¹, д. ф.-м. наук, доц.

e-mail: dumin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5067-9689>

В. А. ПЛАХТІЙ¹, аспірант, м.н.с

e-mail: plakhtii@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-0442-2716>

¹Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

АНАЛІЗ ІМПУЛЬСНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ У ЧАСОВОМУ ПРОСТОРІ НА ГРАНИЦІ РОЗДІЛУ ДВОХ СЕРЕДОВИЩ

Актуальність. Надкороткі імпульси електромагнітного поля широко застосовуються у будівництві, археології та розминуванні тощо шляхом побудови ефективних георадарів підстилюючої поверхні, але теоретичне дослідження фізичних процесів опромінення середовища обмежене вузьким колом спрощених модельних задач, як правило, у частотній області. Тому особливу значущість для розуміння можливостей і обмежень георадарних досліджень мають розв'язки задач проникнення імпульсної хвилі з довільною часовою залежністю у матеріальне середовище.

Мета роботи. Отримати аналітичний розв'язок у часовому просторі задач відбиття і проходження імпульсної електромагнітної хвилі через границю розділу двох середовищ, що є першим модельним наближенням до опису фізичних процесів, які мають місце при функціонуванні імпульсного надширококуткового радара.

Матеріали та методи. Задача опромінювання нестационарним електричним полем середовища без втрат із заданою діелектричною проникністю розв'язується аналітично з використанням еволюційного підходу. Він полягає у розв'язанні задачі Коші для диференціального рівняння другого порядку у частинних похідних типу Клейна–Гордона відносно еволюційних коефіцієнтів. Компоненти електромагнітного поля у вільному просторі знаходяться шляхом інтегрування по спектральних параметрах та сумування по кутових модах з відповідними комбінаціями базисних функцій.

Результати. Розв'язані задачі Коші для диференціальних рівнянь, що описують поведінку відбитої та заломленої хвиль. Знайдені електричні поперечні компоненти відбитої та заломленої хвиль як функції часу на поздовжній осі для випадку опромінення хвилею з часовою залежністю у вигляді одиночного стрибка. Побудовано та проаналізовано графіки залежності електричних компонент від часу та координат.

Висновки. Вперше продемонстроване явище електромагнітного снаряду у середовищі, що опромінене імпульсною електромагнітною хвилею надкороткої тривалості. Отримані результати можна узагальнити для випадку імпульсу довільної форми за допомогою методу інтегралу Дюамеля. Крім того, в подальшому можна розглянути електричне поле для точок спостереження, що не лежать на поздовжній осі. Ще більш цікавим продовженням досліджень з точки зору енергетичного аналізу є вивчення поведінки поздовжньої електричної та поперечної магнітної компонент.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: поперечне електричне поле, еволюційні рівняння, нестационарне випромінювання, електромагнітний снаряд, надкороткий імпульс, еволюційний коефіцієнт електричної компоненти поля

Як цитувати: Гавриленко ДІ, Думін ОМ, Плахтій ВА. Аналіз імпульсного електромагнітного поля у часовому просторі на границі розділу двох середовищ. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:41-55. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>

In cites: Havrylenko DI, Dumin OM, Plakhtii VA. Time domain analysis of impulse electromagnetic field at the interface of two media. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2021;35:41-55. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-04>

ВСТУП

Для задач опромінення середовища, в якому на невеликій глибині приховані об'єкти, перспективним виглядає застосування надширококуткових електромагнітних хвиль [1]. Є багато досліджень про поведінку електромагнітного поля у вільному просторі та на поверхні розділу середовищ повітря – ґрунт. Також описуються ефекти розсіювання радіохвиль від поверхні землі з різним ступенем неоднорідності [2]. Використання дифракції електромагнітних хвиль для дослідження і, особливо, для відтворення форми неоднорідностей в середовищі отримує додатковий поштовх завдяки нових підходам, таким як міграція Кірхгофа [4, 5] або перетворення Хафа [6, 7]. Для аналізу перетворень розсіяних електромагнітних хвиль у часовому просторі використовують різні методи, наприклад, метод розсіяння Борна або обернення контрастних джерел (Contrast Source Inversion -CSI) [8].

© Гавриленко Д. І., Думін О. М., Плахтій В. А., 2021

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

Для аналізу електричних параметрів досліджуваного середовища при радіолокаційному опроміненні існує система АТТЕМ [9], яка, завдяки видаленню первинного електромагнітного поля із загального на ранній стадії, має змогу більш точно визначити матеріальні параметри ґрунту. Через складність задачі, що містить неоднорідності, для аналізу нестационарного електромагнітного поля у такому середовищі зручно використовувати числові методи розрахунку, що дозволяє забезпечити високу деталізацію умов задачі і наблизити їх до реальних [10, 11]. Для аналізу розсіяного електромагнітного поля використовують штучні нейронні мережі [28, 31] з метою визначення наявності прихованих об'єктів, в тому числі малокоонтрастних. Проте через малу енергію сигналу дуже складно відрізнити відбиті хвилі від об'єктів пошуку від неоднорідностей. Тому використовують різні підходи, а саме знешумлення вхідних сигналів [29], попередню обробку [32], а у випадку з нейронними мережами додають «схожі» об'єкти до тренувального набору [33]. Варто відзначити важливість аналітичного розв'язку для підходу з нейронними мережами, адже створення тренувального набору даних є одною із найважливіших і найскладніших етапів їх застосування. А так як аналітичні підходи мають значну перевагу в часу розрахунку у порівнянні з числовими методами розрахунку, такий підхід дасть змогу створювати швидше і більші тренувальні набори.

Певне обмежене коло задач нестационарної електродинаміки розв'язуються аналітично. Наприклад, за допомогою еволюційного підходу [12], хвилеводна задача [13] поетапно розв'язана методом модового базису для часової залежності джерела у вигляді ступінчастої функції Хевісайда. Тобто, отримана перехідна функція хвилевода як лінійної передавальної системи. Для задачі випромінювання плоского випромінювача [14, 15] отримано аналітичний розв'язок у часовому просторі для аналогічного збудження. Саме аналітичний розв'язок у часовому просторі дозволяє застосувати подібний апарат для нелінійних задач [16] і для опису нестационарного випромінювання реальних антен [17]. У роботі [18], як розвиток останньої задачі, отримані коефіцієнти розкладу нестационарних полів хвилі, що відбита та заломлена для випадку опромінення плоского діелектричного середовища (ґрунту) нестационарною хвилею. Для цього використано граничні умови для тангенційних компонент поля для знаходження коефіцієнтів розкладу поля в перетворенні Фур'є-Бесселя.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо Н-хвилю, що збуджується джерелом у вигляді плоского струму [14], заданого у циліндричній системі координат:

$$\vec{j}_0(\rho, \varphi, z, t) = \vec{x}_0 A_0 H(R - \rho) \delta(z) H(t), \quad (1)$$

де функція Хевісайда $H(R - \rho)$ задає випромінювач у вигляді круглої апертури радіусом R ; $H(t)$ показує стрибкоподібну часову залежність струму; t – часова змінна; z – поздовжня координата, дельта-функція Дірака $\delta(z)$ позначає нескінченно малу товщину випромінювача; A_0 – амплітуда струму; $\vec{x}_0 = \vec{\rho}_0 \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 \sin \varphi$ – орт декартової системи координат; ρ – радіальна компонента циліндричної системи. Випромінювання здійснюється у вільний простір ($\varepsilon = 1, \mu = 1$), який безпосередньо контактує з нижнім середовищем без втрат ($\varepsilon > 1, \mu = 1$) при $z = 0$.

Математично Н-хвиля у вільному просторі описується диференціальним рівнянням у частинних похідних відносно еволюційного коефіцієнту, згідно еволюційного підходу [14]:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi_i^2 \right) h_{m_i}^{inc}(z, t) = \sqrt{\mu_0} j_{m_i}(z, t); \quad V_{m_i}^{inc} = -\frac{1}{c} \frac{\partial h_{m_i}^{inc}}{\partial t}, \quad (2)$$

де індекс «*inc*» позначає падаючу хвилю; $c = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с}$ – швидкість світла у вільному просторі; χ_i – спектральний параметр; $h_{m_i}^{inc}$ – еволюційний коефіцієнт, що знаходиться шляхом розв'язку першого еволюційного рівняння; $V_{m_i}^{inc}$ – еволюційний електричний коефіцієнт; j_{m_i} – функція-джерело, що є модовим розкладом стороннього струму \vec{j}_0 ,

$$j_{m_i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \vec{j}_0(\rho, \varphi, z, t) \cdot [\nabla \psi_{m_i}^* \times \vec{z}_0]. \quad (3)$$

ψ_{m_i} – базисна (мембранна) функція, що залежить тільки від поперечних координат і задовольняє рівнянню Гельмгольца,

$$\psi_{m_i}(\rho, \varphi, \chi_i) = \frac{J_{m_i}(\chi_i \rho)}{\sqrt{\chi_i}} e^{im_i \varphi},$$

де $J_{m_i}(\chi_i \rho)$ – функція Бесселя.

Розв'язавши рівняння (2) відносно усіх мод, поперечна компонента електричного поля знаходиться через дискретну суму по кутовим модам та неперервну по спектральних параметрах:

$$\vec{E}^{inc}(\rho, \varphi, z, t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_i V_{m_i}^{inc} [\nabla \psi_{m_i} \times \vec{z}_0]. \quad (4)$$

$\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ – електрична, $\mu_0 \approx 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma_{\text{Н}}}{\text{м}}$ – магнітна сталі. Підставляючи сторонні струми (1) до формули (3) та здійснюючи інтегрування за кутовою та радіальною координатами, отримаємо функцію-джерело, тобто, праву частину диференціального рівняння (2)

$$j_{m_i}(z, t) = -A_0 \frac{i\delta(z)H(t)R}{2} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\sqrt{\chi_i}}, \quad (5)$$

i – уявна одиниця, $J_1(\chi_i R)$ – функція Бесселя першого порядку, $\delta_{m,n}$ – символ Кронекера.

Рівняння (2) відносно коефіцієнта $h_{m_i}^{inc}$ називається неоднорідним диференціальним рівнянням Клейна-Гордона. Його розв'язок знаходиться за допомогою метода функції Рімана [14, 19], яка має такий вигляд:

$$h_{m_i}^{inc}(z, t) = \sqrt{\mu_0} \frac{c}{2} \int_0^{\infty} dz' \int_0^{\infty} dt' J_0(\chi_i \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}) j_{m_i}(z', t', \chi_i).$$

Інтегруючи функцію Бесселя нульового порядку з функцією-джерелом за поздовжньою координатою та часовою змінною, прийдемо до такого виразу:

$$h_{m_i}^{inc}(z, t) = -A_0 \frac{\sqrt{\mu_0} R}{2} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\chi_i \sqrt{\chi_i}} U_1(i\chi_i(ct-z), \chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}), \quad (6)$$

де $U_n(W, Z)$ – функція Ломмеля двох змінних n -го порядку, яка являє собою нескінченну суму з функцій Бесселя [20]:

$$U_n(W, Z) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left(\frac{W}{Z}\right)^{n+2k} J_{n+2k}(Z).$$

Користуючись визначенням похідної від функції Ломмеля за кожною зі змінних [16]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial Z} U_m(W, Z) &= -\frac{Z}{W} U_{m-1}(W, Z); \\ \frac{\partial}{\partial W} U_m(W, Z) &= \frac{1}{2} U_{m+1}(W, Z) + \frac{1}{2} \left(\frac{Z}{W}\right)^2 U_{m-1}(W, Z), \end{aligned}$$

еволюційний коефіцієнт електричної компоненти поля знаходиться шляхом диференціювання складеної функції [21]:

$$\begin{aligned} V_{m_i}^{inc} &= A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0} R}{4} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\sqrt{\chi_i}} \sum_{k_i=0}^{\infty} \left\{ \left(\frac{ct-z}{ct+z}\right)^{k_i} J_{2k_i}(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{ct-z}{ct+z}\right)^{k_i+1} J_{2+2k_i}(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

ПОЛЯ НА ПОЗДОВЖНІЙ ОСІ

Вираз (7) можна ще спростити, розрахувавши нескінченну суму. Остаточоно виходить, що

$$V_{m_i}^{inc} = A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0} A_0 R}{4} (\delta_{m_i,1} + \delta_{m_i,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\sqrt{\chi_i}} J_0(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}). \quad (8)$$

Щоб знайти поперечне електричне поле на поздовжній осі ($\rho = 0$), потрібно до формули (4) підставити в явному вигляді еволюційний коефіцієнт (7). Завдяки символам Кронекера від нескінченної суми залишиться два доданки, і розклад (4) спроститься до інтегралу

$$\vec{E}^{inc} = -\vec{x} \frac{\sqrt{\mu_0} A_0 R}{\varepsilon_0 4} \int_0^\infty d\chi_i J_1(\chi_i R) J_0(\chi_i \sqrt{c^2 t^2 - z^2}),$$

який розраховується за допомогою формули [22]

$$\vec{E}^{inc} = -\vec{x} A_0 \frac{\sqrt{\mu_0} R}{\varepsilon_0 4} \begin{cases} \frac{1}{R}, & 0 < \sqrt{c^2 t^2 - z^2} < R; \\ \frac{1}{2\sqrt{c^2 t^2 - z^2}}, & 0 < \sqrt{c^2 t^2 - z^2} = R; \\ 0, & 0 < R < \sqrt{c^2 t^2 - z^2}. \end{cases} \quad (9)$$

Проілюструємо часову залежність електричної компоненти поля на границі розділу середовищ. На Рис. 1 видно, що електричне поле на поздовжній осі має форму прямокутного імпульсу. Поява його викликана приходом сигналу від найближчої точки джерела, зникнення – приходом сигналу від зовнішнього радіусу диску. З рисунку видно, що радіус диску дорівнює 0,5 м.

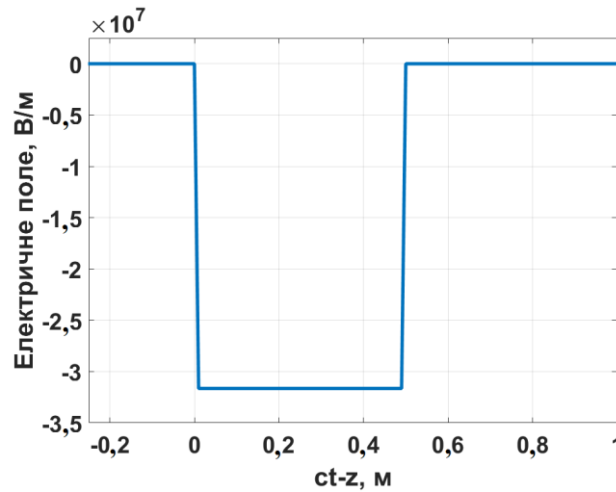


Рис. 1. Поперечна електрична компонента падаючої хвилі ($z = 0, \rho = 0$)

Fig. 1. Transverse electrical component of the incident wave ($z = 0, \rho = 0$)

Електричне поле потрапило на границю розділу середовищ. Одна частина, згідно законам геометричної оптики, відіб'ється, а решта – пройде у середовище з діелектричною проникністю ε . Знайдемо ту частину поля, що відбилася, розв'язавши відповідне еволюційне рівняння у вільному просторі та записавши визначення еволюційного коефіцієнта електричної компоненти поля у такому випадку:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi_r^2 \right) h_{m_r}^{ref}(z, t) = 0; \quad V_{m_r}^{ref} = -\frac{1}{c} \frac{\partial h_{m_r}^{ref}}{\partial t}, \quad (10)$$

де індекс «*ref*» позначає відбиту хвилю. У правій частині рівняння стоїть нуль, тому що дана частина поля не має джерела у вигляді струму, воно задається у граничних умовах для еволюційних коефіцієнтів. Розв'язується дане рівняння за допомогою методу розділення змінних. Але якщо здійснити розділення класичним чином, тобто представити шукану функцію $h_{m_r}^{ref}(z, t)$ у вигляді добутку двох функцій, кожна з яких залежить окремо від z і t , то вийде розв'язок, що еквівалентний застосуванню перетворення Фур'є. А це перехід до частотної області, який нас не цікавить. Щоб це усунути, здійснимо іншу заміну змінних [23]:

$$\begin{cases} ct = u \operatorname{ch} v; \\ z = u \operatorname{sh} v; \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v = \frac{1}{2} \ln \frac{ct+z}{ct-z}; \\ u = \sqrt{c^2 t^2 - z^2}. \end{cases} \quad (11)$$

Підставляючи (11) у (10) та здійснюючи перетворення з похідними другого порядку, прийдемо до диференціального рівняння:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial u} + \chi_r^2 - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} \right) h_{m_r}^{ref}(u, v) = 0, \quad (12)$$

яке також розв'язується розділенням змінних

$$h_{m_r}^{ref}(u, v) = \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} V_{k_r}^{ref}(v) U_{k_r}^{ref}(u). \quad (13)$$

Після елементарних математичних перетворень приходимо до двох звичайних диференціальних рівнянь, що містять коефіцієнт розділення k_r ,

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{U_{k_r}^{ref}} \frac{d^2 U_{k_r}^{ref}}{du^2} + \frac{u}{U_{k_r}^{ref}} \frac{dU_{k_r}^{ref}}{du} + \chi_r^2 u^2 &= k_r^2; \\ \frac{1}{V_{k_r}^{ref}} \frac{d^2 V_{k_r}^{ref}}{dv^2} &= k_r^2, \end{aligned}$$

і розв'язання яких приводить нас до шуканого еволюційного коефіцієнта за умови відкидання функції Неймана як такої, що приймає нескінченне значення в точках, в яких, з точки зору фізики поширення хвилі, повинні бути обмежені значення електромагнітного поля:

$$h_{m_r}^{ref}(u, v) = \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} A_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) J_{k_r}(\chi_r u) (\tilde{B}_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) e^{k_r v} + \tilde{C}_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) e^{-k_r v}).$$

Здійснюючи обернену заміну (11) та вважаючи, що $A_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) \tilde{B}_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) = B_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r)$, а $\tilde{C}_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) = 0$ через властивості відбитої хвилі, остаточно отримаємо

$$h_{m_r}^{ref}(z, t, \chi_r) = \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) J_{k_r}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r}{2}}. \quad (14)$$

Знаючи диференціальні та рекурентні співвідношення між функціями Бесселя [24]

$$\begin{aligned} J_m(\chi\rho) &= \frac{\chi\rho}{2m} (J_{m-1}(\chi\rho) + J_{m+1}(\chi\rho)); \\ \frac{\partial}{\partial\rho} J_m(\chi\rho) &= \frac{\chi}{2} (J_{m-1}(\chi\rho) - J_{m+1}(\chi\rho)), \end{aligned} \quad (15)$$

еволюційний коефіцієнт електричної компоненти поля легко обчислити за формулою (10):

$$\begin{aligned} V_{m_r}^{ref} &= \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} \frac{\chi_r}{2} B_{k_r}^{m_r, ref}(\chi_r) \left\{ \left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r+1}{2}} J_{k_r+1}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{ct+z}{ct-z} \right)^{\frac{k_r-1}{2}} J_{k_r-1}(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}) \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Коефіцієнт $B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r)$ є невідомою функцією тільки від спектрального параметра, який буде знайдено за допомогою граничних умов на границі середовищ.

Еволюційне рівняння та еволюційний коефіцієнт для хвилі, що пройшла у середовище з діелектричною проникністю ε мають вигляд:

$$\left(\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi_p^2 \right) h_{m_p}^{prop}(z, t) = 0; \quad V_{m_r}^{prop} = -\frac{1}{c} \frac{\partial h_{m_p}^{prop}}{\partial t}. \quad (17)$$

де індекс «*prop*» позначає хвилю, що пройшла у середовище, а $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$ – швидкість світла у середовищі. Диференціальне рівняння відносно $h_{m_p}^{prop}$ розв'язується так само, як і рівняння відносно $h_{m_r}^{ref}$, тому відразу перепишемо розв'язок із заміною змінних (11) та врахуванням фізично обґрунтованої поведінки поля на нескінченності:

$$h_{m_p}^{prop}(z, t) = \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p) J_{k_p}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) \left(\frac{vt - z}{vt + z} \right)^{\frac{k_p}{2}}. \quad (18)$$

Еволюційний коефіцієнт електричної компоненти поля у такому випадку представляється як

$$V_{m_p}^{prop} = \frac{v}{c} \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} \frac{\chi_p}{2} B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p) \left\{ \left(\frac{vt - z}{vt + z} \right)^{\frac{k_p+1}{2}} J_{k_p+1}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) - \left(\frac{vt - z}{vt + z} \right)^{\frac{k_p-1}{2}} J_{k_p-1}(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}) \right\}. \quad (19)$$

Коефіцієнт $B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p)$ є залежним тільки від спектрального параметру, і знаходиться через використання граничних умов на границі розділу середовищ. Після обчислення коефіцієнтів $B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r)$, $B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p)$ знайдемо явний вигляд еволюційних коефіцієнтів електричного поля для відбитої та заломленої хвиль, після чого за допомогою (4) розрахуємо відповідні компоненти полів.

ЗШИВАННЯ ПОЛІВ

Невідомі коефіцієнти розкладу $B_{k_r}^{m_r,ref}(\chi_r)$ і $B_{k_p}^{m_p,prop}(\chi_p)$ з'явилися внаслідок розв'язання диференціальних рівнянь (9), (16) у загальному випадку із врахуванням напрямків поширення хвиль. Щоб їх знайти, треба доповнити нашу задачу граничними умовами. У нашому випадку це буде співвідношення між компонентами полів на границі розділу середовищ ($z = 0$). Суперпозиція хвиль, одна з яких падає, а інша – відбивається, має дати компоненту, що дорівнюватиме електричній компоненті поля, яке поширюється у середовищі:

$$\vec{E}^{inc} + \vec{E}^{ref} = \vec{E}^{prop}. \quad (20)$$

Рівність (20) відбиває умову неперервності тангенційних складових електричного поля, що виводиться в [25]. Підставимо до (20) розклади електричних компонент згідно (4):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_i [\nabla\psi_{m_i} \times \vec{z}_0] V_{m_i}^{inc}(\chi_i, t) + \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{m_r=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_r [\nabla\psi_{m_r} \times \vec{z}_0] V_{m_r}^{ref}(\chi_r, t) = \\ = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{m_p=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_p [\nabla\psi_{m_p} \times \vec{z}_0] V_{m_p}^{prop}(\chi_p, t). \end{aligned}$$

Домножимо цю рівність на векторний добуток, що містить градієнт від комплексноспряженої базисної функції та подіємо операторами інтегрування за кутовою та радіальною змінними:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_i \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho [\nabla\psi_{m_i} \times \vec{z}_0] \cdot [\nabla\psi_n^* \times \vec{z}_0] V_{m_i}^{inc}(\chi_i, t) + \\
& + \sum_{m_r=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_r \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho [\nabla\psi_{m_r} \times \vec{z}_0] \cdot [\nabla\psi_n^* \times \vec{z}_0] V_{m_r}^{ref}(\chi_r, t) = \\
& = \sum_{m_p=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_p \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho [\nabla\psi_{m_p} \times \vec{z}_0] \cdot [\nabla\psi_n^* \times \vec{z}_0] V_{m_p}^{prop}(\chi_p, t).
\end{aligned}$$

Це дає змогу використати умову ортогональності базисних функцій [14],

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \nabla\psi_m(\chi) \cdot \nabla\psi_n^*(\xi) = \delta_{mn} \delta(\xi - \chi), \quad (21)$$

через що гранична умова значно спроститься:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_i \delta_{m_i n} \delta(\xi - \chi_i) V_{m_i}^{inc}(\chi_i, t) + \sum_{m_r=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_r \delta_{m_r n} \delta(\xi - \chi_r) V_{m_r}^{ref}(\chi_r, t) = \\
& = \sum_{m_p=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi_p \delta_{m_p n} \delta(\xi - \chi_p) V_{m_p}^{prop}(\chi_p, t).
\end{aligned}$$

Під інтегралом міститься дельта-функція, яка має корисну властивість:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\xi - \chi) f(\chi) d\chi = f(\xi). \quad (22)$$

Під оператором сумування міститься символ Кронекера, що також спрощує зшивання полів:

$$\sum_{m_i=-\infty}^{\infty} \delta_{mn} f_m(\xi) = f_n(\xi). \quad (23)$$

Скориставшись математичними властивостями (22), (23), прийдемо до співвідношення між еволюційними коефіцієнтами електричних компонентів на границі розділу середовищ:

$$V_n^{inc}(\xi, t) + V_n^{ref}(\xi, t) = V_n^{prop}(\xi, t). \quad (24)$$

Перепишемо коефіцієнти електричного поля у явному вигляді, врахувавши усі спрощення, які були здійснені до (22):

$$\begin{aligned}
V_n^{inc}(\xi, t) &= \frac{\xi}{2} \sum_{k_i=0}^{\infty} \tilde{B}_{2k_i}^{n,inc}(\xi) \left(J_{2k_i}(\xi ct) - J_{2+2k_i}(\xi ct) \right); \\
V_n^{ref}(\xi, t) &= \frac{\xi}{2} \sum_{k_r=-\infty}^{\infty} B_{k_r}^{n,ref}(\xi) \left(J_{k_r+1}(\xi ct) - J_{k_r-1}(\xi ct) \right); \\
V_n^{prop}(\xi, t) &= \frac{\xi v}{2c} \sum_{k_p=-\infty}^{\infty} B_{k_p}^{n,prop}(\xi) \left(J_{k_p+1}(\xi vt) - J_{k_p-1}(\xi vt) \right),
\end{aligned} \quad (25)$$

де було позначено

$$\tilde{B}_{2k_i}^{n,inc}(\xi) = A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0 R} J_1(\xi R)}{2} \frac{1}{\xi\sqrt{\xi}} (\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}). \quad (26)$$

Еволюційний коефіцієнт електричного поля падаючої хвилі візьмемо у формі (7), а не (8), оскільки саме такий вигляд нам зручний для аналізу. Щоб зробити його більш ідентичним до двох інших коефіцієнтів, здійснимо тотожні перетворення з оператором сумування. Зробимо заміну $2k_i \rightarrow k_i$ та перейдемо до суми у межах від $-\infty$ до $+\infty$:

$$V_n^{inc}(\xi, t) = \frac{\xi}{2} \sum_{k_i=-\infty}^{\infty} \tilde{B}_{k_i}^{n,inc}(\xi) (J_{k_i}(\xi ct) - J_{k_i+2}(\xi ct)).$$

Щоб отримана рівність була тотожною до тієї, що наведена у (25), коефіцієнт $\tilde{B}_{k_i}^{n,inc}(\xi)$ у нових доданках повинен дорівнювати нулю для непарних додатних $k_i = 2k_1 + 1$ і усіх від'ємних індексів:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{2k_1+1}^{n,inc}(\xi) &= 0 \quad \forall k_1 \in \mathbb{N}_0; \\ \tilde{B}_{k_i}^{n,inc}(\xi) &= 0 \quad \forall k_i < 0. \end{aligned}$$

Якщо змістити доданки на одиницю $k_i \rightarrow k_i - 1$, то

$$V_n^{inc}(\xi, t) = \frac{\xi}{2} \sum_{k_i=-\infty}^{\infty} \tilde{B}_{k_i-1}^{n,inc}(\xi) (J_{k_i-1}(\xi ct) - J_{k_i+1}(\xi ct)).$$

а коефіцієнт $\tilde{B}_{k_i-1}^{n,inc}(\xi)$ дорівнюватиме нулю за таких умов:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{2k_1-1}^{n,inc}(\xi) &= 0 \quad \forall k_1 \in \mathbb{N}_0; \\ \tilde{B}_{k_i-1}^{n,inc}(\xi) &= 0 \quad \forall k_i < 0. \end{aligned}$$

Для того, щоб було зручно зшивати поля, перепишемо цей вираз у більш зручній формі для нового коефіцієнту

$$\sum_{k_i=-\infty}^{\infty} \tilde{B}_{k_i-1}^{n,inc}(\xi) (J_{k_i-1}(\xi ct) - J_{k_i+1}(\xi ct)) = \sum_{k_i=-\infty}^{\infty} B_{k_i}^{n,inc}(\xi) (J_{k_i+1}(\xi ct) - J_{k_i-1}(\xi ct)).$$

Щоб перейти до нового коефіцієнта $B_{k_i}^{n,inc}(\xi)$, напишемо відповідні умови, за яких він дорівнює нулю:

$$\begin{aligned} B_{2k_1}^{n,inc}(\xi) &= 0 \quad \forall k_1 \in \mathbb{N}_0; \\ B_{k_i}^{n,inc}(\xi) &= 0 \quad \forall k_i < 0, \end{aligned}$$

оскільки усі індекси на одиницю більші, ніж у коефіцієнта $\tilde{B}_{k_i-1}^{n,inc}(\xi)$. Якщо подивитися на рівність, записану вище, яка їх пов'язує, то виходить, що вони будуть рівними, коли один з них буде узятий з протилежним знаком:

$$B_{2k_1+1}^{n,inc}(\xi) = -\tilde{B}_{2k_1}^{n,inc}(\xi) = -A_0 \frac{i\sqrt{\mu_0 R} J_1(\xi R)}{2} \frac{1}{\xi\sqrt{\xi}} (\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}) \quad \forall k \geq 0. \quad (27)$$

Також слід звернути увагу на те, що у рівності порядки функцій Бесселя не змінювались. Тобто, коли для $\tilde{B}_{2k_1}^{n,inc}(\xi)$ циліндричні функції приймали парні порядки, то для $B_{2k_1+1}^{n,inc}(\xi)$ вони також мають бути парними.

Перепишемо рівність (24) з урахуванням попередніх перетворень:

$$\begin{aligned} & \frac{\xi}{2} \sum_{k_1=0}^{\infty} B_{2k_1+1}^{n,inc}(\xi) \left(J_{2k_1+2}(\xi ct) - J_{2k_1}(\xi ct) \right) + \frac{\xi}{2} \sum_{k_2=0}^{\infty} B_{2k_2+1}^{n,ref}(\xi) \left(J_{2k_2+2}(\xi ct) - J_{2k_2}(\xi ct) \right) = \\ & = \frac{\xi v}{2c} \sum_{k_3=0}^{\infty} B_{2k_3+1}^{n,prop}(\xi) \left(J_{2k_3+2}(\xi vt) - J_{2k_3}(\xi vt) \right). \end{aligned}$$

Межі сумування було змінено через тривіальність коефіцієнтів $B_{k_1}^{n,inc}(\xi)$ для відповідних значень k_1 . Тоді, для відбитої і заломленої хвиль усі від'ємні та парні коефіцієнти мають занулитися, звідки й випливає заміна індексів k_r, k_p на k_2, k_3 . Запишемо усі умови, які було накладено на коефіцієнти:

$$B_{2k_1}^{n,inc}(\xi) = 0, \quad B_{2k_2}^{n,ref}(\xi) = 0, \quad B_{2k_3+1}^{n,prop}(\xi) = 0 \quad \forall k_1, k_2, k_3 \geq 0. \quad (28)$$

Врахувавши масштабувальне перетворення для третьої суми

$$\frac{v}{c} \xi = \xi',$$

отримаємо таку рівність:

$$\begin{aligned} & \frac{\xi}{2} \sum_{k_1=0}^{\infty} B_{2k_1+1}^{n,inc}(\xi) \left(J_{2k_1+2}(\xi ct) - J_{2k_1}(\xi ct) \right) + \frac{\xi}{2} \sum_{k_2=0}^{\infty} B_{2k_2+1}^{n,ref}(\xi) \left(J_{2k_2+2}(\xi ct) - J_{2k_2}(\xi ct) \right) = \\ & = \frac{\xi'}{2} \sum_{k_3=0}^{\infty} B_{2k_3+1}^{n,prop} \left(\frac{c}{v} \xi' \right) \left(J_{2k_3+2}(\xi' ct) - J_{2k_3}(\xi' ct) \right). \end{aligned}$$

Згідно (26) коефіцієнти, залежні від спектрального параметру, для усіх додатних непарних індексів можуть бути винесені з-під оператора сумування:

$$B_{2k_1+1}^{n,inc}(\xi) \equiv B^{n,inc}(\xi); \quad B_{2k_2+1}^{n,ref}(\xi) \equiv B^{n,ref}(\xi); \quad B_{2k_3+1}^{n,prop} \left(\frac{c}{v} \xi' \right) \equiv B^{n,prop} \left(\frac{c}{v} \xi' \right).$$

Розрахунок сум дасть функції Бесселя нульового порядку, узятих з протилежним знаком. У рівності, записаній вище, вони скоротяться, і виходить просте співвідношення між коефіцієнтами-функціями від спектральних параметрів

$$B^{n,inc}(\xi) + B^{n,ref}(\xi) = B^{n,prop}(\xi), \quad (29)$$

де для заломленої хвилі було здійснено обернену масштабувальну заміну.

Коефіцієнти для відбитої та заломленої хвиль у рівності (29) можуть бути пов'язані з коефіцієнтом для падаючої таким чином [25]:

$$\begin{aligned} B^{n,ref}(\xi) &= \frac{1 - \frac{c}{v}}{1 + \frac{c}{v}} B^{n,inc}(\xi) = A_0 \frac{\frac{c}{v} - 1}{\frac{c}{v} + 1} \frac{i\sqrt{\mu_0 R} J_1(\xi R)}{2 \xi \sqrt{\xi}} (\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}); \\ B^{n,prop}(\xi) &= \frac{2}{1 + \frac{c}{v}} B^{n,inc}(\xi) = -A_0 \frac{2}{1 + \frac{c}{v}} \frac{i\sqrt{\mu_0 R} J_1(\xi R)}{2 \xi \sqrt{\xi}} (\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}), \end{aligned} \quad (30)$$

звідки легко записати остаточні вирази для електричних еволюційних коефіцієнтів:

$$\begin{aligned} V_{m_r}^{ref} &= -A_0 \frac{\frac{c}{v} - 1}{\frac{c}{v} + 1} \frac{i\sqrt{\mu_0 R}}{2} (\delta_{m_r,1} + \delta_{m_r,-1}) \frac{J_1(\chi_i R)}{\chi_r \sqrt{\chi_r}} J_0(\chi_r \sqrt{c^2 t^2 - z^2}); \\ V_{m_p}^{prop} &= A_0 \frac{\frac{v}{c}}{1 + \frac{c}{v}} \frac{i\sqrt{\mu_0 R}}{2} (\delta_{m_p,1} + \delta_{m_p,-1}) \frac{J_1(\chi_p R)}{\chi_p \sqrt{\chi_p}} J_0(\chi_p \sqrt{v^2 t^2 - z^2}). \end{aligned} \quad (31)$$

З порівняння еволюційних коефіцієнтів відбитої та заломленої хвиль (31) з падаючою (8) видно, що відносно спектральних параметрів функціональна залежність не змінилася, а тому й обчислення електричних полів нічим не відрізнятиметься від розрахунку падаючої хвилі. Запишемо результуючі вирази для поперечних електричних полів. Відбита хвиля

$$\vec{E}^{ref} = \vec{x} \frac{\frac{c}{v} - 1}{\frac{c}{v} + 1} \frac{\sqrt{\mu_0} A_0 R}{\varepsilon_0 4} \begin{cases} \frac{1}{R}, & 0 < \sqrt{c^2 t^2 - z^2} < R; \\ \frac{1}{2\sqrt{c^2 t^2 - z^2}}, & 0 < \sqrt{c^2 t^2 - z^2} = R; \\ 0, & 0 < R < \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \end{cases} \quad (32)$$

зображена на Рис. 2. Як і падаюча хвиля, відбита відображає прямокутний імпульс. Можна помітити, що зі збільшенням відстані спостереження, тривалість імпульсу падає, а швидкість спадання зменшується. Енергія хвилі спадає пропорційно $\frac{1}{z}$, що підтверджує результати роботи [26], в якій вперше було описане явище електромагнітного снаряду – аномально повільного спадання електромагнітного поля у просторі.

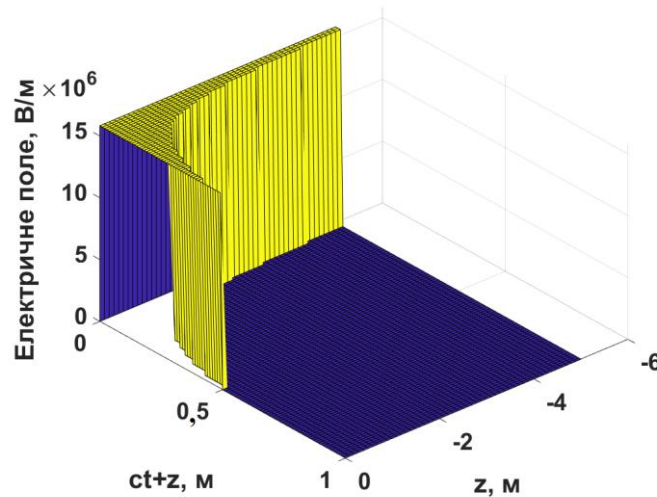


Рис. 2. Поперечна електрична компонента відбитої хвилі ($z < 0, \rho = 0$)
Fig. 2. Transverse electrical component of the reflected wave ($z < 0, \rho = 0$)

Хвиля, що пройшла

$$\vec{E}^{prop} = -\vec{x} \frac{\frac{v}{c}}{1 + \frac{c}{v}} \frac{\sqrt{\mu_0} A_0 R}{\varepsilon_0 4} \begin{cases} \frac{1}{R}, & 0 < \sqrt{v^2 t^2 - z^2} < R; \\ \frac{1}{2\sqrt{v^2 t^2 - z^2}}, & 0 < \sqrt{v^2 t^2 - z^2} = R; \\ 0, & 0 < R < \sqrt{v^2 t^2 - z^2}, \end{cases} \quad (33)$$

показана на Рис. 3. Вона поводить себе як прямокутний імпульс. Це підтверджує однакову функціональну поведінку хвиль (9), (32), (33). Різниця між ними проявляється у параметрах і коефіцієнтах. Аналогічно до Рис. 2, тривалість імпульсу падає зі збільшенням відстані спостереження. Його енергія також зменшується, але зі своєю асимптотикою, і швидкість спадання зменшується. Таким чином, ми вперше спостерігаємо явище електромагнітного снаряду [21, 26, 27] і в підстиляючому середовищі, опромінену імпульсною хвилею.

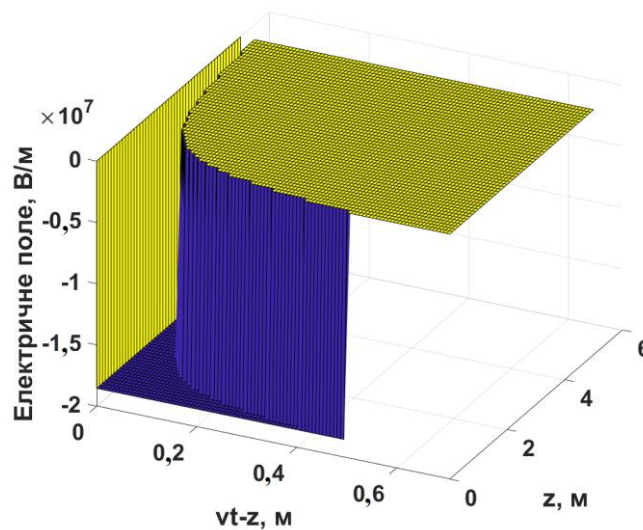


Рис. 3. Поперечна електрична компонента хвилі, що пройшла у середовище ($z > 0, \rho = 0, \varepsilon = 0$)
 Fig. 3. Transverse electrical component of a wave that has passed into the medium ($z > 0, \rho = 0, \varepsilon = 0$)

ВИСНОВКИ

Завдяки еволюційному підходу було аналітично розв'язано у часовому просторі задачу опромінення діелектрика нестационарною хвилею на осі випромінювання. Вперше продемонстроване явище електромагнітного снаряду у середовищі, що опромінене імпульсною електромагнітною хвилею надкороткої тривалості. Отримані результати можна узагальнити для випадку імпульсу довільної форми за допомогою методу інтегралу Дюамеля. Крім того, в подальшому можна розглянути електричне поле для точок спостереження, що не лежать на поздовжній осі. Ще більш цікавим з точки зору енергетичного аналізу є дослідження поведінки поздовжньої електричної та поперечної магнітної компонент.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Taylor JD. Ultrawidebandradar: applications and design. Boca Raton, London, New York: CRC Press; 2012.
2. Blaunstein N, Christodoulou CG. Electromagnetic Aspects of Wave Propagation over Terrain. In Radio Propagation and Adaptive Antennas for Wireless Communication Networks. Wiley; 2014, p. 81 – 116. <https://doi.org/10.1002/9781118816707.ch4>.
3. Li C, Zhao J, Peng S, Lin P. Enhancing Subsurface Diffractions Using Demigration Method. in IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2021 July;18(7):1179-1183. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2020.2998106>
4. Plakhtii V, Dumin O, Pryshchenko O. Kirchhoff Migration Method for Tube Detection with UWB GPR. IEEE 26th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2021); 2021. p. 181-184. doi: <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552330>
5. Smitha N, Ullas Bharadwaj DR, Abilash S, Sridhara SN, Singh V. Kirchhoff and F-K migration to focus ground penetrating radar images. International Journal of Geo-Engineering. 2016 Apr 15;7(1). <https://doi.org/10.1186/s40703-016-0019-6>
6. Windsor CG, Capineri L, Falorni P. A Data Pair-Labeled Generalized Hough Transform for Radar Location of Buried Objects. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2014 Jan;11(1):124–7. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2013.2248119>.
7. Wei Li, Huilin Zhou, Xiaoting Wan. Generalized Hough Transform and ANN for subsurface cylindrical object location and parameters inversion from GPR data. 2012 14th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR). 2012 Jun; <https://doi.org/10.1109/ICGPR.2012.6254874>.
8. Bloemenkamp RF, van den Berg PM. Time-domain gradient-type methods for inversion of the subsurface. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 2001 Digest Held in conjunction with: USNC/URSI National Radio Science Meeting (Cat No01CH37229). <https://doi.org/10.1109/APS.2001.959809>.
9. Zhong W, Jun L, Shengbao Y, Yanju J, Guohua Z. ATTEM: An Instrument System Using Transient Electromagnetic Pulse for Subsurface Imaging. 2006 IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference Proceedings. 2006 Apr; <https://doi.org/10.1109/IMTC.2006.328568>.

10. Teixeira FL, Weng Cho Chew. Finite-difference computation of transient electromagnetic waves for cylindrical geometries in complex media. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2000 Jul;38(4):1530–43. <https://doi.org/10.1109/36.851953>.
11. Pryshchenko O, Dumin O, Plakhtii V, Pochanin G. Subsurface Object Detection in Randomly Inhomogeneous Medium Model. 2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON); 2021 Aug 26; p. 167-171. doi: <https://doi.org/10.1109/UKRCON53503.2021.9575688>.
12. Tretyakov OA. Essentials of Nonstationary and Nonlinear Electromagnetic Field Theory. In: Hashimoto M, Idemen M, Tretyakov OA, editors. *Analytical and numerical methods in electromagnetic wave theory*. Ch. 3. Tokyo: Science House Co., Ltd.; 1993.
13. Nikitskiy SB, Tretyakov OA, Yemelyanov KM. Waveguide propagation of electromagnetic step signal. *MELECON '98 9th Mediterranean Electrotechnical Conference Proceedings (Cat No98CH36056) (MELECON-98)*; 1998. p.263–266. <https://doi.org/10.1109/MELCON.1998.692387>
14. Dumin O, Tretyakov O. Radiation of arbitrary signals by plane disk. *MMET '96 VIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory Proceedings*; Lviv, Ukraine. pp. 248–251. <https://doi.org/10.1109/MMET.1996.565704>
15. Tretyakov OA, Dumin AN. Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2000;54(1):2–15. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v54.i1.10>
16. Dumin OM, Tretyakov OA, Akhmedov RD, Dumina OO. Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics"*. 2014;24(1115):23-28.
17. Akhmedov R, Dumin O, Katrich VA. Impulse radiation of antenna with circular aperture. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018;77(20):1767–84. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v77.i20.10>
18. Havrylenko D, Dumin O, Plakhtii V. Irradiation of Medium by Plane Disk with Uniform Distribution of Transient Current. 2021 IEEE 26th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2021 Sep 8; p. 74-77, <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552298>.
19. Борисов ВВ. Неустановившиеся поля в волноводах. Л.: Изд. ЛГУ; 1991. 156 с.
20. Деканосидзе ЕН. Таблицы цилиндрических функций от двух переменных. М.: Изд. АН СССР; 1956. 492 с.
21. Третьяков ОА, Думин АН. Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем. *Электромагнитные волны & электронные системы*. 1998;3(1):12-22.
22. Прудников АП, Брычков ЮА, Маричев ОИ. Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука; 1983. 752 с.
23. Tretyakov OA. Propagation of Super – Wideband Signals through Waveguides. In: *Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory V (MMET-94)*; 1994; Kharkiv, Ukraine. p. 434.
24. Ватсон ГН. Теория бесселевых функций. ч.1. М.: Изд. иностранной литературы; 1949. 450 с.
25. Тамм ИЕ. Основы теории электричества: Учеб. Пособие для вузов. 11-е изд. испр. и доп. М.: ФИЗМАТЛИТ; 2003. 616 с.
26. Wu TT. Electromagnetic missiles. *J. Appl. Phys*. 1985;57(7):2370–2373.
27. Седин ЛГ. Импульсное излучение антенны (электромагнитный снаряд). *Радиотехника и электроника*. 1991;36(5):1014–1022.
28. Думін ОМ, Плахтій ВА, Прищенко ОА, Широкопад ДВ. Розпізнавання об'єктів під поверхню землі при надширокопasmовій радіоінтроскопії за допомогою штучних нейронних мереж. *Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*. 2018;28:24-29.
29. Influence of denoising of input signal on classification of object location by artificial neural network in ultrawideband radiointroscopy. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics."* 2019;(31):27-5. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-03>
30. Detection and classification of landmines using UWB antenna system and ANN analysis. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics."* 2020;(33):7-19. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-33-01>
31. Discrete tomography method for the processing of ultrawideband subsurface radiolocation by artificial neural network. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics."* 2018;(29):17-6. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2018-29-03>
32. Capineri L, Falorni P, Borgioli G, Bossi L, Pochanin G, Ruban V, et al. Background Removal for the Processing of Scans Acquired with the, "UGO-1st", Landmine Detection Platform. 2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS-Spring). 2019 Jun; p. 3965-3973. <https://doi.org/10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017781>.

REFERENCES

1. Taylor JD. *Ultrawideband radar: applications and design*. Boca Raton, London, New York: CRC Press; 2012.

2. Blaunstein N, Christodoulou CG. Electromagnetic Aspects of Wave Propagation over Terrain. In Radio Propagation and Adaptive Antennas for Wireless Communication Networks. Wiley; 2014, p. 81 – 116. <https://doi.org/10.1002/9781118816707.ch4>.
3. Li C, Zhao J, Peng S, Lin P. Enhancing Subsurface Diffractions Using Demigration Method. in IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2021 July;18(7):1179-1183. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2020.2998106>
4. Plakhtii V, Dumin O, Pryshchenko O. Kirchhoff Migration Method for Tube Detection with UWB GPR. IEEE 26th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED-2021); 2021. p. 181-184. doi: <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552330>
5. Smitha N, Ullas Bharadwaj DR, Abilash S, Sridhara SN, Singh V. Kirchhoff and F-K migration to focus ground penetrating radar images. International Journal of Geo-Engineering. 2016 Apr 15;7(1). <https://doi.org/10.1186/s40703-016-0019-6>
6. Windsor CG, Capineri L, Falorni P. A Data Pair-Labeled Generalized Hough Transform for Radar Location of Buried Objects. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2014 Jan;11(1):124–7. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2013.2248119>.
7. Wei Li, Huilin Zhou, Xiaoting Wan. Generalized Hough Transform and ANN for subsurface cylindrical object location and parameters inversion from GPR data. 2012 14th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR). 2012 Jun; <https://doi.org/10.1109/ICGPR.2012.6254874>.
8. Bloemenkamp RF, van den Berg PM. Time-domain gradient-type methods for inversion of the subsurface. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 2001 Digest Held in conjunction with: USNC/URSI National Radio Science Meeting (Cat No01CH37229). <https://doi.org/10.1109/APS.2001.959809>.
9. Zhong W, Jun L, Shengbao Y, Yanju J, Guohua Z. ATTEM: An Instrument System Using Transient Electromagnetic Pulse for Subsurface Imaging. 2006 IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference Proceedings. 2006 Apr; <https://doi.org/10.1109/IMTC.2006.328568>.
10. Teixeira FL, Weng Cho Chew. Finite-difference computation of transient electromagnetic waves for cylindrical geometries in complex media. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2000 Jul;38(4):1530–43. <https://doi.org/10.1109/36.851953>.
11. Pryshchenko O, Dumin O, Plakhtii V, Pochanin G. Subsurface Object Detection in Randomly Inhomogeneous Medium Model. 2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON); 2021 Aug 26; p. 167-171. doi: <https://doi.org/10.1109/UKRCON53503.2021.9575688>.
12. Tretyakov OA. Essentials of Nonstationary and Nonlinear Electromagnetic Field Theory. In: Hashimoto M, Idemen M, Tretyakov OA, editors. Analytical and numerical methods in electromagnetic wave theory. Ch. 3. Tokyo: Science House Co., Ltd.; 1993.
13. Nikitskiy SB, Tretyakov OA, Yemelyanov KM. Waveguide propagation of electromagnetic step signal. MELECON '98 9th Mediterranean Electrotechnical Conference Proceedings (Cat No98CH36056) (MELECON-98); 1998. p.263–266. <https://doi.org/10.1109/MELCON.1998.692387>
14. Dumin O, Tretyakov O. Radiation of arbitrary signals by plane disk. MMET '96 VIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory Proceedings; Lviv, Ukraine. pp. 248–251. <https://doi.org/10.1109/MMET.1996.565704>
15. Tretyakov OA, Dumin AN. Emission of Nonstationary Electromagnetic Fields by a Plane Radiator. Telecommunications and Radio Engineering. 2000;54(1):2–15. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v54.i1.10>
16. Dumin OM, Tretyakov OA, Akhmedov RD, Dumina OO. Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”. 2014;24(1115):23-28.
17. Akhmedov R, Dumin O, Katrich VA. Impulse radiation of antenna with circular aperture. Telecommunications and Radio Engineering. 2018;77(20):1767–84. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v77.i20.10>
18. Havrylenko D, Dumin O, Plakhtii V. Irradiation of Medium by Plane Disk with Uniform Distribution of Transient Current. 2021 IEEE 26th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED). 2021 Sep 8; p. 74-77, <https://doi.org/10.1109/DIPED53165.2021.9552298>.
19. Borisov VV. Unsteady fields in waveguides. L.: Ed. LGU; 1991. 156 p. (In Russian)
20. Dekanosidze EN. Tables of cylindrical functions of two variables. M.: Ed. Academy of Sciences of the USSR; 1956. 492 p. (In Russian)
21. Tretyakov OA, Dumin AN. Radiation of non-stationary electromagnetic fields by a flat radiator. Electromagnetic waves & electronic systems. 1998;3(1):12-22. (In Russian)
22. Prudnikov AP, Brychkov YuA, Marichev OI. Integrals and series. Special features. M.: Nauka; 1983. 752 p. (In Russian)
23. Tretyakov OA. Propagation of Super – Wideband Signals through Waveguides. In: Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory V (MMET-94); 1994; Kharkiv, Ukraine. p. 434.
24. Watson GN. Theory of Bessel functions. part 1. M.: Ed. foreign literature; 1949. 450 p. (In Russian)
25. Tamm IE. Fundamentals of the theory of electricity. Proc. Allowance for universities. 11th ed. correct and additional Moscow: FIZMATLIT; 2003. 616 p. (In Russian)
26. Wu TT. Electromagnetic missiles. J. Appl. Phys. 1985;57(7):2370–2373.

27. Sodin LG. Antenna impulse radiation (electromagnetic projectile). *Radio engineering and electronics*. 1991;36(5):1014–1022. (In Russian)
28. Dumin OM, Plakhtiy VA, Prishchenko OA, Shirokorad DV. Recognition of objects under the surface of the earth with over-wide-space radio-introspection for the help of piece-wise neural networks. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”*. 2018;28:24-29. (In Ukrainian)
29. Influence of denoising of input signal on classification of object location by artificial neural network in ultrawideband radiointrospection. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”* 2019;(31):27-5. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2019-31-03>
30. Detection and classification of landmines using UWB antenna system and ANN analysis. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics.”* 2020;(33):7-19. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2020-33-01>
31. Discrete tomography method for the processing of ultrawideband subsurface radiolocation by artificial neural network. *Visnyk of VN Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics.”* 2018;(29):17-6. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2018-29-03>
32. Capineri L, Falorni P, Borgioli G, Bossi L, Pochanin G, Ruban V, et al. Background Removal for the Processing of Scans Acquired with the, “UGO-1st”, Landmine Detection Platform. 2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS-Spring). 2019 Jun; p. 3965-3973. <https://doi.org/10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017781>.

Стаття надійшла до редакції: 22 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 25 жовтня 2021 р.

TIME DOMAIN ANALYSIS OF IMPULSE ELECTROMAGNETIC FIELD AT THE INTERFACE OF TWO MEDIA

D. I. Havrylenko¹, O. M. Dumin¹, V. A. Plakhtii¹

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

Background. Ultrashort pulses of electromagnetic field are widely used in construction, archeology and demining, etc., by constructing effective georadars of the underlying surface, but theoretical study of physical processes of irradiation of medium is had a limit range of simplified model problems, usually in frequency domain. Therefore, the solutions of the problems of penetration of a pulsed wave with arbitrary time dependence into material medium are of special importance for understanding the possibilities and limitations of georadar’s study.

Objectives. To obtain the analytical solution in time domain of the problems of reflection and propagation of a impulse electromagnetic wave through the interface of two media, which is the first model approximation to the description of physical processes that occur during operation of pulsed ultrawideband radar.

Materials and methods. The problem of irradiation by nonstationary electric field of a lossless medium with a given permittivity is solved analytically by application of evolutionary approach. It consists in solving of Cauchy’s problem for the second-order partial differential equation Klein–Gordon type with respect to evolutionary coefficients. The components of the electromagnetic field in free space are found by integration by spectral parameters and summation by angular modes with appropriate combinations of basis functions.

Results. Cauchy’s problems for differential equations that describe the behavior of reflected and refracted waves are solved. The electrical transverse components of the reflected and refracted waves as a function of time on the longitudinal axis were found for the case of irradiation with the step-like time dependence. Graphs of dependence of electric components on time and coordinates are plotted and analyzed.

Conclusion. The phenomenon of an electromagnetic missiles in the medium that was irradiated by a pulsed electromagnetic wave of ultrashort duration was demonstrated for the first time. The obtained results can be generalized for the case of an arbitrary impulse by the Duhamel’s integral method. In addition, the electric field for observation point that do not lie on the longitudinal axis can be considered. An even more interesting continuation of the researches in terms of energy analysis is the study of the behavior of longitudinal electric and transverse magnetic components.

KEY WORDS: electric transversal component, evolutionary equations, non-stationary field, electromagnetic missiles, ultrashort impulse, evolutionary coefficient of electric component of the field

The article was received by the editors: September 22 2021.

The article is recommended for printing: October 25 2021

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-05>

УДК 537.811, 537.621

Я. С. ВОЛЬВАЧ¹, к. ф.-м. наук, інженер

e-mail: ivolvach@eng.ucsd.edu ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-0537-2092>

О. М. ДУМІН², д. ф.-м. наук, доц.

e-mail: dumin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5067-9689>

В. А. ПЛАХТІЙ², аспірант, м.н.с

e-mail: plakhtii@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-0442-2716>

П. Г. ФОМІН², студент

e-mail: miroriiis@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-6346-4270>

¹ Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0418, USA

² Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4

ПІДВИЩЕННЯ ПОТУЖНОСТІ ГЕНЕРАТОРА НА НЕЛІНІЙНІЙ МАГНІТНІЙ НАНОСТРУКТУРІ

Актуальність. Одним з найбільш перспективних напрямів розвитку сучасної електроніки вважається створення приладів спінтроніки, які повинні прийти на заміну традиційним напівпровідниковим елементам. Використання спіну електрона як носія інформації в магнітних наноструктурах може докорінно змінити сучасне життя.

Мета роботи. Метою даної роботи є пошук способів підвищення потужності генератора на магнітній наноструктурі шляхом зміни його електричної схеми та більш оптимальних зовнішніх електромагнітних параметрів, що впливають на стан електронів у досліджуваній шаруватій структурі.

Матеріали та методи. Вирішення поставленої задачі проводиться шляхом числового моделювання магнітної наноструктури за допомогою спеціально створеного мікромагнітного симулятора, в якому реалізований алгоритм одночасного розв'язання системи рівнянь Максвелла та Ландау-Ліфшиця-Гільберта. Розв'язання такої складної задачі прискорюється використанням квазістатичного наближення при розв'язанні системи рівнянь Максвелла, що є обгрунтованим через малі розміри розрахункової області і порівнянні із глибиною скін-шару. Подальші розрахунки електродинамічної системи проводяться за допомогою метода скінченних елементів. Для отримання кращих частотних та енергетичних параметрів генератора пропонується введення резонансної ланки до принципової схеми досліджуваного генератора, який збуджується короткими наносекундними імпульсами.

Результати. Запропонована схема генератора на магнітній наноструктурі, що містить резонатор із зосередженими параметрами, та отримана в загальному вигляді система нелінійних інтегро-диференціальних рівнянь відносно електричних струмів. Числовий розрахунок цієї системи, що включає окрім розрахунку схеми ще й моделювання нелінійної електродинамічної структури методом скінченних елементів. Отримані енергетичні і спектральні характеристики досліджуваного генератора. Проведений пошук оптимальних значень геометричних параметрів наноструктури та величини зовнішнього поздовжнього підмагнічування.

Висновки. Внаслідок складної природи нелінійних процесів у магнітній наноструктурі використання зовнішнього резонатора, який би міг покращити спектральні параметри згенерованого струму, не дало помітного покращення. Вплив величини зовнішнього намагнічення на вихідну потужність генератора є складним і нелінійним, але, в цілому, зменшення рівня намагнічування призводить до помітного зменшення потужності. Встановлено, що для покращення енергетичних характеристик генератора оптимальною є товщина магнітного шару у 6 нм.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: часовий простір, рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта, нелінійна магнітна наноструктура, квазістатичне наближення, параметричний генератор

Як цитувати: Вольвач ЯС, Думін ОМ, Плахтій ВА, Фомін ПГ. Підвищення потужності генератора на нелінійній магнітній наноструктурі. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:56-63. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-05>

In cites: Volvach IS, Dumin OM, Plakhtii VA, Fomin PG. Increasing power of generator on nonlinear magnetic nanostructure. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2021;35:56-63. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-05>

ВСТУП

Магніторезистивна пам'ять з довільним доступом (MRAM) вважається перспективною технологією постійної пам'яті через її тривале зберігання даних і надійність [1]. Для розрахунку нанорозмірних магнітних

© Вольвач Я. С., Думін О. М., Плахтій В. А., Фомін П. Г., 2021

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

елементів використовують метод скінчених елементів [2] або метод скінчених різниць [3]. Для прискорення розрахунку таких задач розвивають методи адаптації симуляторів для паралельного розрахунку на графічних процесорах [4]. Науковці розробляють окремі електродинамічні симулятори, які можуть точніше та швидше розраховувати та оптимізувати магнітні наноструктури [2], [5-6]. Проте для отримання пристрою з конкретними вихідними параметрами, наприклад, частотою генерації, заданим робочим діапазоном частот, потужністю генерації, геометричними розмірами тощо необхідно проведення оптимізації. Так, наприклад, в низці робіт [7-11] описані методи оптимізації, за допомогою яких можна розрахувати параметри системи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

На основі схеми генератора, представленій в попередній роботі [12], пропонується покращена схема, в якій для покращення спектрального складу коливань додатково введений послідовний резонансний контур, як показано на Рис. 1. Через взаємний вплив схеми пристрою на нелінійну наноструктуру необхідно провести всебічний аналіз запропонованої моделі. Були вибрані такі початкові параметри пристрою та стали числового моделювання (Рис. 1): $C1 = 7e-12$ Ф, $L1 = 0,3e-6$ Гн, $R1 = 10$ Ом, $Rsv = 1000$ Ом, $d = 6e-7$ см, $dt = 0,01e-12$, $V_{max} = 11$ В, $f0 = 0.1e9$ Гц.

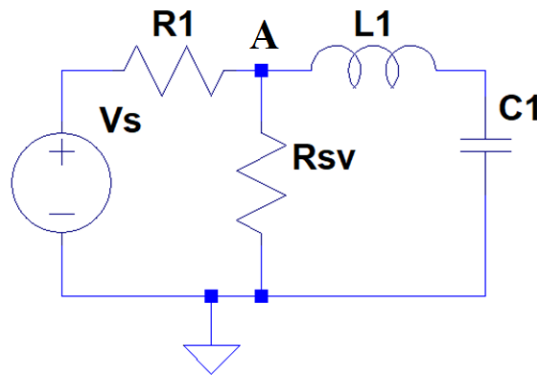


Рис. 1 Принципова схема генератора на нелінійній наноструктурі R_{sv} , що збуджується короткими імпульсами V_s наносекундної тривалості.

Fig. 1 Schematic circuit of the generator on a nonlinear nanostructure R_{sv} excited by short pulses V_s of nanosecond duration.

Часові залежності струмів були розраховані за допомогою підходів, описаних в [7, 12], де паралельно розв'язуються пов'язані диференціальні рівняння Ландау-Ліфшиця-Гілберта (LLGE) та магнітоквазістатичні рівняння Максвелла (PM).

РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ

Рівняння напруги для лівого кола:

$$R_1 I_1 + R_{sv} I_{sv} = V_s. \quad (1)$$

Рівняння напруги для правого кола,

$$R_{sv} I_{sv} = L_1 \frac{dI_{L1}}{dt} + \frac{1}{C_1} \int I_{C1} dt. \quad (2)$$

Відповідно до схеми, ми маємо ємність $C1$ та індуктивність $L1$, які з'єднані послідовно $I_{C1} = I_{L1}$. Для вузла А маємо,

$$I_1 = I_{sv} + I_{L1}, \quad (3)$$

де

$$I_1 = \frac{V_s - R_{sv} I_{sv}}{R_1}, \quad (4)$$

як слідує з (1). Тоді

$$\frac{dI_{L1}}{dt} = \frac{1}{L_1} \left(R_{sv} (I_1 - I_{L1}) - \frac{1}{C_1} \int I_{C1} dt \right), \quad (5)$$

де використано, згідно (3),

$$I_{sv} = I_1 - I_{L1}. \quad (6)$$

Таким чином, у вигляді (5), постановка задачі допускає застосування ітеративної процедури знаходження шуканих параметрів електричного кола.

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ

В попередній роботі [1] був описаний підхід, за допомогою якого можна розраховувати подібні структури. Проведена оптимізація генератора з метою підвищення результуючої потужності високочастотної генерації шляхом підбору належної комбінації параметрів задачі.

На Рис. 2 зображена часова залежність струму через індуктивність L_1 .

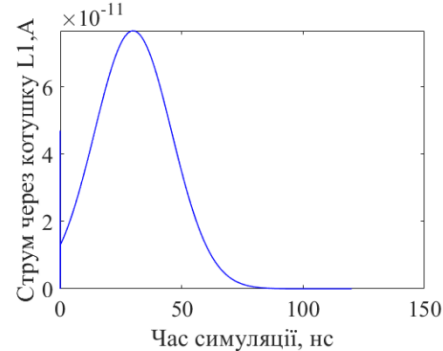


Рис. 2 Залежність сили струму через індуктивність L_1 від часу.
Fig. 2 Time dependence of current amplitude through inductance L_1 .

В процесі протікання струму гаусової форми через нелінійний елемент R_{sv} в ньому з'являються високочастотні коливання магнітних компонент, а саме, зміна m_x та m_y . Цей процес зміни намагнічування в трьох напрямках представлений на Рис. 3.

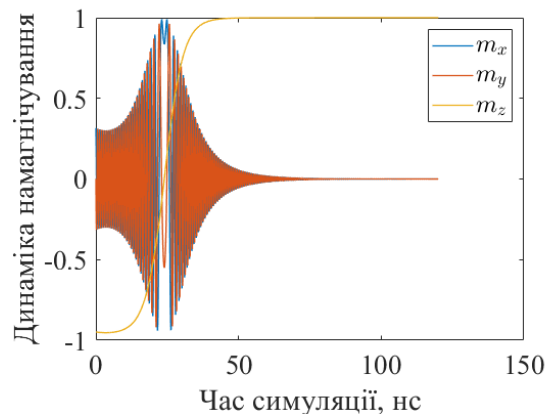


Рис. 3 Залежність намагніченості від часу
Fig. 3 Time dependence of magnetization

Як наслідок коливання магнітних компонент викликає зміну миттєвого опору R_{sv} . Це можна помітити на часовій залежності сили струму через цей елемент, як відображено на Рис. 4.

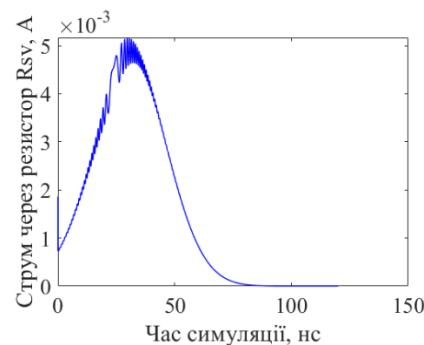


Рис. 4 Залежність сили струму через нелінійний опір R_{sv} від часу.
Fig. 4 Time dependence of current through nonlinear resistance R_{sv} .

Виявилось, що візуально струм через резистор R_1 майже не відрізняється від струму через нелінійний елемент, що представлено на Рис. 5.

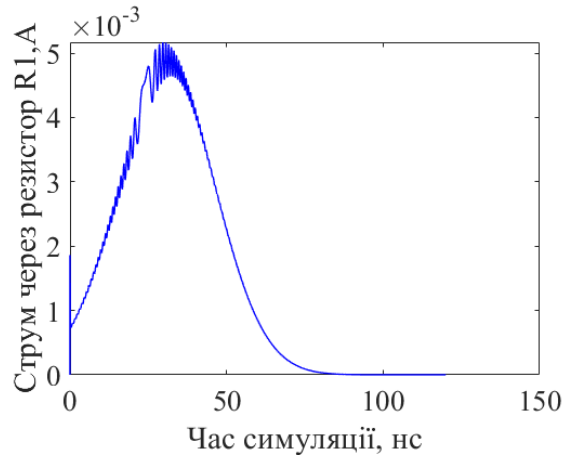


Рис. 5 Залежність сили струму через опір R_1 від часу.
Fig. 5 Time dependence of current through resistance R_1 .

Для кращої оцінки характеристик виникаючого високочастотного коливання застосований фільтр високих частот, що дозволяє виділити малу амплітуду генерованого коливання (Рис. 6) та прибрати збуджуючий імпульс (Рис. 2).

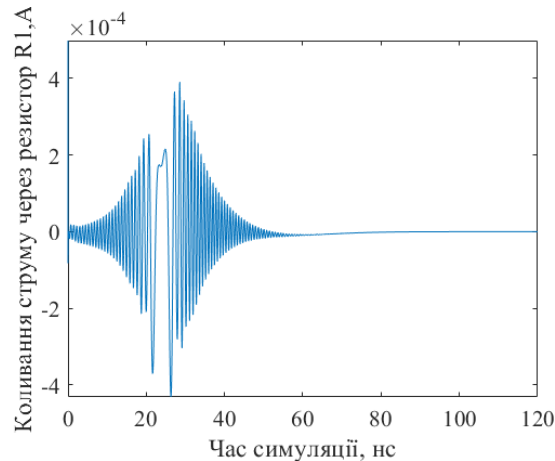


Рис. 6 Залежність високочастотної складової струму через резистор R_1 від часу.
Fig. 6 Time dependence of the high-frequency component of the current through the resistor R_1 .

Для кращої оцінки характеристик виникаючого високочастотного коливання, а саме частоти генерації та його загальної потужності, розрахований спектр амплітуди сили струму через резистор R_1 . На Рис. 7 зображений типовий приклад спектру коливань, які виникають на резисторі R_1 .

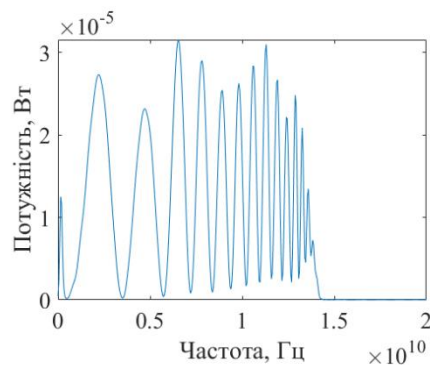


Рис. 7 Частотна залежність потужності високочастотної складової через опір R_1 .
Fig. 7 Frequency dependence of the power of the high-frequency component through the resistance R_1 .

Для підвищення потужності високочастотного коливання було проведено дослідження впливу початкових параметрів на енергію вихідного коливання. Так, на Рис. 8 зображена залежність потужності сигналу від амплітуди поздовжньої магнітної компоненти m_z . Бачимо, що найбільша енергія сигналу досягається при амплітуді m_z рівній -1 і при її збільшенні потужність монотонно спадає.

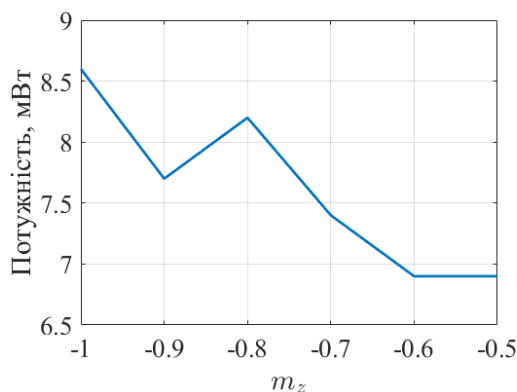


Рис. 8 Залежність потужності високочастотної складової від рівня усередненої за об'ємом z складової нормованої намагніченості

Fig. 9 Dependence of the power of the high-frequency component on the level of the volume-averaged component z of the normalized magnetization

Для значення усередненої за об'ємом нормованої намагніченості $m_z = -1$ було проведено дослідження впливу товщини нелінійного магнітного шару елемента R_{sv} (Рис. 9). Було встановлено, що максимальна потужність сигналу досягається при товщині, рівній 6 нм.

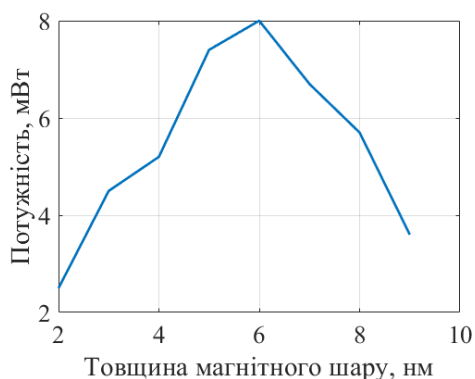


Рис. 9 Залежність потужності високочастотної складової від товщини магнітного шару

Fig. 8 Dependence of the power of the high-frequency component on the thickness of the magnetic layer

ВИСНОВОК

В даній роботі були проаналізовані умови генерації високочастотних коливань нелінійної магнітної наноструктури. З'ясовано, що максимальна вихідна потужність генерації досягається при товщині нелінійного магнітного шару у 6 нм та коли значення нормованої поздовжньої намагніченості дорівнює -1. Для обраної моделі вдалось отримати найвищу частоту спектру генерованих коливань у 15 ГГц.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Ikegawa S, Mancoff FB, Janesky J, Aggarwal S. Magnetoresistive Random Access Memory: Present and Future. IEEE Transactions on Electron Devices. April 2020;67(4):1407-1419. <https://doi.org/10.1109/TED.2020.2965403>
2. Fischbacher T, Franchin M, Bordignon G, Fangohr H. A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag. IEEE Trans. Magn. June 2007;43(6):2896-2898. <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2007.893843>

3. Recio G, Estebanez C. Micromagnetic modeling on magnetization dynamics with lossy magnetic material in thin film heads by FDTD calculations. *Appl. Comput. Electrom.* Sept. 2012;27(9):717–725.
4. Lopez-Diaz L, Aurelio D, Torres L, Martinez E, Hernandez-Lopez M.A, Gomez J, Alejos O, Carpentieri M, Finocchio G, Consolo G. Micromagnetic simulations using Graphics Processing Units. *J. Phys. D: Appl. Phys.* July 2012;45(32):323001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/32/323001>
5. Vansteenkiste A, Wiele BV. MuMax: a new high performance micromagnetic simulation tool. *J. Magn. Magn. Mater.* Nov. 2011;323(21):2585–2591. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2011.05.037>
6. Chang R, Li S, Lubarda MV, Livshitz B, Lomakin V. FastMag: Fast micromagnetic simulator for complex magnetic structures (invited). *Journal of Applied Physics.* 2011;109:07D358. <https://doi.org/10.1063/1.3563081>
7. Couture S, Chang R, Volvach I, Goncharov A, Lomakin V. Coupled finite-element micromagnetic-integral equation electromagnetic simulator for modeling magnetization-eddy currents dynamics. *IEEE Transactions on Magnetics.* December 2017;53(12). <https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2745470>
8. Volvach I, Kuteifan M, Lubarda MV, Lomakin V. Circuit-Integrated Micromagnetic Modeling of MRAM Devices. 62-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Pittsburgh, Pennsylvania. Nov 6-10, 2017. p. 658.
9. Kuteifan M, Volvach I, Lomakin V. Forward Flux Sampling Method with Spin Transfer Torque for the Calculation of Thermal Relaxation Times of Free Layers. 62-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Pittsburgh, Pennsylvania. Nov 6-10, 2017. p. 659.
10. Volvach I, Kuteifan M, Marko V, Lubarda MV, Lomakin V. Circuit-Integrated Micromagnetic Modeling of MRAM Devices. Special joint poster session on MRAM. IEEE 63-rd International Electron Devices Meeting IEDM. San Francisco, California. Dec 4–7, 2016.
11. Volvach I, Kuteifan M, Lubarda MV, Lomakin V. Integrating FastMag with NGSPICE Framework. Research Review & Advisory Council Meeting (CMRR). San Diego, California. May 18-19, 2017. p. 19.
12. Вольвач ЯС, Думін ОМ, Плахтій ВА, Прищенко ОА. Генератор коливань на нелінійній магнітній наноструктурі. *Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка.* 2018;28:34–43.

REFERENCES

1. Ikegawa S, Mancoff FB, Janesky J, Aggarwal S. Magnetoresistive Random Access Memory: Present and Future. *IEEE Transactions on Electron Devices.* April 2020;67(4):1407-1419. <https://doi.org/10.1109/TED.2020.2965403>
2. Fischbacher T, Franchin M, Bordignon G, Fangohr H. A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag. *IEEE Trans. Magn.* June 2007;43(6):2896–2898. <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2007.893843>
3. Recio G, Estebanez C. Micromagnetic modeling on magnetization dynamics with lossy magnetic material in thin film heads by FDTD calculations. *Appl. Comput. Electrom.* Sept. 2012;27(9):717–725.
4. Lopez-Diaz L, Aurelio D, Torres L, Martinez E, Hernandez-Lopez M.A, Gomez J, Alejos O, Carpentieri M, Finocchio G, Consolo G. Micromagnetic simulations using Graphics Processing Units. *J. Phys. D: Appl. Phys.* July 2012;45(32):323001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/32/323001>
5. Vansteenkiste A, Wiele BV. MuMax: a new high performance micromagnetic simulation tool. *J. Magn. Magn. Mater.* Nov. 2011;323(21):2585–2591. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2011.05.037>
6. Chang R, Li S, Lubarda MV, Livshitz B, Lomakin V. FastMag: Fast micromagnetic simulator for complex magnetic structures (invited). *Journal of Applied Physics.* 2011;109:07D358. <https://doi.org/10.1063/1.3563081>
7. Couture S, Chang R, Volvach I, Goncharov A, Lomakin V. Coupled finite-element micromagnetic-integral equation electromagnetic simulator for modeling magnetization-eddy currents dynamics. *IEEE Transactions on Magnetics.* December 2017;53(12). <https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2745470>
8. Volvach I, Kuteifan M, Lubarda MV, Lomakin V. Circuit-Integrated Micromagnetic Modeling of MRAM Devices. 62-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Pittsburgh, Pennsylvania. Nov 6-10, 2017. p. 658.
9. Kuteifan M, Volvach I, Lomakin V. Forward Flux Sampling Method with Spin Transfer Torque for the Calculation of Thermal Relaxation Times of Free Layers. 62-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Pittsburgh, Pennsylvania. Nov 6-10, 2017. p. 659.
10. Volvach I, Kuteifan M, Marko V, Lubarda MV, Lomakin V. Circuit-Integrated Micromagnetic Modeling of MRAM Devices. Special joint poster session on MRAM. IEEE 63-rd International Electron Devices Meeting IEDM. San Francisco, California. Dec 4–7, 2016.
11. Volvach I, Kuteifan M, Lubarda MV, Lomakin V. Integrating FastMag with NGSPICE Framework. Research Review & Advisory Council Meeting (CMRR). San Diego, California. May 18-19, 2017. p. 19.

12. Volvach IS, Dumin OM, Plakhtii VA, Pryshchenko OA. Oscillation generator on a nonlinear magnetic nanostructure. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2018;28:34–43. (In Ukrainian)

Стаття надійшла до редакції: 10 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 25 жовтня 2021 р.

INCREASING POWER OF GENERATOR ON NONLINEAR MAGNETIC NANOSTRUCTURE

I. S. Volvach¹, O. M. Dumin², V. A. Plakhtii², P. G. Fomin²

¹ *Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0418, USA*

² *V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine*

Background: One of the most promising areas of development of modern electronics is the creation of spintronic devices, which should replace the traditional semiconductor elements. The use of electron spin as a carrier of information in magnetic nanostructures can radically change modern life.

Objectives: The aim of this work is to find ways to increase the power of the generator on the magnetic nanostructure by changing its electrical circuit and more optimal external electromagnetic parameters that affect the state of electrons in the studied layered structure.

Materials and methods: The solution of this problem is carried out by numerical simulation of the magnetic nanostructure using a specially created micromagnetic simulator, which implements an algorithm for the simultaneous solution of the system of Maxwell and Landau-Lifshitz-Hilbert equations. The solution of such a complex problem is accelerated by the use of a quasi-static approximation in solving the system of Maxwell's equations, which is justified by the small size of the calculation area compared to the depth of the skin layer. Further calculations of the electrodynamic system are performed using the finite element method. To obtain the best frequency and energy parameters of the generator, it is proposed to introduce a resonant circuit to the schematic diagram of the studied generator, which is excited by short nanosecond pulses.

Results: A scheme of a generator on a magnetic nanostructure containing a resonator with concentrated parameters is proposed, and a system of nonlinear integro-differential equations with respect to electric currents is obtained in general. Numerical calculation of this system includes, in addition to the calculation of the scheme, also the modeling of a nonlinear electrodynamic structure by the finite element method. The energy and spectral characteristics of the studied generator are obtained. The search for the optimal values of the geometric parameters of the nanostructure and the magnitude of the external longitudinal magnetization is carried out.

Conclusions: Due to the complex nature of nonlinear processes in the magnetic nanostructure, the use of an external resonator, which could improve the spectral parameters of the generated current, did not give a noticeable improvement. The influence of the value of the external magnetization on the output power of the generator is complex and nonlinear, but, in general, a decrease in the level of magnetization leads to a significant decrease in power. It is established that the thickness of the magnetic layer of 6 nm is optimal for improving the energy characteristics of the generator.

KEY WORDS: time domain, Landau-Lifshitz-Gilbert equation, nonlinear magnetic nanostructure, quasistatic approximation, parametric generator

The article was received by the editors: September 10 2021

The article is recommended for printing: October 25 2021.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-06>

УДК 550.388

Л. Ф. ЧОРНОГОР¹, д.ф.-м. наук, проф.

e-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5777-2392>

Л. І. МИЛОВАНОВА¹, інж.

e-mail: lidatext@gmail.com

Ю. Б. МИЛОВАНОВ¹, к.ф.-м. наук, старший науковий співробітник

e-mail: hobit1957@gmail.com

А. М. ЦИМБАЛ¹, к.ф.-м. наук, доц.

e-mail: A.Tsymbal@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-5274-8876>

Y. LUO, аспірант

e-mail: yiyangluo@163.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-3376-5814>

¹Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Україна, 61022, м. Харків, м-н Свободи, 4

ЕФЕКТИ СОНЯЧНОГО ЗАТЕМНЕННЯ 10 ЧЕРВНЯ 2021 р. В ІОНОСФЕРІ НАД ХАРКОВОМ: РЕЗУЛЬТАТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДУВАННЯ

Актуальність. Іоносферні ефекти сонячних затемнень (СЗ) вивчаються понад 100 років. Дослідження активізувалися в 1960–1970 рр., коли широко стали використовуватися ракетні та супутникові методи, мережа іонозондів, радарі некогерентного розсіяння. Встановлено основні закономірності прояву СЗ в іоносфері: зменшення концентрації електронів, температур електронів, іонів і нейтралів, зміна динамічного режиму, генерація акустико-гравітаційних хвиль. Поряд із закономірностями, що повторюються, мають місце й особливості, властиві даному СЗ. З цієї причини вивчення ефектів кожного нового затемнення є актуальною задачею.

Мета цієї роботи – виклад результатів аналізу параметрів іонограм, зареєстрованих за допомогою цифрового іонозонда, розміщеного в Радіофізичній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна.

Методи і методологія. Для спостереження за станом іоносфери використовувався несерійний цифровий іонозонд, розроблений у ХНУ імені В. Н. Каразіна. Розміщений в Радіофізичній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна (49°38' пн. ш., 36°20' сх. д.). Методика обробки зводилася до наступного. Після побудови часових рядів для частот f_oF2 та f_{min} , а також діючої висоти відбиття, обчислювався тренд і різниця вихідного ряду та тренду. За значеннями $f_oF2(t)$ визначалися концентрація електронів $N(t)$ та її приріст $\Delta N(t)$. Для визначення спектрального складу проводився системний спектральний аналіз залежностей $\Delta N(t)$.

Результати. Виявлено максимальне зменшення концентрації електронів у максимумі шару F2 іоносфери на 3.7–3.8%. Це значення виявилось дуже близьким до розрахункового 3.5–3.8%. Встановлено, що час запізнювання спостереження мінімального значення концентрації електронів по відношенню до максимального значення фази затемнення становило 12.5 хв, що дуже близько до розрахункового часу 12.8 хв. За часом запізнювання оцінений коефіцієнт лінійної рекомбінації ($1.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) і швидкість іоноутворення ($3.8\text{--}3.9 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). СЗ супроводжувалося генерацією квазіперіодичних коливань концентрації електронів і діючої висоти шару F2 з періодом 10–15 хв і амплітудами 1.7–4% та 9.1–11.4% відповідно. Протягом СЗ у 3–4 рази зменшився рівень флуктуацій мінімальної спостережуваної на іонограмах частоти. Крім того, мало місце зменшення усереднених значень f_{min} від 3 до 2.85 МГц (на 5%), що свідчило про зменшення поглинання радіохвилі та концентрації електронів у нижній іоносфері (висоти менше 100 км). За оцінками це зменшення складало близько 2% (з даних спостережень 2.2%).

Висновки. Часткове СЗ з дуже невеликими максимальними значеннями фази (0.112) та відносної площі покриття диска Сонця (4.4%) призвело до ряду спостережуваних за допомогою іонозонда ефектів в іоносфері.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: сонячне затемнення, іоносфера, іонозонд, діюча висота, концентрація електронів, максимальне зменшення, квазіперіодичні коливання

Як цитувати: Черногор ЛФ, Милованова ЛІ, Милованов ЮБ, Цимбал АМ, Луо Y. Ефекти сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в іоносфері над Харковом: результати вертикального зондування. Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:64-83. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-06>

In cites: Chernogor LF, Mylovanova LI, Mylovanov YuB, Tsymbal AM, Luo Y. Effects from the June 10, 2021 solar eclipse in the ionosphere over Kharkiv: results from ionosonde measurements. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”. 2021;35:64-83. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-06>

© Черногор Л. Ф., Милованова Л. І., Милованов Ю. Б., Цимбал А. М., Луо Y., 2021

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

ВСТУП

Іоносферні ефекти сонячних затемнень (СЗ) вивчаються понад 100 років [1, 2]. Дослідження активізувалися в 1960–1970 рр., коли широко стали використовуватися ракетні та супутникові методи, мережа іонозондів, радарі некогерентного розсіяння [3–11]. У 1990–2000-і рр. з'явилися і стали активно використовуватися GPS-технології [12, 13].

Встановлено основні закономірності прояву СЗ в іоносфері: зменшення концентрації електронів, температур електронів, іонів і нейтралів, зміна динамічного режиму, генерація акустико-гравітаційних хвиль [14–58]. Поряд із закономірностями, що повторюються, мають місце й особливості, властиві даному СЗ [59]. З цієї причини вивчення ефектів кожного нового затемнення є актуальною задачею.

Якісно новий рівень досліджень ефектів СЗ став можливим після формулювання в 1980-х рр. Л. Ф. Черногором основ системної парадигми (див., наприклад, [60–64]). Згідно цієї парадигми, потоки енергії, речовини і випромінювань “зверху” призводять до активізації процесів у системі Сонце – міжпланетне середовище – магнітосфера – іоносфера – атмосфера – Земля (внутрішні оболонки) (СМСМІАЗ), а потоки “знизу” – до активізації процесів у системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера (ЗАІМ). Важливо, що системи СМСМІАЗ і ЗАІМ – відкриті динамічні стохастичні та нелінійні. У таких системах мають місце нетривіальні взаємодії підсистем: змінюваність регулярних і випадкових процесів, самоорганізація та динамічний (детермінований) хаос, тригерні вивільнення енергії і т.п. [60–64].

СЗ – одне із високоенергетичних джерел, що впливають на підсистеми в системі СМСМІАЗ.

Особливістю затемнення 10 червня 2021 р. для процесів над Харковом була незначна фаза затемнення $M \approx 0.11$. Тим не менш, ефекти СЗ у підсистемах системи СМСМІАЗ виявлені й описані в роботах [65–70].

В роботі [65] аналізується тепловий ефект в приземній атмосфері. Автор [66] описав ефект конвекції в приземній атмосфері. У роботах [67, 68] викладаються результати дослідження геомагнітного ефекту в широкому діапазоні широт. У статтях [69, 70] описані іоносферні ефекти СЗ.

Мета цієї роботи – виклад результатів аналізу параметрів іонограмм, зареєстрованих за допомогою цифрового іонозонда, розміщеного в Радіофізичній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО СОНЯЧНЕ ЗАТЕМНЕННЯ

Кільцеподібне СЗ мало максимальну фазу ($M \geq 0.90$) у високих широтах (Рис. 1). Затемнення почалося над Канадою, перемістилося через Атлантичний океан, Гренландію, Північний полюс, північну частину Європи й Азії. Часткове СЗ спостерігалось аж до Італії, Греції, півдня України, Монголії та Китаю.

Фаза затемнення в Харкові не перевищувала 0.112. При цьому затінена частина площі диска A становила близько 4.4%. Затемнення почалося о 10:42 UT і закінчилося о 12:12 UT (UT – всесвітній час).

Цим моментам всесвітнього часу відповідає поясний час 13:42 і 15:12. Максимальна фаза затемнення відзначалася об 11:28 UT або о 14:28 поясного часу.

СТАН КОСМІЧНОЇ ПОГОДИ

Для виділення ефектів СЗ важливо знати стан іоносфери, який визначається станом космічної погоди. Останній аналізувався на підставі даних сайтів [<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>] і [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>]. Для подальшого дослідження суттєво те, що 10 червня 2021 р. після 00:00 UT спостерігався раптовий початок досить слабкої магнітної бурі [69]. Значення Dst -індексу при цьому не перевищувало 8 нТл, а Kp -індексу – 1. Поблизу опівдня значення Dst -індексу опустилося до –33 нТл і закінчилася головна фаза магнітної бурі. Далі відзначалася фаза відновлення, яка тривала 10, 11 і 12 червня 2021 г. Індекс Kp збільшувався до 3–4.

Замість сусіднього дня 11 червня 2021 р., який виявився збуреним, у якості контрольного вибрано день 24 червня 2021 р.

ЗАСОБИ ТА МЕТОДИ

Для спостереження за станом іоносфери використовувався несерійний цифровий іонозонд, розроблений у ХНУ імені В. Н. Каразіна. Іонозонд розміщено в Радіофізичній обсерваторії ХНУ імені В. Н. Каразіна (49°38' пн. ш., 36°20' сх. д.).

Основні параметри іонозонда наступні: потужність радіопередавального пристрою – 1.5 кВт, тривалість імпульсу – 100 мкс, частота повторення імпульсів – 125 Гц, коефіцієнт підсилення антени 1–10 в залежності від частоти. Похибка вимірювання частоти – не більше 20 кГц, висоти – не більше 2.1 км.

Частота реєстрації – 1 іонограма за 1 хв.

Методика обробки зводилася до наступного. Після побудови часових рядів для частот f_oF2 та f_{min} , а також діючої висоти відбиття, обчислювався тренд і різниця вихідного ряду та тренду. За значеннями $f_oF2(t)$ визначалася концентрація електронів $N(t)$ та її приріст $\Delta N(t)$. Для визначення спектрального складу проводився системний спектральний аналіз залежностей $\Delta N(t)$, описаний у роботі [71].

Для порівняння аналізувалися дані спостережень, крім дня з СЗ, також для сусіднього дня 11 червня 2021 р. Поведінка параметрів іонограм для звичайної та незвичайної компонент радіохвилі була дуже схожою. Тому далі будуть описані варіації діючої висоти і концентрації електронів, отримані з використанням звичайної компоненти радіохвилі.

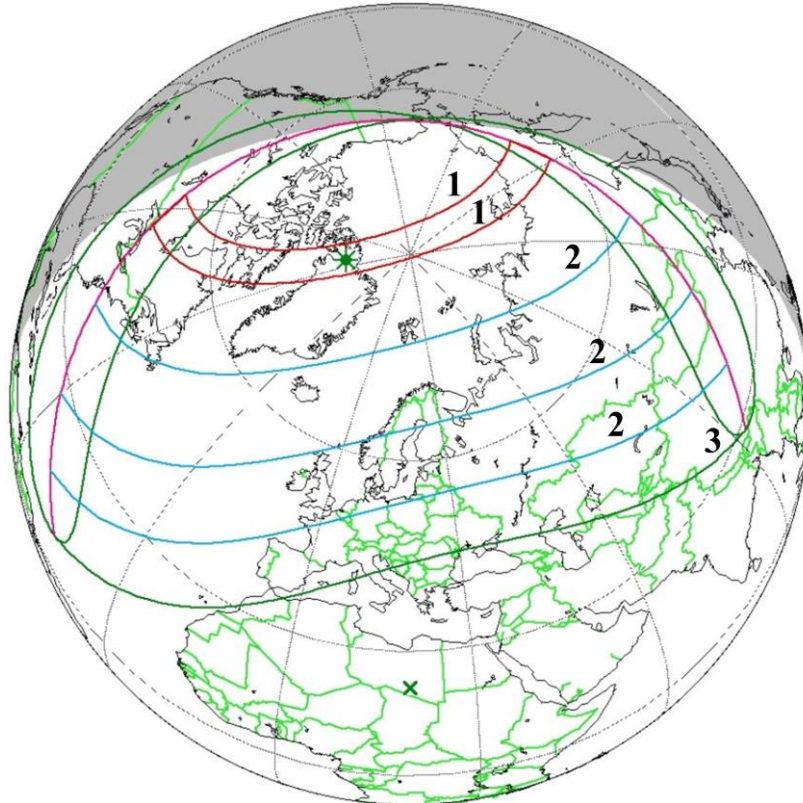


Рис. 1. Карта сонячного затемнення. Лінії, що позначені цифрою 1 показують на територію кільцеподібного затемнення, 2 – часткового затемнення, 3 – межа затемнення. Зірочкою відмічена точка на поверхні Землі, найближча до вісі найбільшого затемнення [<http://eclipsewise.com/solar/SEprime/2001-2100/SE2021Jun10Aprime.html>]

Fig. 1. Solar eclipse map. The lines marked 1 indicate the territory of the annular eclipse, 2 is the partial eclipse, 3 is the boundary of the eclipse. An asterisk symbol marks the point on the Earth's surface closest to the axis of the greatest eclipse [<http://eclipsewise.com/solar/SEprime/2001-2100/SE2021Jun10Aprime.html>]

ПРИКЛАДИ ІОНОГРАМ

На Рис. 2 і 3 наведені приклади іонограм, зареєстровані як до, так і протягом СЗ. З Рис. 2 можна бачити, що іонограма відповідає типовому незбуреному стану іоносфери в денний час. Спостерігалось відбиття від шарів F1 та F2, подвійне променезаломлення (звичайна зліва та незвичайна справа поляризації радіохвилі), дворазове відбиття радіохвилі. Діючі висоти шарів F1 та F2 склали близько 230 та 320 км відповідно. Для дворазово відбитої радіохвилі діюча висота шару F2 дорівнювала ~ 500 км. Із-за присутності шару Es область E спостерігалась на частотах до 3.1 МГц. Шар Es займав діапазон частот 3.3–5.25 МГц.

Протягом СЗ іонограма суттєво відрізнялася (див. Рис. 3). Менш чітко реєструвався сигнал як від шару F1, так і від шару F2. Діючі висоти цих шарів склали 210 і 425 км. Майже зник сигнал від радіохвилі незвичайної поляризації. Не спостерігалось дворазове відбиття радіохвилі.

ВАРІАЦІЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ

Часові варіації концентрації електронів у максимумі шару F2 іоносфери показані на Рис. 4. З Рис. 4 можна бачити, що приблизно з 11:30 (тут і далі поясний час) концентрація електронів N почала зменшуватися від $5 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. У момент початку СЗ вона була близька до $3.2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Зменшення мало місце приблизно до 14:45, після чого N збільшувалося від $2.8 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. На плавний хід залежності $N(t)$ (тренду $\bar{N}(t)$) накладалися випадкові флуктуації $\Delta N(t)$, які представлені на Рис. 5. З Рис. 5 видно, що варіації концентрації електронів часто були квазіперіодичними з періодом 45–60 хв. Протягом СЗ квазіперіод зменшився до 10–15 хв. Амплітуда квазіперіодичних варіацій ΔN_a змінювалася від $0.05 \cdot 10^{11}$ до $0.15 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. При цьому відносна амплітуда $\delta_{Na} = \Delta N_a / \bar{N} \approx 1.7\text{--}4\%$.

У сусідній день, 11 червня 2021 р., значення N збільшувалися до 11:00, досягаючи $5.3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ (див. Рис. 4). Потім протягом 70 хв спостерігалось зменшення \bar{N} . З 12:15 і до 13:10 відзначався сплеск \bar{N} , після якого почалося збільшення \bar{N} , яке тривало до 14:20. Далі \bar{N} , флюктууючи, стрімко зменшувалося до $3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$.

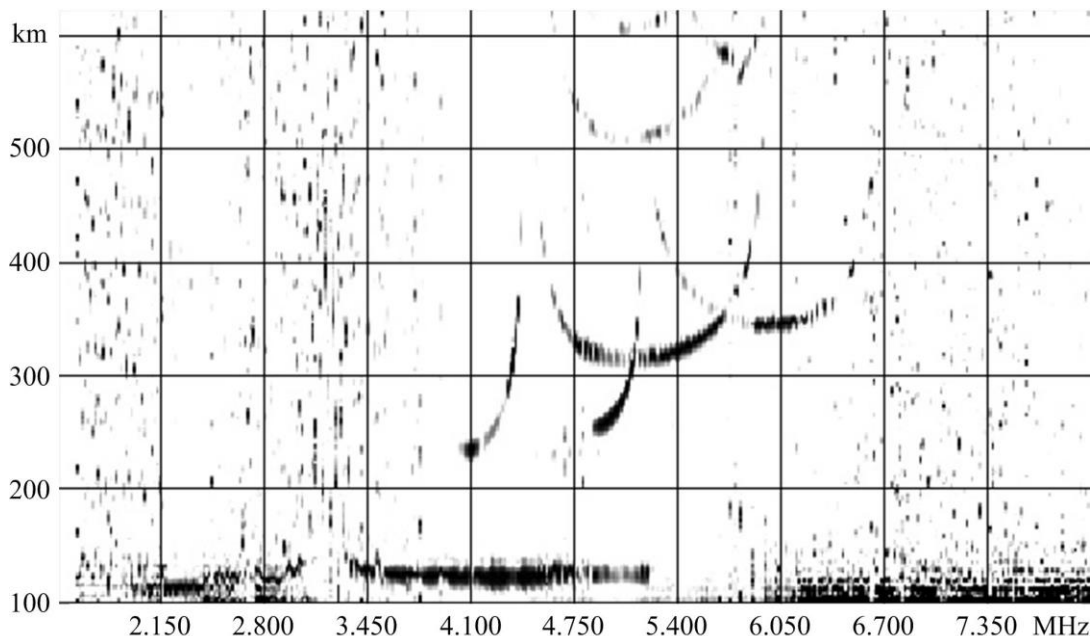


Рис. 2. Приклад іонограми, зареєстрованої до СЗ 10 червня 2021 р. об 11:55:00 поясного часу
Fig. 2. Example of the ionogram registered before the SE of the June 10, 2021 at 11:55:00 local time

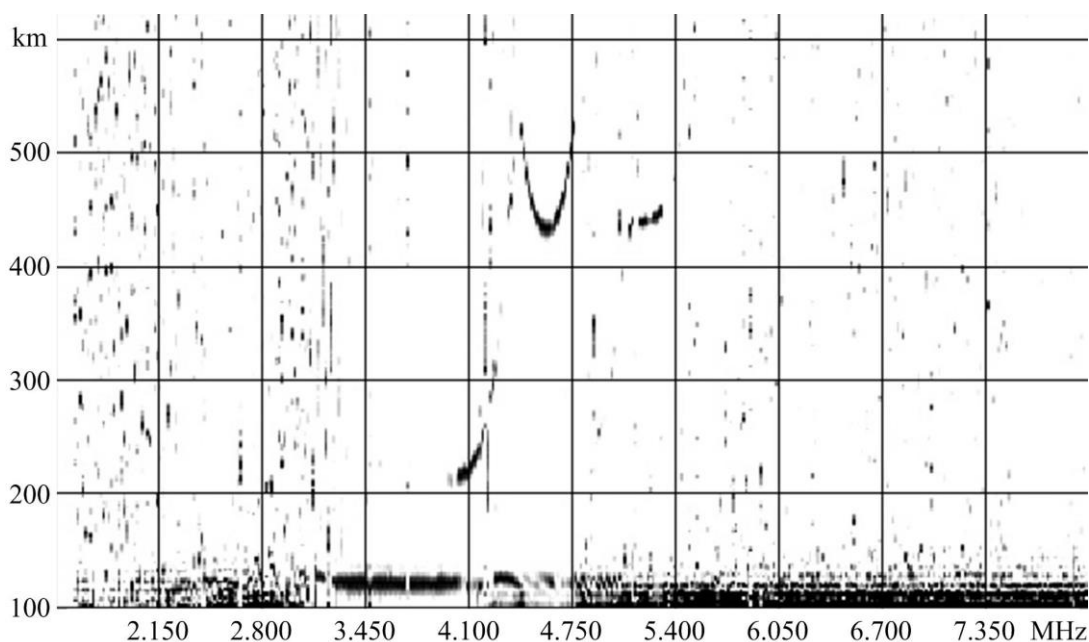


Рис. 3. Приклад іонограми, зареєстрованої поблизу максимальної фази СЗ 10 червня о 14:27:00 поясного часу
Fig. 3. Example of the ionogram registered near the maximum magnitude of the SE of the June 10 at 14:27:00 local time

Варіації $\Delta N(t)$ в цей день також були квазіперіодичними (див. Рис. 5). Їх період становив 60–100 хв, а амплітуда $(0.1\text{--}0.6) \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. При $\bar{N} \approx (4\text{--}5) \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ маємо $\delta_{Na} \approx 2\text{--}12\%$.

У контрольний день 24 червня 2021 р. флюктуації N були меншими, ніж флюктуації 11 червня 2021 р., але дещо більшими за флюктуації 10 червня 2021 р. (див. Рис. 5). Варіації трендів \bar{N} в цілому були схожими, але

10 червня 2021 р. протягом СЗ спостерігалася западина в залежності $\bar{N}(t)$ в інтервалі часу 13:45–16:15 (див. Рис. 4). Вона мала місце впродовж майже години після закінчення СЗ.

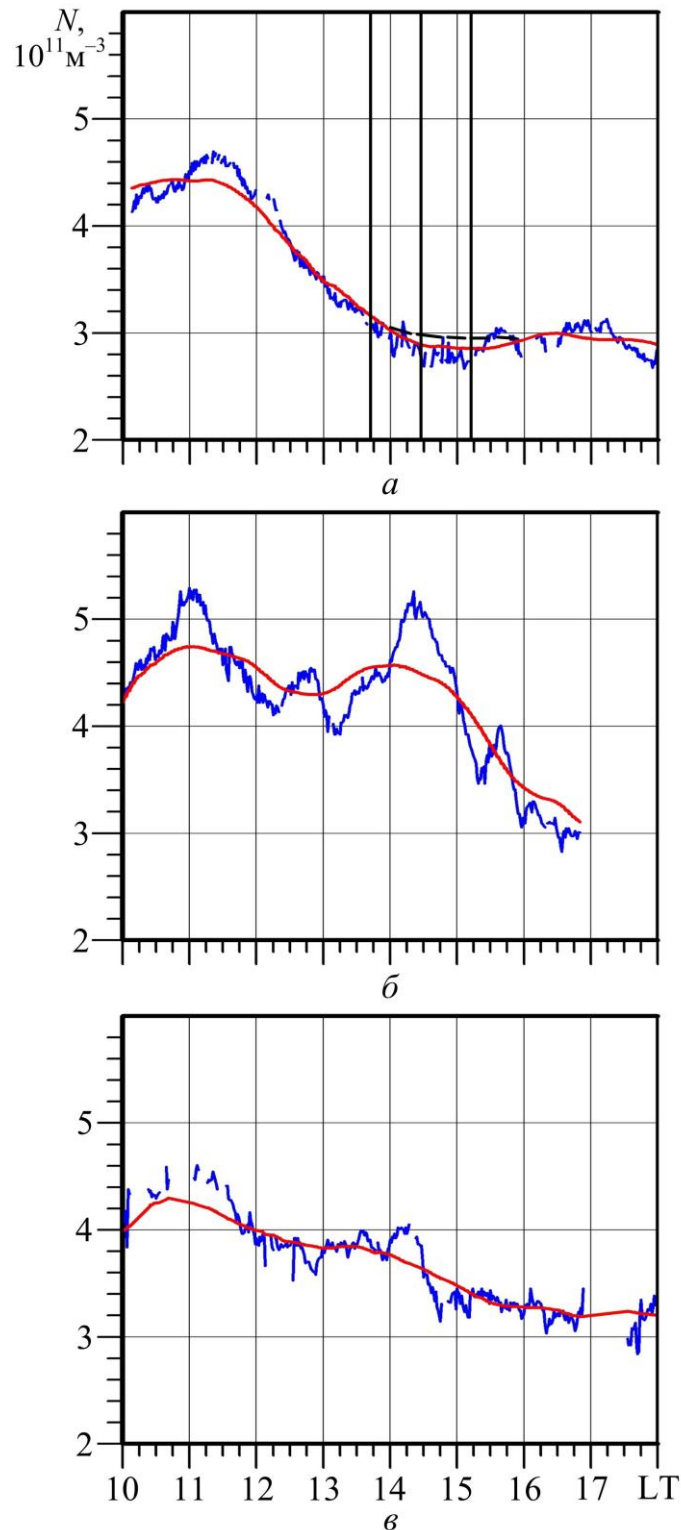


Рис. 4. Часова залежність концентрації електронів у F2-шарі. Суцільні лінії – ковзна середня за 120 хв: *a* – 10 червня 2021 р.; *б* – 11 червня 2021 р.; *в* – 24 червня 2021 р. Вертикальними лініями тут і далі показані моменти початку, максимальної фази та закінчення СЗ. Пунктирною лінією показана очікувана залежність за відсутності СЗ

Fig. 4. Time dependence of the electron density in the F2-layer. Solid lines are 120-min moving average: *a* is of the June 10, 2021; *б* is of the June 11, 2021; *в* is of the June 24, 2021. Vertical lines hereinafter show the moments of the beginning, maximum phase and end of the SE. The dashed line shows the expected dependence in the absence of the SE

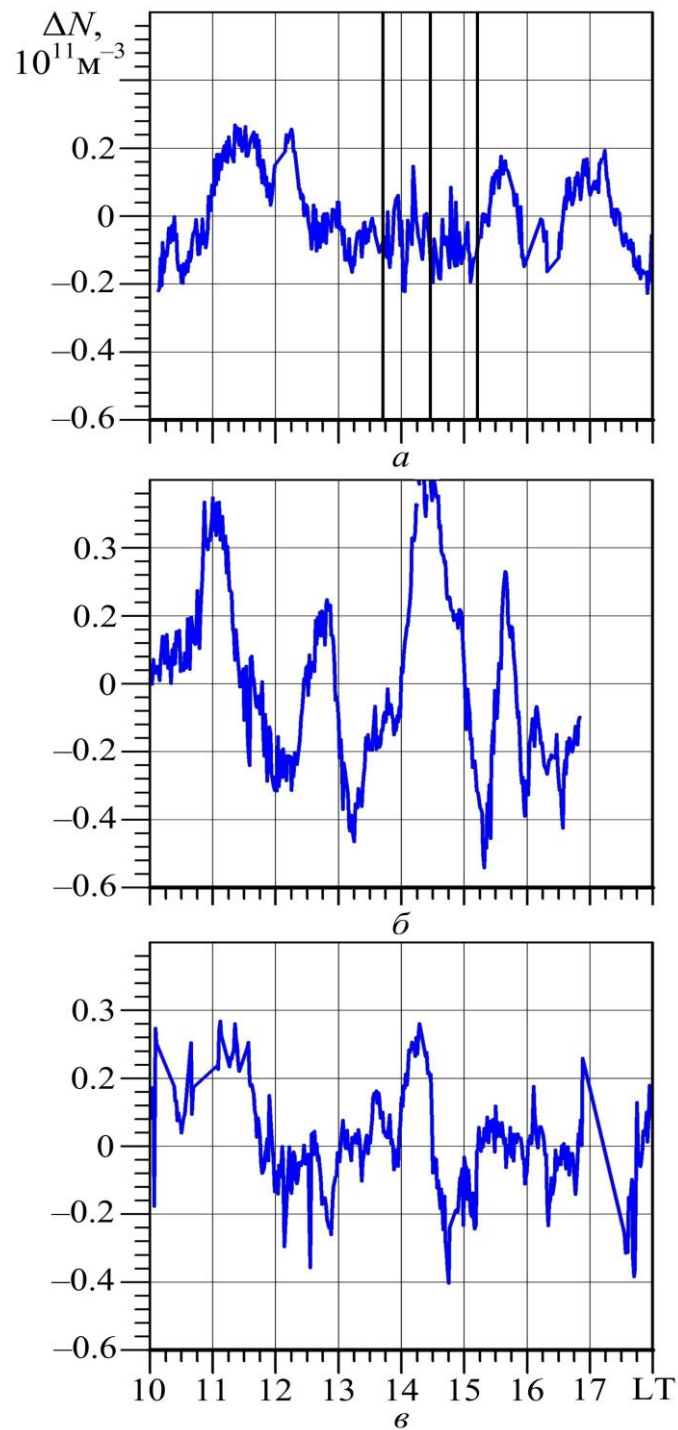


Рис. 5. Часова залежність варіацій концентрації електронів у F2-шарі: *а* – 10 червня 2021 р.;
б – 11 червня 2021 р.; *в* – 24 червня 2021 р.

Fig. 5. Time dependence of the electron density in the F2-layer: *a* is of the June 10, 2021; *b* is of the June 11, 2021; *c* is of the June 24, 2021

ВАРІАЦІЇ ДІЮЧОЇ ВИСОТИ ШАРУ F2

Часові варіації діючої висоти z_v шару F2 звичайної поляризації наведені на Рис. 6. З Рис. 6 видно, що висота z_v сильно флюктувала, особливо сильними флюктуації були 10 червня 2021 р. протягом СЗ. Усереднені значення $\overline{z_v}$ (тренду) спочатку збільшувалися від ~ 320 до 480 км. Максимальне

значення спостерігалося приблизно о 14:30, тобто поблизу максимальної фази затемнення. Далі значення \bar{z}_v зменшувалися від 380 до 330 км.

Приріст Δz_v був відносно невеликим (± 10 км) до 13:00 (Рис. 7). Протягом СЗ амплітуда квазіперіодичних з періодом ~ 10 –15 хв коливань Δz_{v0} збільшувалася до 40–50 км. При $\bar{z}_v \approx 400$ км відносна амплітуда складала близько 9.1–11.4%. Після закінчення затемнення амплітуда варіацій поступово зменшувалася до 20 км.

11 червня 2021 р. поведінка \bar{z}_v була іншою (див. Рис. 6). Величина варіацій \bar{z}_v не перевищувала 25 км. З 13:00 і до 15:00, на відміну від 10 червня 2021 р., \bar{z}_v спадала від 370 до 320 км.

Приріст Δz_v з 11:00 до 17:00 мав вигляд квазіперіодичних варіацій з періодом 30–60 хв і амплітудою 10–30 км (див. Рис. 7). При $\bar{z}_v \approx 350$ км відносна амплітуда становила 2.9–8.6%.

Часові варіації трендів \bar{z}_v 10 та 24 червня 2021 р. суттєво відрізнялися в інтервалі часу 13:00–16:00. Різниця сягала 90 км (див. Рис. 6). Флуктуації Δz_v 10 та 24 червня 2021 р. якісно були подібними (див. Рис. 7).

ВАРІАЦІЇ МІНІМАЛЬНОЇ СПОСТЕРЕЖУВАНОЇ ЧАСТОТИ

Часові варіації мінімальної спостережуваної на іонограмах частоти f_{\min} показані на Рис. 8, з якого можна бачити, що ця частота сильно флуктуувала в діапазоні частот 2–3.4 МГц. Усереднене значення $\overline{f_{\min}}(t)$ (тренду) змінювалося від 2.6 до 3.07, а потім до 2.12 МГц. Протягом СЗ $\overline{f_{\min}}$ зменшувалося від 3.0 до 2.85 МГц.

Приріст Δf_{\min} також сильно флуктуував у межах від -0.9 до 0.5 МГц (Рис. 9). Протягом СЗ рівень флуктуації значно зменшився (від -0.2 до 0.2 МГц).

11 червня 2021 р. флуктуації f_{\min} також були значними (від 2.2 до 3.4–3.6 МГц) (див. Рис. 8). Тренд $\overline{f_{\min}}(t)$ спочатку зменшувався від 2.8 до 2.6 МГц, що спостерігалося об 11:30, а потім збільшувався практично до 3 МГц о 13:50. Далі відзначалося його зменшення до 2.4 МГц.

Приріст Δf_{\min} сильно флуктуував і 11 червня 2021 р.: від -0.6 до 0.6–0.7 МГц. З 13:42 до 15:12 рівень флуктуації становив від -0.4 до 0.4 МГц, тобто більше, ніж у день СЗ (див. Рис. 9).

Тренди частоти $\overline{f_{\min}}$ і її флуктуації (див. Рис. 8 і 9) 10 та 24 червня 2021 р. якісно майже не відрізнялися.

ОБГОВОРЕННЯ

Порівняння іонограм, параметрів іонограм $f_{o,x}F2$, $z_{v o,x}$ і f_{\min} , а також часових залежностей $N(t)$, $\Delta N(t)$, $z_v(t)$, $\Delta z_v(t)$, $f_{\min}(t)$ і $\Delta f_{\min}(t)$ показало, що вони помітно відрізнялися 10 і 24 червня 2021 р. Слід мати на увазі, що вдень 11 червня 2021 р. іоносфера була злегка збурена, оскільки при цьому зазначалася слабка магнітна буря. Як відомо, іоносферна, магнітна, а також атмосферна й електрична бурі є проявом єдиного процесу, іменованого геокосмічною бурею [72, 73].

Зменшення концентрації електронів. Відмінності в N в інтервалі часу 13:42–15:12, швидше за все, пов'язані з СЗ. Так, затемнення призвело до максимального зменшення \bar{N} на $1.11 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$ при очікуваному за відсутності затемнення $\bar{N} \approx (2.9\text{--}3.0) \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Тоді $\Delta N / \bar{N} \approx 3.7\text{--}3.8\%$. Порівняємо це з теоретичною оцінкою. Якщо знехтувати процесами переносу в максимумі шару F2 поблизу моменту часу настання максимальної фази затемнення, то стаціонарне рівняння балансу для N набуває простого вигляду:

$$q = \beta N, \quad (1)$$

де $q = q_0(B + \xi)$, q_0 і $q_0\xi$ – швидкості іонізації за рахунок диска Сонця та його корони, $B = 1 - A$ – відносна незакрита частина диска Сонця, β – коефіцієнт лінійної рекомбінації. За відсутності СЗ

$$q_0(1 + \xi) = \beta_0 N_0. \quad (2)$$

Тут β_0 і N_0 – коефіцієнт лінійної рекомбінації та концентрація електронів за відсутності збурень.

З (1) і (2) при $\beta \approx \beta_0$ маємо:

$$\delta_N = \frac{\Delta N}{N_0} = 1 - \frac{N}{N_0} = \frac{1 - B}{1 + \xi} = \frac{A}{1 + \xi}. \quad (3)$$

Для Харкова $1 - B = A = 4.4\%$. Значення ξ апіорі невідомо. Ймовірно, воно залежить від активності Сонця. За даними роботи [59] приймемо $\xi = 1.15\text{--}1.25$. Тоді з (3) маємо $\delta_N = (3.5\text{--}3.8)\%$, що дуже близько до значення, отриманого зі спостережень (3.7–3.8)%.

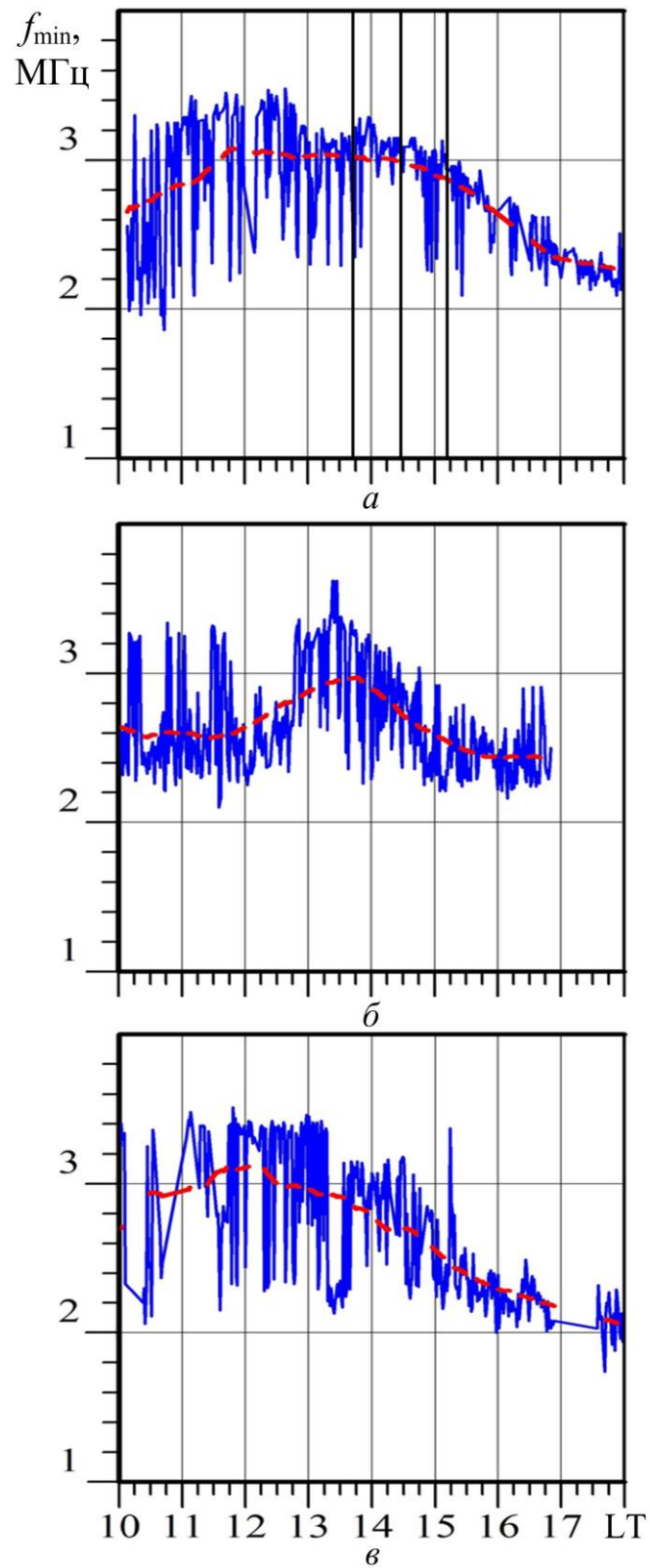


Рис. 6. Часова залежність мінімальної частоти відбитого сигналу. Переривчасті лінії – ковзна середня за 120 хв: *a* – 10 червня 2021 р.; *б* – 11 червня 2021 р.; *в* – 24 червня 2021 р.
 Fig. 6. Time dependence of the minimum frequency of the signal reflected. Dashed lines are 120-min moving average: *a* is of the June 10, 2021; *б* is of the June 11, 2021; *в* is of the June 24, 2021

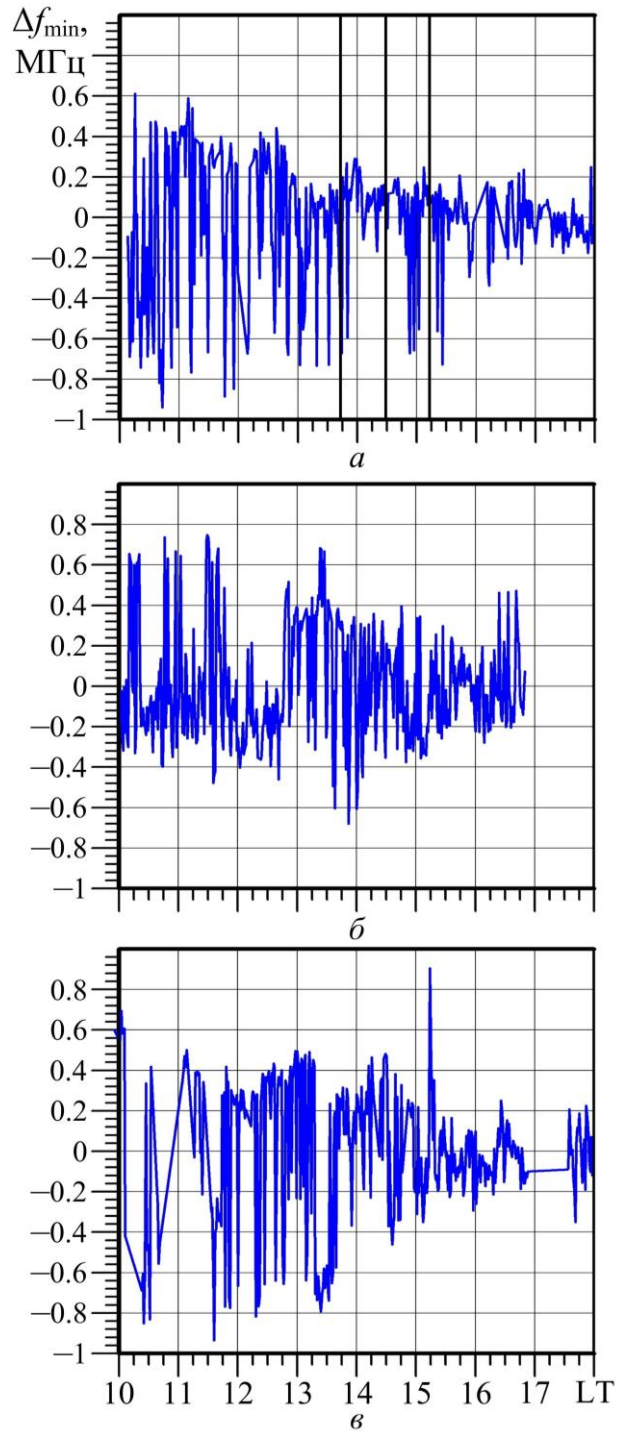


Рис. 7. Часова залежність варіацій мінімальної частоти відбитого сигналу: *a* – 10 червня 2021 р.;
б – 11 червня 2021 р.; *в* – 24 червня 2021 р.

Fig. 7. Time dependence of variations of the minimum frequency of the signal reflected: *a* is of the June 10, 2021; *б* is of the June 11, 2021; *в* is of the June 24, 2021

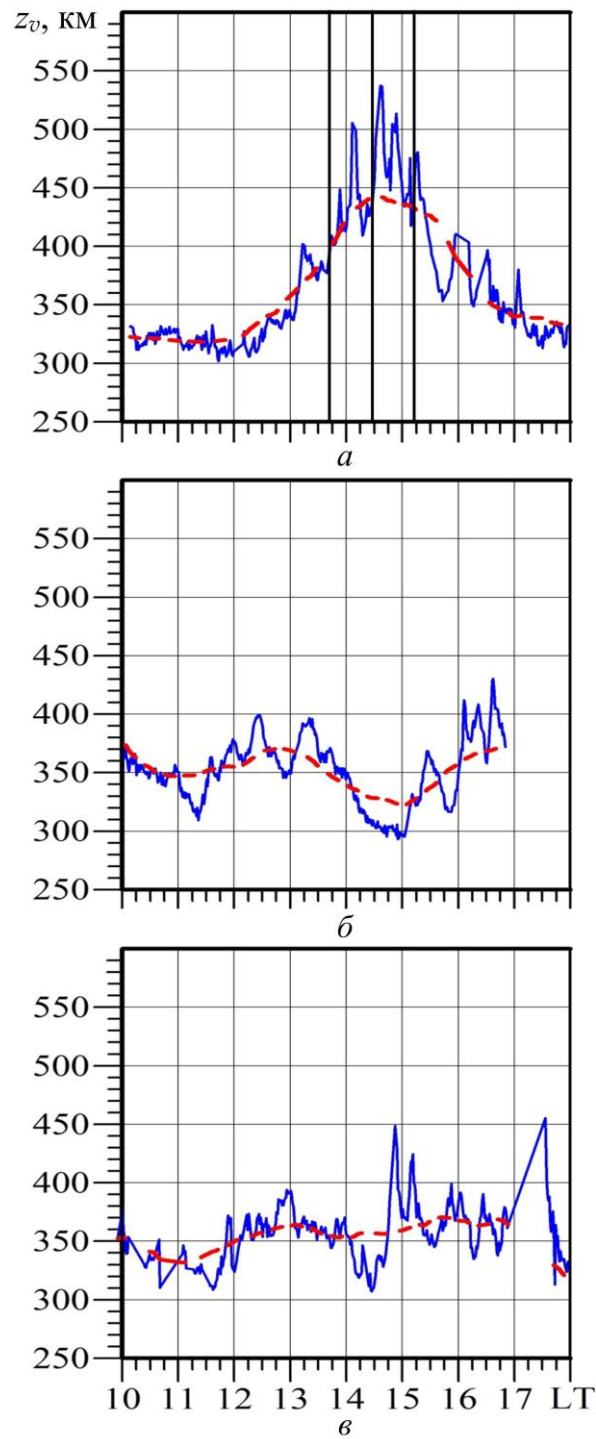


Рис. 8. Часова залежність діючої висоти F2-шару іоносфери. Переривчасті лінії – ковзна середня за 120 хв: *a* – 10 червня 2021 р.; *б* – 11 червня 2021 р.; *в* – 24 червня 2021 р.
 Fig. 8. Time dependence of the virtual height of the F2-layer of the ionosphere. Dashed lines are 120-min moving average: *a* is of the June 10, 2021; *б* is of the June 11, 2021; *в* is of the June 24, 2021

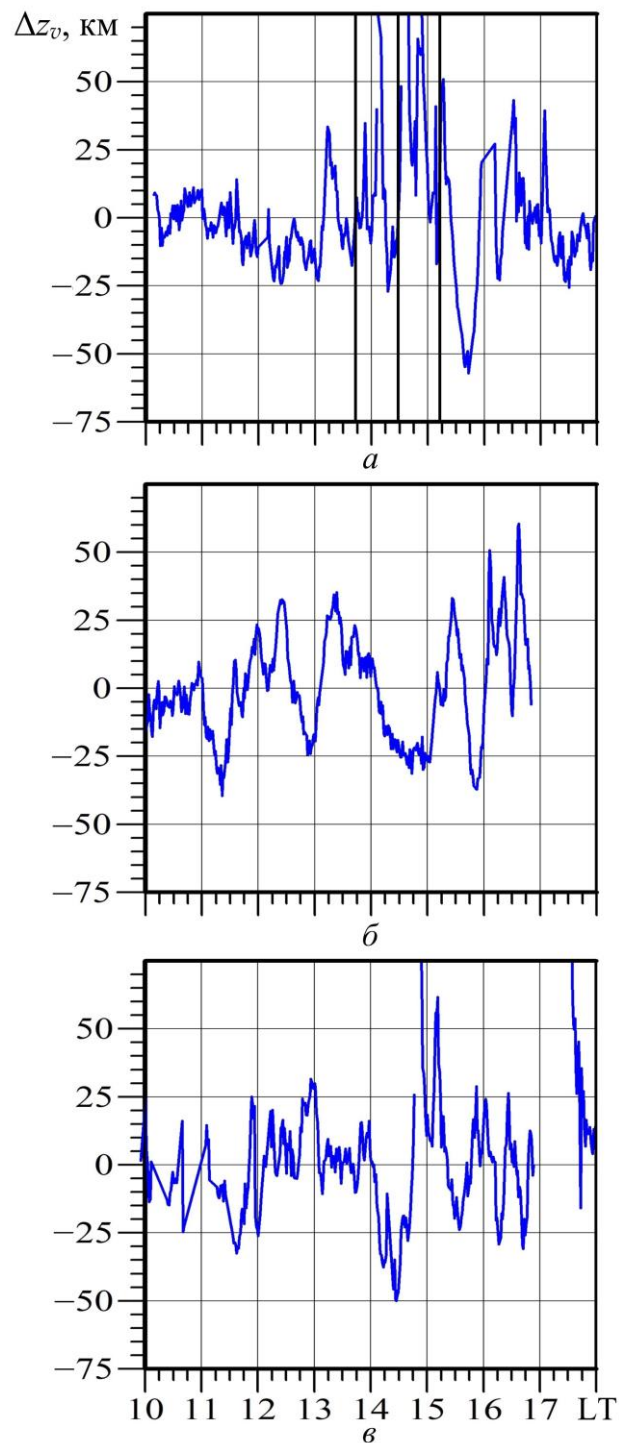


Рис. 9. Часова залежність варіацій діючої висоти F2-шару іоносфери: *a* – 10 червня 2021 р.; *б* – 11 червня 2021 р.; *в* – 24 червня 2021 р.

Fig. 9. Time dependence of variations in the virtual height of the F2-layer of the ionosphere: *a* is of the June 10, 2021; *б* is of the June 11, 2021; *в* is of the June 24, 2021

Зауважимо, що максимальне зменшення \bar{N} спостерігалось о 14:40.5, тобто через час $\tau \approx 12.5$ хв після настання максимальної фази СЗ. Час $\tau = \beta^{-1}$. Поблизу висоти максимуму шару F2, яка протягом СЗ була близько 250 км, значення $\beta \approx 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ [74, 75]. Тоді розрахункове значення $\tau \approx 12.8$ хв, що дуже близько до спостережуваного ($\tau \approx 12.5$ хв).

Додамо, що час запізнювання, близький до $\tau \approx 12.5$ хв, протягом СЗ неодноразово рееструвалося за допомогою мережі іонозондів, радара некогерентного розсіяння та інших засобів [59]. Це означає, що спостережуване зменшення N протягом часу СЗ дійсно викликано затемненням.

Знаючи β_0 і $N_0 \approx (2.9-3.0) \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, можна оцінити швидкість іоноутворення $\beta_0 N_0 \approx (3.8-3.9) \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Квазіперіодичні варіації. З Рис. 5 видно, що до настання СЗ і після нього період квазіперіодичних варіацій був досить великим: 40–60 хв. Протягом СЗ він становив 10–15 хв. У сусідній день також $T \approx 60-100$ хв. Є всі підстави вважати, що протягом СЗ генерувалися квазіперіодичні варіації концентрації електронів з відносно невеликим періодом (10–15 хв) і амплітудою 1.7–4%. Підтвердимо це за даними вимірів діючої висоти шару F2 (див. Рис. 7). Протягом СЗ мали місце квазіперіодичні варіації z_v з таким же періодом 10–15 хв і амплітудою 40–50 км (відносною амплітудою 9.1–11.4%). 11 червня 2021 р. період становив 30–60 хв, а $\delta_N \approx 2.9-8.6\%$.

Варіації мінімальної спостережуваної частоти. Протягом СЗ у варіаціях f_{\min} спостерігалось два ефекта, які були відсутні в сусідній день. По-перше, у 3–4 рази зменшився рівень флуктуацій f_{\min} (див. Рис. 9). По-друге, протягом СЗ помітно зменшилися значення $\overline{f_{\min}}$ від 3 до 2.85 МГц (на 5%) (див. Рис. 8). Це зменшення також свідчить про зменшення протягом СЗ значень N у нижній іоносфері ($z \leq 100$ км). Знаючи $\overline{f_{\min}} \approx 2.85$ МГц, $\overline{f_{\min o}} \approx 3$ МГц і гірчастоту електронів $f_B \approx 1.5$ МГц за співвідношенням з роботи [76] можна оцінити δ_N . Воно виявилось близько 2.2%.

За розрахунками

$$\delta_N = 1 - \sqrt{\frac{B + \xi}{1 + \xi}} \approx 2.0\%.$$

Як видно, результати спостережень дають близьке (2.2%) значення до розрахункового (2.0%).

Додамо, що відмінності у поведінці трендів \overline{N} , z_v і $\overline{f_{\min}}$ 10 та 24 червня були суттєвими до 16:15–16:30. Це може свідчити про те, що ефекти СЗ продовжувалися протягом цілої години після закінчення затемнення. Подібні ефекти ми спостерігали і впродовж інших СЗ [59].

Таким чином, часткове СЗ з дуже невеликими максимальними значеннями фази (0.112) та відносної площі покриття диска Сонця (4.4%) призвело до ряду спостережуваних за допомогою іонозонда ефектів в іоносфері.

ГОЛОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Іонозондові спостереження за станом іоносфери в день СЗ і в контрольний день дозволили виявити ряд ефектів, обумовлених затемненням.

1. Виявлено максимальне зменшення концентрації електронів у максимумі шару F2 іоносфери на 3.7–3.8%. Це значення виявилось дуже близьким до розрахункового 3.5–3.8%.

2. Встановлено, що час запізнювання спостереження мінімального значення концентрації електронів по відношенню до максимального значення фази затемнення становило 12.5 хв, що дуже близько до розрахункового часу 12.8 хв. За часом запізнювання оцінений коефіцієнт лінійної рекомбінації ($1.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) і швидкість іоноутворення $(3.8-3.9) \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

3. СЗ супроводжувалося генерацією квазіперіодичних коливань концентрації електронів і діючої висоти шару F2 з періодом 10–15 хв і амплітудами 1.7–4% та 9.1–11.4% відповідно.

4. Протягом СЗ у 3–4 рази зменшився рівень флуктуацій мінімальної спостережуваної на іонограмах частоти. Крім того, мало місце зменшення усереднених значень $\overline{f_{\min}}$ від 3 до 2.85 МГц (на 5%), що свідчило про зменшення поглинання радіохвилі та концентрації електронів у нижній іоносфері (висоти менше 100 км). За оцінками це зменшення склало близько 2% (з даних спостережень 2.2%).

5. Реакція на СЗ спостерігалася, швидше за все, і після його закінчення протягом ~ 1 години.

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. та 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.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Eccles WH. Effect of the eclipse on wireless telegraphic signals. *Electrician*. 1912;69:109-117.
2. Mimno HR, Wang PH. Continuous Kennelley-Heaviside layer records of a solar eclipse (with suggestions of a corpuscular effect on Appleton layer). *Proc. Inst. Radio Engrs*. 1933;21:529-545.
3. Васильев КН, Велешин АС, Косенков АР. Ионосферный эффект солнечного затмения 15 февраля 1961 г. по наблюдениям в Москве. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1961;1(2):277-278.
4. Гришкевич ЛВ, Васин ВА. Об эффектах в ионосфере, наблюдавшихся в периоды солнечных затмений 02.12.1956 г. и 15.02.1961 г. в Горьком. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1961;1(6):949-954.
5. Данилкин НП, Коченова НА, Свечников АМ. Состояние ионосферы над Ростовом-на-Дону в период солнечного затмения 15 февраля 1961 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1961;1(4):612-615.
6. Суханова РД. Ионосферный эффект солнечного затмения 15.02.1961 г. по наблюдениям в Солехарде. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1961;1(6):1066-1067.
7. Шапиро БС, Шашунькина ВМ. Движения в области F ионосферы над Тбилиси в период затмения 15.02.1961 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1961;1(5):760-765.
8. Шашунькина ВМ, Турбин РИ. Предварительные результаты наблюдений ионосферного эффекта солнечного затмения 15.02.1961 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1961;1(5):835-838.
9. Evans JV. An F region eclipse. *J. Geophys. Res.* 1965;70(1):131-142. <https://doi.org/10.1029/JZ070i001p00131>
10. Klobuchar JA, Whitney HE. Ionospheric electron content measurements during a solar Eclipse. *J. Geophys. Res.* 1965;70(5):1254-1257. <https://doi.org/10.1029/JZ070i005p01254>
11. Hunter AN, Holman BK, Feldgate DG, Kelleher R. Faraday rotation studies in Africa during the solar eclipse of June 30, 1973. *Nature*. 1974;250:205-206. <https://doi.org/10.1038/250205a0>
12. Afraimovich EL, Palamartchouk KS, Perevalova NP, Chernukhov VV, Lukhnev AV, Zalutsky VT. Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9, 1997, as deduced from GPS data. *Geophys. Res. Lett.* 1998;25(4):465-468. <https://doi.org/10.1029/98GL00186>
13. Афраймович ЭЛ, Перевалова НП. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
14. Bertin F, Hughes KA, Kersley L. Atmospheric waves induced by the solar eclipse of 30 June 1973. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1977;39(4):457-461. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(77\)90153-2](https://doi.org/10.1016/0021-9169(77)90153-2)
15. Sen Gupta A, Goel GK, Mathur BS. Effect of the 16 February 1980 solar eclipse on VLF propagation. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1980;42(11/12):907-909. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(80\)90107-5](https://doi.org/10.1016/0021-9169(80)90107-5)
16. Cohen EA. The study of the effect of solar eclipses on the ionosphere based on satellite beacon observations. *Radio Sci.* 1984;19(3):769-777. <https://doi.org/10.1029/RS019i003p00769>
17. Salah JE, Oliver WL, Foster JC, Holt JM. Observations of the May 30, 1984, annular solar eclipse at Millstone Hill. *J. Geophys. Res.* 1986;91(A2):1651-1660. <https://doi.org/10.1029/JA091iA02p01651>
18. Cheng K, Huang YN, Chen SW. Ionospheric effects of the solar eclipse of September 23, 1987, around the equatorial anomaly crest region. *J. Geophys. Res.* 1992;97(A1):103-111. <https://doi.org/10.1029/91JA02409>
19. Huang CR, Liu CH, Yeh KC, Lin KH, Tsai WH, Yeh HC, Liu JY. A study of tomographically reconstructed ionospheric images during a solar eclipse. *J. Geophys. Res.* 1999;104(A1):79-94. <https://doi.org/10.1029/98JA02531>
20. Борисов ББ, Егоров ДА, Егоров НЕ, Колесник АГ, Колесник СА, Мельчинов ВП, Нагорский ПМ, Парфенов СС, Решетников ДД, Смирнов ВФ, Степанов АЕ, Тарашук ЮЕ, Тельпуховский ЕД, Цыбикиев ББ, Шинкеев БМ. Комплексное экспериментальное исследование реакции ионосферы на солнечное затмение 9 марта 1997 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2000;40(3):94-103.
21. Гоков АМ, Черногор ЛФ. Результаты наблюдения процессов в нижней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2000;5(4):348-360.
22. Костров ЛС, Черногор ЛФ. Результаты наблюдения процессов в средней ионосфере, сопутствовавших затмению Солнца 11 августа 1999 г. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2000;5(4):361-371.
23. Черногор ЛФ. Высыпание электронов из магнитосферы, стимулированное затмением Солнца. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2000;5(4):371-376.
24. Урядов ВП, Леонов АМ, Понятов АА, Бойко ГН, Терентьев СП. О вариациях характеристик КВ сигнала на трассе наклонного зондирования во время солнечного затмения 11 августа 1999 г. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2000;43(8):682-686.
25. Farges T, Jodogne JC, Bamford R, Roux YLe, Gauthier F, Vila PM, Altadill D, Sole JG, Miro G. Disturbances of the western European ionosphere during the total solar eclipse of 11 August 1999 measured by a wide ionosonde and radar network. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2001;63(9):915-924. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00195-4](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00195-4)
26. Акимов ЛА, Григоренко ЕИ, Таран ВИ, Тырнов ОФ, Черногор ЛФ. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года. *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 2002;(2):25-63.

27. Акимов ЛА, Григоренко ЕИ, Таран ВИ, Черногор ЛФ. Особенности атмосферно-ионосферных эффектов солнечного затмения 31 мая 2003 года: результаты оптических и радиофизических наблюдений в Харькове. *Успехи современной радиоэлектроники*. 2005;(3):55-70.
28. Акимов ЛА, Боговский ВК, Григоренко ЕИ, Таран ВИ, Черногор ЛФ. Атмосферно-ионосферные эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года в Харькове. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2005;45(4):526-551.
29. Афраймович ЭЛ, Воейков СВ, Перевалова НП, Водяников ВВ, Гордиенко ГИ, Литвинов ЮГ, Яковец АФ. Ионосферные эффекты солнечного затмения 29 марта 2006 г. над Казахстаном. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2007;47(4):491-500.
30. Беликович ВВ, Вяхирев ВД, Калинина ЕЕ, Терещенко ВД, Черняков СМ, Терещенко ВА. Отклик ионосферы на частное солнечное затмение 29 марта 2006 г. по наблюдениям в Нижнем Новгороде и Мурманске. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008;48(1):103-108.
31. Бурмака ВП, Лысенко ВН, Ляшенко МВ, Черногор ЛФ. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты наблюдений. *Космічна наука і технологія*. 2007;13(6):74-86. <https://doi.org/10.15407/knit2007.06.074>
32. Adeniyi JO, Radicella SM, Adimula IA, Willoughby AA, Oladipo OA, Olawepo O. Signature of the 29 March 2006 eclipse on the ionosphere over an equatorial station. *J. Geophys. Res.* 2007;112:A06314. <https://doi.org/10.1029/2006JA012197>
33. Tomas AT, Luhr H, Forster M, Rentz S, Rother M. Observations of the low-latitude solar eclipse on 8 April 2005 by CHAMP. *J. Geophys. Res.* 2007;112:A06303. <https://doi.org/10.1029/2006JA012168>
34. Founda D, Melas D, Lykoudis S, Lisaridis I, Gerasopoulos E, Kouvarakis G, Petrakis M, Zerefos C. The effect of the total solar eclipse of 29 March 2006 on meteorological variables in Greece. *Atmos. Chem. Phys.* 2007;7:5543-5553. <https://doi.org/10.5194/acp-7-5543-2007>
35. Григоренко ЕИ, Ляшенко МВ, Черногор ЛФ. Эффекты в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2008;48(3):350-364.
36. Le H, Liu L, Yue X, Wan W. The ionospheric responses to the 11 August 1999 solar eclipse: observations and modeling. *Annales Geophysicae*. 2008;26:107-116. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-107-2008>
37. Кашеев СБ, Зализовский АВ, Колосков АВ, Галушко ВГ, Пикулик ИИ, Ямпольский ЮМ, Куркин ВИ, Литовкин ГИ, Орлов АИ. Вариации частоты КВ сигналов на протяженных трассах во время солнечного затмения. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2009;14(4):353-366. <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/500>
38. Ковалев АА, Колесник АГ, Колесник СА, Колмаков АА, Латыпов РР. Ионосферные эффекты солнечных затмений на средних широтах. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2009;49(4):500-506.
39. Le H, Liu L, Yue X, Wan W, Ning B. Latitudinal dependence of the ionospheric response to solar eclipses. *J. Geophys. Res.* 2009;114(A7):A07308. <https://doi.org/10.1029/2009JA014072>
40. Акимов АЛ, Черногор ЛФ. Эффекты солнечного затмения 1 августа 2008 г. в приземной атмосфере. *Кинематика и физика небесных тел*. 2010;26(3):58-74. <http://dspace.nbuv.gov.ua/handle/123456789/73243>
41. Черногор ЛФ. Вариации амплитуды и фазы ОНЧ радиоволн в ионосфере в период солнечного затмения 1 августа 2008 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2010;50(1):100-110.
42. Черногор ЛФ. Волновой отклик ионосферы на частное солнечное затмение 1 августа 2008 г. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2010;50(3):361-376.
43. Chen G, Zhao Z, Yang G, Zhou C, Yao M, Li T, Huang S, Li N. Enhancement and HF doppler observations of sporadic E during the solar eclipse of 22 July 2009. *J. Geophys. Res.* 2010;115:A09325. <https://doi.org/10.1029/2010JA015530>
44. Черногор ЛФ, Барабаш ВВ. Отклик средней ионосферы на солнечное затмение 4 января 2011 г. в Харькове: Результаты вертикального зондирования. *Космічна наука і технологія*. 2011;17(4):41-52. <https://doi.org/10.15407/knit2011.04.041>
45. Chen G, Zhao Z, Ning B, Deng Z, Yang G, Zhou C, Yao M, Li S, Li N. Latitudinal dependence of the ionospheric response to solar eclipse of 15 January 2010. *J. Geophys. Res.* 2011;116:A06301. <https://doi.org/10.1029/2010JA016305>
46. Гармаш КП, Леус СГ, Черногор ЛФ. Радиофизические эффекты солнечного затмения 4 января 2011 г. на наклонных радиотрассах. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2011;16(2):164-176. <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/442>
47. Домнин ИФ, Емельянов ЛЯ, Черногор ЛФ. Динамика ионосферной плазмы над Харьковом во время солнечного затмения 4 января 2011 г. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2012;17(2):132-145.
48. Черногор ЛФ. Динамические процессы в приземной атмосфере в период солнечного затмения 1 августа 2008 г. *Известия Академии наук. Физика атмосферы и океана*. 2011;47(1):84-95.
49. Черногор ЛФ. Эффекты солнечных затмений в ионосфере: результаты доплеровского зондирования. 1. Экспериментальные данные. *Геомагнетизм и аэрономия*. 2012;52(6):807-817.

50. Черногор ЛФ. Эффекты солнечных затмений в ионосфере: результаты доплеровского зондирования. 2. Спектральный анализ. Геомагнетизм и аэронавигация. 2012;52(6):818-831.
51. Бурмака ВП, Черногор ЛФ. Солнечное затмение 1 августа 2008 г. над Харьковом. 2. Результаты наблюдений волновых возмущений в ионосфере. Геомагнетизм и аэронавигация. 2013;53(4):509-521.
52. Черногор ЛФ. Физические процессы в средней ионосфере, сопровождавшие солнечное затмение в Харькове 4 января 2011 г. Геомагнетизм и аэронавигация. 2013;53(1):22-34.
53. Домнин ИФ, Емельянов ЛЯ, Котов ДВ, Ляшенко МВ, Черногор ЛФ. Солнечное затмение 1 августа 2008 г. над Харьковом. 1. Результаты наблюдений методом некогерентного рассеяния. Геомагнетизм и аэронавигация. 2013;53(1):119-129.
54. Lyashenko MV, Chernogor LF. Solar eclipse of August 1, 2008, over Kharkov: 3. Calculation Results and discussion. Geomagnetism and Aeronomy. 2013;53(3):367-376. <https://doi.org/10.1134/S0016793213020096>
55. Chernogor LF, Grigorenko YeI, Lyashenko MV. Effects in geospace during partial solar eclipses over Kharkiv. International Journal of Remote Sensing. 2014;32(11):3219-3229. <https://doi.org/10.1080/01431161.2010.541509>
56. Domnin IF, Emelyanov LY, Lyashenko MV, Chernogor LF. Partial solar eclipse of January 4, 2011 above Kharkiv: Observation and simulations results. Geomagnetism and Aeronomy. 2014;54(5):583-592. <https://doi.org/10.1134/S0016793214040112>
57. Черногор ЛФ, Барабаш ВВ. Эффекты солнечного затмения 20 марта 2015 г. в ионосфере над Европой: результаты ионозондовых наблюдений. Радиофизика и радиоастрономия. 2015;20(4):311-331. <https://doi.org/10.15407/rpra20.04.311>
58. Черногор ЛФ. Волновые процессы в ионосфере над Европой, сопровождавшие солнечное затмение 20 марта 2015 г. Кинематика и физика небесных тел. 2016;32(4):60-72. <http://kfmt.mao.kiev.ua/ru/archive/2016/4/5>
59. Черногор ЛФ. Физические эффекты солнечных затмений в атмосфере и геокосмосе: Монография. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина; 2013. 480 с.
60. Черногор ЛФ. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы. Радиофизика и радиоастрономия. 2003;8(1):59-106. <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/797/435>
61. Черногор ЛФ. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1. Нелинейный мир. 2006;4(12):655-697.
62. Черногор ЛФ. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2. Нелинейный мир. 2007;5(4):198-231.
63. Chernogor LF, Rozumenko VT. Earth–Atmosphere–Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System. Radio Phys. Radio Astron. 2008;13(2):120-137. <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/563/134>
64. Chernogor LF. The Earth–atmosphere–geospace system: main properties and processes. International Journal of Remote Sensing. 2011;32(11):3199-3218. <https://doi.org/10.1080/01431161.2010.541510>
65. Черногор ЛФ. Тепловый эффект сонячного затемнення 10 червня 2021 р. в приземній атмосфері. Кінематика і фізика небесних тіл. 2021;37(6):34-48. <https://doi.org/10.15407/kfmt2021.06.003>
66. Черногор ЛФ. Эффект конвекции в приземной атмосфере протягом сонячних затемнень 20 березня 2015 р. і 10 червня 2021 р. Кінематика і фізика небесних тіл. 2021;37(6):19-33. <https://doi.org/10.15407/kfmt2021.06.003>
67. Черногор ЛФ. Геомагнітний ефект сонячного затемнення 10 червня 2021 р. Кінематика і фізика небесних тіл. 2021. (У друці).
68. Черногор ЛФ, Голуб МЮ, Luo Y, Цимбал АМ, Шевелев МБ. Варіації геомагнітного поля, що супроводжували сонячне затемнення 10 червня 2021 р. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;34:63-78. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-07>
69. Черногор ЛФ, Гармаш КП. Іоносферні процеси протягом часткового сонячного затемнення над Харковом 10 червня 2021 р. Кінематика і фізика небесних тіл. 2021. (У друці).
70. Черногор ЛФ, Гармаш КП, Жданко ЄГ, Леус СГ, Luo Y. Особливості іоносферних ефектів часткового сонячного затемнення над Харковом 10 червня 2021 р. Радиофизика і радиоастрономия. 2021;26(4). (У друці).
71. Черногор ЛФ. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов. Геомагнетизм и аэронавигация. 2008;48(5):681-702.
72. Черногор ЛФ, Домнин ИФ. Физика геокосмических бурь: Монография. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, Институт ионосферы НАН и МОН Украины, 2014. 408 с.
73. Черногор ЛФ. Фізика геокосмічних бур. Космічна наука і технологія. 2021;27(1(128)):3-77. <https://doi.org/10.15407/knit2021.01.003>
74. Брюнелли БЕ, Намгаладзе АЛ. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.
75. Schunk RW, Nagy A. Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry. Cambridge University Press; 2000. 554 p.
76. Черногор ЛФ. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2015. 544 с.

REFERENCES

1. Eccles WH. Effect of the eclipse on wireless telegraphic signals. *Electrician*. 1912;69:109-117.
2. Mimno HR, Wang PH. Continuous Kennelley-Heaviside layer records of a solar eclipse (with suggestions of a corpuscular effect on Appleton layer). *Proc. Inst. Radio Engrs*. 1933;21:529-545.
3. Vasiliev KN, Veleshin AS, Kosenkov AR. Ionospheric effects of the solar eclipse of February 15, 1961, according to the Moscow observations. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1961;1(2):277-278. (In Russian).
4. Grishkevich LV, Vasin VA. On the effects of the ionosphere observed during a solar eclipse of December 02, 1956, and December 02, 1961, in Gorky. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1961;1(6):949-954. (In Russian).
5. Danilkin NP, Kochenova NA, Svechnikov AM. State of the ionosphere over Rostov-on-Don during the solar eclipse of February 15, 1961. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1961;1(4):612-615. (In Russian).
6. Sukhanova RD. Ionospheric effects of the solar eclipse of February 15, 1961, on observations to the Salekhard. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1961;1(6):1066-1067. (In Russian).
7. Shapiro BS, Shashunkina VM. Movement in the F region of the ionosphere over Tbilisi during the eclipse of February 15, 1961. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1961;1(5):760-765. (In Russian).
8. Shashunkina VM, Turbin RI. Preliminary observations of ionospheric effects of solar eclipse of February 15, 1961. *Geomagnetism and Aeronomy*. 1961;1(5):835-838. (In Russian).
9. Evans JV. An F region eclipse. *J. Geophys. Res.* 1965;70(1):131-142. <https://doi.org/10.1029/JZ070i001p00131>
10. Klobuchar JA, Whitney HE. Ionospheric electron content measurements during a solar Eclipse. *J. Geophys. Res.* 1965;70(5):1254-1257. <https://doi.org/10.1029/JZ070i005p01254>
11. Hunter AN, Holman BK, Feldgate DG, Kelleher R. Faraday rotation studies in Africa during the solar eclipse of June 30, 1973. *Nature*. 1974;250:205-206. <https://doi.org/10.1038/250205a0>
12. Afraimovich EL, Palamartchouk KS, Perevalova NP, Chernukhov VV, Lukhnev AV, Zalutsky VT. Ionospheric effects of the solar eclipse of March 9, 1997, as deduced from GPS data. *Geophys. Res. Lett.* 1998;25(4):465-468. <https://doi.org/10.1029/98GL00186>
13. Afraimovich EL, Perevalova NP. GPS-monitoring of the Earth upper atmosphere. Irkutsk: Solar-Terrestrial Physics Institute SD RAS: SI SC RRS ESSC SD RAMS; 2006. 479 p. (In Russian).
14. Bertin F, Hughes KA, Kersley L. Atmospheric waves induced by the solar eclipse of 30 June 1973. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1977;39(4):457-461. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(77\)90153-2](https://doi.org/10.1016/0021-9169(77)90153-2)
15. Sen Gupta A, Goel GK, Mathur BS. Effect of the 16 February 1980 solar eclipse on VLF propagation. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1980;42(11/12):907-909. [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(80\)90107-5](https://doi.org/10.1016/0021-9169(80)90107-5)
16. Cohen EA. The study of the effect of solar eclipses on the ionosphere based on satellite beacon observations. *Radio Sci.* 1984;19(3):769-777. <https://doi.org/10.1029/RS019i003p00769>
17. Salah JE, Oliver WL, Foster JC, Holt JM. Observations of the May 30, 1984, annular solar eclipse at Millstone Hill. *J. Geophys. Res.* 1986;91(A2):1651-1660. <https://doi.org/10.1029/JA091iA02p01651>
18. Cheng K, Huang YN, Chen SW. Ionospheric effects of the solar eclipse of September 23, 1987, around the equatorial anomaly crest region. *J. Geophys. Res.* 1992;97(A1):103-111. <https://doi.org/10.1029/91JA02409>
19. Huang CR, Liu CH, Yeh KC, Lin KH, Tsai WH, Yeh HC, Liu JY. A study of tomographically reconstructed ionospheric images during a solar eclipse. *J. Geophys. Res.* 1999;104(A1):79-94. <https://doi.org/10.1029/98JA02531>
20. Borisov BB, Yegorov DA, Yegorov NE, Kolesnik AG, Kolesnik SA, Melchinov VP, Nagorskiy PM, Parfenov SS, Reshetnikov DD, Smirnov VF, Stepanov AE, Tarashchuk YE, Telpuhovskiy ED, Tsybikov BB, Shinkevich BM. A comprehensive experimental study of the reaction of the ionosphere on solar eclipse March 9, 1997. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2000;40(3):94-103. (In Russian).
21. Gokov AM, Chernogor LF. Processes in Lower Ionosphere during August 11, 1999 Solar Eclipse. *Radio phys. radio astron.* 2000;5(4):348-360. (In Russian).
22. Kostrov LS, Chernogor LF. Processes in Bottomside Ionosphere during August 11, 1999 Solar Eclipse. *Radio phys. radio astron.* 2000;5(4):361-371. (In Russian).
23. Chernogor LF. Magnetosphere Electron Precipitation Induced by a Solar Eclipse. *Radio phys. radio astron.* 2000;5(4):371-376. (In Russian).
24. Uryadov VP, Leonov AM, Ponyatov AA, Boiko GN, Terent'ev SP. Variations in the Characteristics of a HF Signal over an Oblique Sounding Path during the Solar Eclipse on August 11, 1999. *Radiophys. Quant. El.* 2000;43:614-618. <https://doi.org/10.1023/A:1004801201847>
25. Farges T, Jodogne JC, Bamford R, Roux YLe, Gauthier F, Vila PM, Altadill D, Sole JG, Miro G. Disturbances of the western European ionosphere during the total solar eclipse of 11 August 1999 measured by a wide ionosonde and radar network. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2001;63(9):915-924. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(00\)00195-4](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(00)00195-4)
26. Akimov LA, Grigorenko EI, Taran VI, Tyrnov OF, Chernogor LF. Integrated radio physical and optical studies of dynamic processes in the atmosphere and geospace caused by the solar eclipse of August 11, 1999. *Zarubezhnaya radioelektronika. Uspekhi sovremennoi radioelektroniki*. 2002;(2):25-63. (In Russian).

27. Akimov LA, Grigorenko EI, Taran VI, Chernogor LF. Features atmospheric-ionospheric effects of the solar eclipse of May 31, 2003: The results of the optical and radio physical observations in Kharkov. *Uspekhi sovremennoi radioelektroniki*. 2005;(3):55-70. (In Russian).
28. Akimov LA, Bogovskii VK, Grigorenko EI, Taran VI, Chernogor LF. Atmospheric-ionospheric effects of the solar eclipse of May 31, 2003, in Kharkov. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2005;45(4):494-518. (In Russian).
29. Afraimovich EL, Voeykov SV, Perevalova NP, Vodyannikov VV, Gordienko GI, Litvinov YuG, Yakovets AF. Ionospheric effects of the March 29, 2006, solar eclipse over Kazakhstan. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2007;47(4):461-469. <https://doi.org/10.1134/S0016793207040068>
30. Belikovich VV, Vyakhirev VD, Kalinina EE, Tereshchenko VD, Chernyakov SM, Tereshchenko VA. Ionospheric response to the partial solar eclipse of March 29, 2006, according to the observations at Nizhni Novgorod and Murmansk. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2008;48(1):98-103. <https://doi.org/10.1134/S0016793208010118>
31. Burmaka VP, Lysenko VN, Lyashenko MV, Chernogor LF. Tropospheric-ionospheric effects of the 3 October 2005 partial solar eclipse in Kharkiv. 1. Observations. *Space Science and Technology*. 2007;13(6):74-86. (In Russian). <https://doi.org/10.15407/knit2007.06.074>
32. Adeniyi JO, Radicella SM, Adimula IA, Willoughby AA, Oladipo OA, Olawepo O. Signature of the 29 March 2006 eclipse on the ionosphere over an equatorial station. *J. Geophys. Res.* 2007;112:A06314. <https://doi.org/10.1029/2006JA012197>
33. Tomas AT, Luhr H, Forster M, Rentz S, Rother M. Observations of the low-latitude solar eclipse on 8 April 2005 by CHAMP. *J. Geophys. Res.* 2007;112:A06303. <https://doi.org/10.1029/2006JA012168>
34. Founda D, Melas D, Lykoudis S, Lisaridis I, Gerasopoulos E, Kouvarakis G, Petrakis M, Zerefos C. The effect of the total solar eclipse of 29 March 2006 on meteorological variables in Greece. *Atmos. Chem. Phys.* 2007;7:5543-5553. <https://doi.org/10.5194/acp-7-5543-2007>
35. Grigorenko EI, Lyashenko MV, Chernogor LF. Effects of solar eclipse of March 29, 2006, in the ionosphere and atmosphere. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2008;48(3):337-351. <https://doi.org/10.1134/S0016793208030092>
36. Le H, Liu L, Yue X, Wan W. The ionospheric responses to the 11 August 1999 solar eclipse: observations and modeling. *Annales Geophysicae*. 2008;26:107-116. <https://doi.org/10.5194/angeo-26-107-2008>
37. Kascheev SB, Zalizovski AV, Koloskov AV, Galushko VG, Pikulik II, Yampolski YM, Kurkin VI, Litovkin GI, Orlov AI. Frequency Variations of HF Signals at Long-Range Radio Paths during a Solar Eclipse. *Radio phys. radio astron.* 2009;14(4):353-366. (In Russian). <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/500>
38. Kovalev AA, Kolesnik AG, Kolesnik SA, Kolmakov AA, Latypov RR. Ionospheric effects of solar eclipses at midlatitudes. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009;49(4):476-482. <https://doi.org/10.1134/S0016793209040070>
39. Le H, Liu L, Yue X, Wan W, Ning B. Latitudinal dependence of the ionospheric response to solar eclipses. *J. Geophys. Res.* 2009;114(A7):A07308. <https://doi.org/10.1029/2009JA014072>
40. Akimov AL, Chernogor LF. Effects of the solar eclipse of August 1, 2008 on the Earth's lower atmosphere. *Kinematics and physics of celestial bodies*. 2010;26(3):135-145. <https://doi.org/10.3103/S0884591310030050>
41. Chernogor LF. Variations in the Amplitude and Phase of VLF radiowaves in the ionosphere during the August 1, 2008, solar eclipse. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2010;50(1):96-106. <https://doi.org/10.1134/S0016793210010111>
42. Chernogor LF. Wave Response of the Ionosphere to the Partial Solar Eclipse of August 1, 2008. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2010;50(3):346-361. <https://doi.org/10.1134/S0016793210030096>
43. Chen G, Zhao Z, Yang G, Zhou C, Yao M, Li T, Huang S, Li N. Enhancement and HF doppler observations of sporadic E during the solar eclipse of 22 July 2009. *J. Geophys. Res.* 2010;115:A09325. <https://doi.org/10.1029/2010JA015530>
44. Chernogor LF, Barabash VV. The response of the middle ionosphere to the solar eclipse of 4 January 2011 in Kharkiv: some results of vertical sounding. *Space Science and Technology*. 2011;17(4):41-52. (In Russian). <https://doi.org/10.15407/knit2011.04.041>
45. Chen G, Zhao Z, Ning B, Deng Z, Yang G, Zhou C, Yao M, Li S, Li N. Latitudinal dependence of the ionospheric response to solar eclipse of 15 January 2010. *J. Geophys. Res.* 2011;116:A06301. <https://doi.org/10.1029/2010JA016305>
46. Garmash KP, Leus SG, Chernogor LF. Radiophysical effects of the January 4, 2011 solar eclipse as observed in the parameters of obliquely propagating HF signals. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2011;2(4):325-337. <https://doi.org/10.1615/RadioPhysicsRadioAstronomy.v2.i4.50>
47. Domnin IF, Yemel'yanov LYa, Chernogor LF. The Dynamics of Ionosphere Plasma over Kharkiv during the Solar Eclipse of January 4, 2011. *Radio Physics and Radio Astronomy*. 2012;17(2):132-145.
48. Chernogor LF. Dynamic processes in the near-ground atmosphere during the solar eclipse of August 1, 2008. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2011;47(1):77-86. <https://doi.org/10.1134/S000143381101004X>

49. Chernogor LF. Effects of solar eclipses in the ionosphere: doppler sounding results: 1. Experimental data. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012;52(6):768-778. <https://doi.org/10.1134/S0016793212050039>
50. Chernogor LF. Effects of solar eclipses in the ionosphere: doppler sounding results: 2. Spectral analysis. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012;52(6):779-792. <https://doi.org/10.1134/S0016793212050040>
51. Burmaka VP, Chernogor LF. Solar Eclipse of August 1, 2008, above Kharkov: 2. Observation Results of Wave Disturbances in the Ionosphere. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013;53(4):479-491. <https://doi.org/10.1134/S001679321304004X>
52. Chernogor LF. Physical processes in the middle ionosphere accompanying the solar eclipse of January 4, 2011, in Kharkov. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013;53(1):19-31. <https://doi.org/10.1134/S0016793213010052>
53. Domnin IF, Yemel'yanov LYa, Kotov DV, Lyashenko MV, Chernogor LF. Solar Eclipse of August 1, 2008, above Kharkov: 1. Results of Incoherent Scatter Observations. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013;53(1):113-123. <https://doi.org/10.1134/S0016793213010076>
54. Lyashenko MV, Chernogor LF. Solar eclipse of August 1, 2008, over Kharkov: 3. Calculation Results and discussion. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013;53(3):367-376. <https://doi.org/10.1134/S0016793213020096>
55. Chernogor LF, Grigorenko YeI, Lyashenko MV. Effects in geospace during partial solar eclipses over Kharkiv. *International Journal of Remote Sensing*. 2014;32(11):3219-3229. <https://doi.org/10.1080/01431161.2010.541509>
56. Domnin IF, Emelyanov LY, Lyashenko MV, Chernogor LF. Partial solar eclipse of January 4, 2011 above Kharkiv: Observation and simulations results. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2014;54(5):583-592. <https://doi.org/10.1134/S0016793214040112>
57. Chernogor LF, Barabash VV. The Effects of Solar Eclipse of March 20, 2015 over Ionosphere of Europe: Ionosonde Observations. *Radiophysics and Radio Astronomy*. 2015;20(4):311-331. (In Russian). <https://doi.org/10.15407/rpra20.04.311>
58. Chernogor LF. Propagating waves and processes associated with the March 20, 2015 solar eclipse in the ionosphere over Europe. *Kinematics and physics of celestial bodies*. 2016;32(4):60-72. (In Russian). <http://kfnt.mao.kiev.ua/en/archive/2016/4/5>
59. Chernogor LF. Physical effects of solar eclipses in atmosphere and geospace: Monograph. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University; 2013. 480 c. (In Russian).
60. Chernogor LF. Physics of the Earth, atmosphere and geocosmos in the light of the systemic paradigm. *Radiophysics and Radio Astronomy*. 2003;8(1):59-106. (In Russian). <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/797/435>
61. Chernogor LF. Earth–Atmosphere–Ionosphere–Magnetosphere as Opened Dynamic Nonlinear Physical System. 1. *Nelinejnyj mir*. 2006;4(12):655–697. (In Russian).
62. Chernogor LF. Earth–Atmosphere–Ionosphere–Magnetosphere as Opened Dynamic Nonlinear Physical System. 2. *Nelinejnyj mir*. 2007;5(4):198–231. (In Russian).
63. Chernogor LF, Rozumenko VT. Earth – Atmosphere – Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System. *Radio Phys. Radio Astron*. 2008;13(2):120-137. <http://rpra-journal.org.ua/index.php/ra/article/view/563/134>
64. Chernogor LF. The Earth–atmosphere–geospace system: main properties and processes. *International Journal of Remote Sensing*. 2011;32(11):3199-3218. <https://doi.org/10.1080/01431161.2010.541510>
65. Chernogor LF. Thermal effect of the 10 June 2021 Annular Solar Eclipse in the Atmospheric Surface Layer. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. 2021;37(6):34-48. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.06.003>
66. Chernogor LF. Convection Effect in the Atmospheric Surface Layer in the Course of Solar Eclipses of 20 March 2015 and 10 June 2021. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. 2021;37(6):19-33. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.06.003>
67. Chernogor LF. Geomagnetic effect of the solar eclipse on June 10, 2021. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. 2021. (In press).
68. Chernogor LF, Holub MYu, Luo Y, Tsymbal AM, Shevelev MB. Variations in the Geomagnetic Field That Accompanied the 10 June 2021 Solar Eclipse. *Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series “Radio Physics and Electronics”*. 2021;34:63-78. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-07> (In Ukrainian).
69. Chernogor LF, Garmash KP. Ionospheric Processes During the 10 June 2021 Partial Solar Eclipse at Kharkiv. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. 2021. (In press).
70. Chernogor LF, Garmash KP, Zhdanko YH, Leus SG, Luo Y. Features of ionospheric effects from the partial solar eclipse over the city of Kharkiv on 10 June 2021. *Radio Phys. Radio Astron*. 2021;26(4). (In Ukrainian). (In press).
71. 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>
72. Chernogor LF, Domnin IF. Physics of geospace storms: Monograph. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, Institute of Ionosphere NAS and MES of Ukraine; 2014. 408 p. (In Russian).
73. Chernogor LF. Physics of Geospace Storms. *Space Science and Technology*. 2021;27(1(128)):3-77. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/knit2021.01.003>

74. Bryunelli BE, Namgaladze AA. Fizika ionosfery (Ionospheric Physics). Moscow: Nauka, 1988. 528 p.
 75. Schunk RW, Nagy A. Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry. Cambridge University Press; 2000. 554 p.
 76. Chernogor LF. Fizika moshchnogo radioizlucheniya v geokosmose (Physics of High-Power Radio Emission in Geospace): Monograph. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University; 2015. 544 p.

Стаття надійшла до редакції: 27 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 10 листопада 2021 р.

EFFECTS FROM THE JUNE 10, 2021 SOLAR ECLIPSE IN THE IONOSPHERE OVER KHARKIV: RESULTS FROM IONOSONDE MEASUREMENTS

L. F. Chernogor, L. I. Mylovanova, Yu. B. Mylovanov, A. M. Tsymbal, Y. Luo,
V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine, 61022, Kharkiv, Svobody Square, 4

Background. Ionospheric effects from solar eclipses (SEs) have been studied for over a century. The studies intensified in the 1960–1970, when rockets, satellites, ionosonde networks, and incoherent scatter radars became actively involved in the investigations. The following basic features of SEs displayed in the ionosphere have been established: a decrease in the electron density and the electron, ion, and neutral temperatures, changes in the dynamics of the ionosphere, and the generation of acoustic and atmospheric gravity waves. The recurring regular features are observed together with the features pertaining to each individual SE. Therefore, the study of the effects of each new solar eclipse is an urgent task.

The purpose of this paper is to present the results of analysis of the ionogram measurements acquired by the digisonde located at the Radiophysical Observatory, V. N. Karazin Kharkiv National University.

Techniques and Methodology. The observations of the state of the ionosphere were made using the digisonde specifically developed by the V. N. Karazin Kharkiv National University and located at the V. N. Karazin Kharkiv National University Radiophysical Observatory (49°38' N, 36°20' E). The data processing included the following. First, the time series of critical F2-layer frequencies, f_oF2 , of the minimum frequency, f_{min} , observed on an ionogram, and of the virtual height were plotted. Second, the trends and the differences between the initial series and the trends were calculated. Third, given the $f_oF2(t)$ values, the electron densities $N(t)$ and their increments $\Delta N(t)$ were calculated, and fourth, the systems spectral analysis of $\Delta N(t)$ dependences was conducted to determine the spectral content.

Results. A maximum decrease of 3.7–3.8% in the F2 peak electron density has been detected. This value agrees very well with the calculated value of 3.5–3.8%. The time delay between the minimum in the electron density observed and the maximum value of the phase of the solar eclipse was determined to be 12.5 min, which is in good agreement with the calculated value of 12.8 min. The time delay suggests that the linear loss coefficient was $1.3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ and the production rate was $(3.8\text{--}3.9) \times 10^8 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. The SE was associated with the generation of quasi-periodic oscillations in the electron density and the F2 layer virtual height, within the period range of 10–15 min, and with amplitudes of 1.7–4% and 9.1–11.4%, respectively. The fluctuations in the minimum frequency observed on the ionograms showed a factor of 3–4 times decrease in the course of the SE. In addition, a decrease in the averaged values $\overline{f_{min}}$ was observed to occur from 3 to 2.85 MHz (by 5%), which suggested that the radio wave attenuation by absorption decreased due to a decrease in the lower-ionosphere electron density below 100 km altitude. This decrease was estimated to be about 2%, while the decrease determined from the observations gave 2.2%.

Conclusions. The partial solar eclipse with a very small value of the maximum magnitude (0.112) and obscuration of 4.4% acted to produce a few effects observed in the ionosphere with the ionosonde.

KEY WORDS: solar eclipse, ionosphere, ionosonde, virtual height, electron density, maximum decrease, quasi-periodic oscillation

The article was received by the editors: September 27 2021.

The article is recommended for printing: November 10 2021.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-07>

УДК 621.382.2

Г. С. КАТРИЧ¹, к.ф.-м. наук, н.с.

e-mail: g.s.katrich@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-9600-7092>

С.І. ПЕТРУШЕНКО¹, к.ф.-м. наук, с.н.с.

e-mail: petrushenko@univer.kharkov.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-7727-9527>

О.В. БОЦУЛА¹, к.ф.-м. наук, доц.

e-mail: oleg.botsula@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-2809-9482>

¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, м. Свободи, 4

ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛІВОК ZnO ВИРОЩЕНИХ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

Актуальність. Оксид цинку (ZnO) є перспективним матеріалом для створення напівпровідникових джерел випромінювання та детекторів в області коротких хвиль оптичного діапазону. Плівки на основі ZnO розглядаються як можливі елементи приладів оптоелектроніки, за допомогою яких можна впливати на їх оптичні властивості. Методи створення таких плівок є досить різноманітними, проте отримання якісних та маловартісних плівок ZnO залишається важливою науково-технічною задачею, що потребує розв'язку. Отже, проведення досліджень в цьому напрямку та на їх основі вироблення рекомендацій по синтезу плівок ZnO є актуальним.

Метою роботи є отримання плівок ZnO з використанням золь-гель методу та оцінка їх фізичної структури та оптичних властивостей. Проведення оцінки впливу ультрафіолетового випромінювання на структуру та оптичні характеристики отриманих плівок.

Методи і методологія. Розглянуто процес отримання плівок ZnO. Описано процес отримання таких плівок з використанням золь-гель методу. Проведено візуальний аналіз експериментально отриманих плівок. Проведено експериментальне дослідження оптичних властивостей плівок ZnO. Зокрема аналізується вплив ультрафіолетового випромінювання, що використовується на етапі отримання плівок на особливості їх здатності до поглинання випромінювання в оптичному діапазоні.

Результати. З використанням золь-гель методу експериментально отримано плівки ZnO. Плівки ZnO формувалися на кварцевих підкладках. Показано, що в отриманих плівках, які було сформовано без впливу випромінювання, спостерігається утворення наночастинок ZnO. Використання ультрафіолетового випромінювання на етапі кінцевої термічної обробки за температури 480° С призводить до формування більш якісної плівки ZnO та зменшення розміру гранул. Аналіз хімічного складу плівок з використанням рентгено-флуоресцентного аналізу показує наявність цинку та кисню в утворених плівках, а також незначний вміст вуглецю, що пов'язано з використанням у якості підкладок кварцу. Отримано залежності пропускну здатності плівок ZnO від довжини хвилі випромінювання, що падає на плівку в діапазоні 200- 450 нм. Показано, що у плівках, які на етапі термічної обробки знаходилися під дією ультрафіолетового випромінювання, спостерігається зменшення величини граничної довжини хвилі, яка відповідає краю поглинання, та, відповідно, зменшення ширини забороненої зони, яка обчислюється за результатами експерименту.

Висновки. Отже, дія ультрафіолетового випромінювання на етапі фінальної термічної обробки в плівках ZnO, які формуються за допомогою золь – гель методу, призводить до покращення якості плівок та до зміни їх оптичних властивостей, зокрема зменшення енергії, що відповідає порогу поглинання.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: золь-гель метод, оксид цинку, термічна обробка, ультрафіолетове випромінювання, поглинаюча здатність, поріг поглинання, довжина хвилі

Як цитувати: Катрич Г. С., Петрушенко С. І., Боцула О.В. Оптичні характеристики плівок ZnO вирощених золь-гель методом. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:84-90. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-07>

In cites: Katrich GS, Petrushenko SI, Botsula OV. Optic properties of ZnO films grown by sol-gel technique. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2021;35:84-90. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-07>

ВСТУП

Оксид цинку (ZnO) переважно розглядається як перспективний матеріал для створення напівпровідникових джерел випромінювання та детекторів в області коротких хвиль оптичного діапазону. Для цих застосувань ZnO може використовуватися як самостійно, наприклад, в якості матеріалу для польового транзистора [1,2], так і виступати допоміжним елементом конструкції, наприклад, для створення прозорого контакту до

© Катрич Г. С., Петрушенко С. І., Боцула О.В., 2021

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 3.0 <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>

оптоелектронного приладу[3]. Він має всі властивості, що характерні для інших широкозонних матеріалів, зокрема для нітридних сполук, карбиду кремнію та інших: радіаційну стійкість, значну величину поля пробою, здатність працювати за високих температур оточуючого середовища[4,5]. Особливістю цього матеріалу, яка суттєво відрізняє його від вище згаданих матеріалів, є його висока прозорість, яка і визначила пріоритетну область його застосування.

Останнім часом інтерес до цього матеріалу також пов'язаний з можливістю використання його у вигляді тонких плівок та формуванню в них наночастинок[6]. Використання таких плівок дає змогу змінювати оптичні властивості приладів оптоелектроніки та в деяких випадках отримати нові оптичні характеристики[7]. Відомо, що низькоомні плівки оксиду цинку р-типу можна достатньо легко отримати шляхом легування алюмінієм, в той час як плівки n-типу формуються введенням Ga. Це дозволяє розглядати ці об'єкти в майбутньому як основу для створення елементів для сонячної енергетики.

Наразі отримання плівок оксиду цинку є важливою технологічною задачею, яка, не беручи до уваги велику кількість наявних технологічних методів, потребує свого розв'язку. На сьогодні відомо декілька основних методів отримання плівок ZnO: магнетронне та радіочастотне розпилення, електронно-променево та імпульсне лазерне осадження, метод осадження з водних розчинів, термічне окислення сполук, що містять цинк та ряд інших [8-13]. Основним критерієм вибору того або іншого технологічного процесу залишається якість отриманих плівок та їх собівартість.

Метою цієї роботи є створення бази для експериментального отримання плівок ZnO золь-гель методом та визначення впливу на процес формування плівок зовнішніх факторів, зокрема ультрафіолетового випромінювання.

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для формування плівок ZnO в роботі використовується золь-гель метод. Ця технологія передбачає формування плівок в результаті утворення гелю із золю(колоїдної дисперсії твердих частинок в рідині). Слід відзначити, що всі матеріали, що отримуються за допомогою цього методу є наноматеріалами, тому їх властивості можуть суттєво відрізнятися від матеріалів, що отримано в інший спосіб.

Для приготування розчину для золю необхідну кількість ацетату цинку заливали 100% ізопропіловим спиртом і перемішували за температури 60 °С. Для стабілізації гелю в розчин додавали триетаноламін ($C_6H_{15}NO_3$). Потім розчин розміщували в ультразвуковому диспергаторі протягом 20 хв. Отриману суміш повільно охолоджували до кімнатної температури і витримували 2 дні до готовності золю за температури навколишнього середовища (22 ± 2) °С. Ступінь готовності рідкого гелю до нанесення оцінювалася за ступенем його в'язкості. Для формування шарів плівок ZnO золь-гель методом використовувалося центрифугування. Щоб отримати однорідні плівки із заданою товщиною, частота обертання центрифуги вибиралася 2000 об/хв, що знаходиться у відповідності до методики, яка була описана в [14]. У якості підкладки для формування плівки використовувалося кварцеве скло. Пластини з нанесеним на них золем проходили попередню сушку. Для цього вони поступово нагрівалися до температури 250 °С, після чого пластинка витримувалася за незмінної температури протягом 20 хвилин. Для отримання шарів із більшою товщиною процес нанесення і сушіння повторювався. Сформована в такий спосіб плівка поступово нагрівалася до температури 480°С та витримувалася за цієї температури протягом 30 хвилин. Частина отриманих зразків на етапі фінішної термообробки поверхні піддавалася впливу ультрафіолетового випромінювання. Як джерело ультрафіолетового випромінювання використовувалася лампа ДРШ-500. На останньому етапі зразки із сформованими на склі плівками повільно охолоджувалися до температури навколишнього середовища і промивалися дистильованою водою в ультразвуковій ванні та остаточно висушувалися за звичайних умов. Мікроструктуру та елементний склад зразків досліджували з використанням растрового електронного мікроскопа Tescan Vega 3LMH, оснащеного детектором характеристичного рентгенівського випромінювання XFlash 5010, Bruker.

СТРУКТУРА ТА ХІМІЧНИЙ СКЛАД ПЛІВОК ZNO

У результаті процесу виготовлення плівок було отримано дві групи, в одній з яких знаходилися плівки, які були отримано без впливу ультрафіолетового випромінювання, Рис.1, а інші були плівки, поверхня яких піддавалася впливу ультрафіолетового випромінювання на етапі фінішної термічної обробки, Рис.2. Наведені на Рис. 1-2 зображення було отримано з використання електронного мікроскопу, де зображення а) та б) отримані за використання різної величини масштабу зображень. На наведених знімках області, що відповідають сформованим шарам ZnO, мають білий колір, на відміну від областей, в яких плівка не сформувалася, вони на знімках більш темні.

На рисунках можна побачити відмінності, що виникають у пластинках за різних умов їх формування. Зокрема, в обох випадках спостерігається виникнення гранул ZnO розміром в десятки нанометрів. Проте у зразках, які на етапі фінальної термічної обробки знаходилися під дією ультрафіолетового випромінювання, спостерігається більш щільна упаковка та ділянки, де однорідність отриманих плівок є досить високою. Оцінки розмірів нанокристалітів показали, що в отриманих плівках, які було сформовано без впливу випромінювання,

спостерігається утворення наночастинок ZnO з розмірами гранул близько 70 нм. Використання ультрафіолетового випромінювання на етапі кінцевої термічної обробки за температури 480° С призводить до формування більш якісної плівки ZnO та зменшення розміру гранул до 50 нм. Можна відмітити формування більш якісних границь розділу, що також вказує якість зразків, що формуються під впливом ультрафіолетового випромінювання.

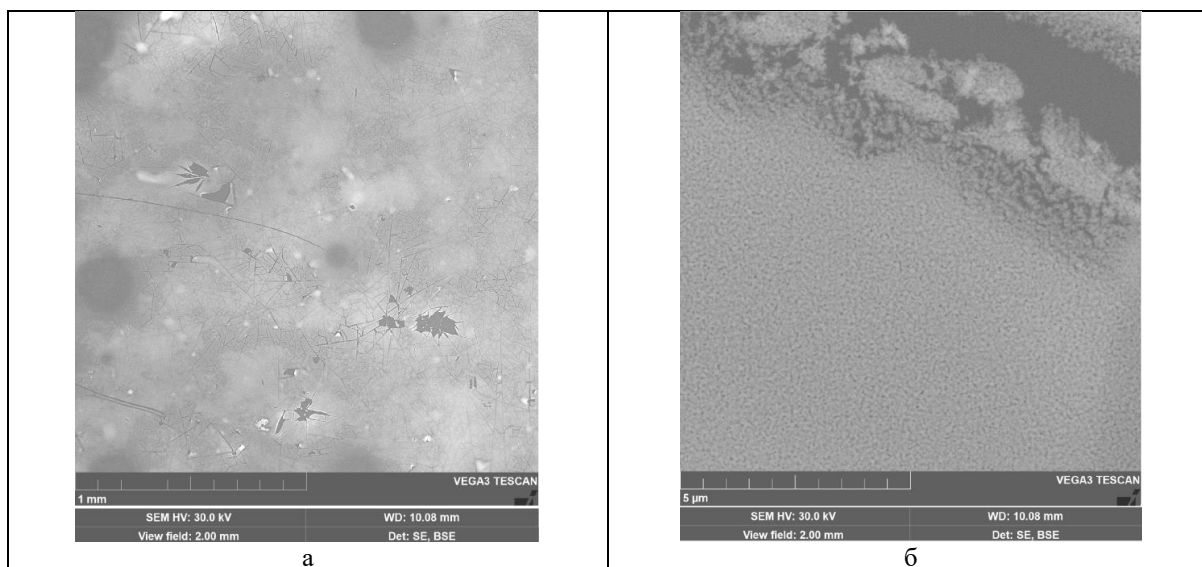


Рис. 1 SEM зображення поверхні плівок, що отримано без впливу ультрафіолетового випромінювання: а)
Fig. 1. SEM image of the surface of the films obtained without exposure to ultraviolet radiation: а)

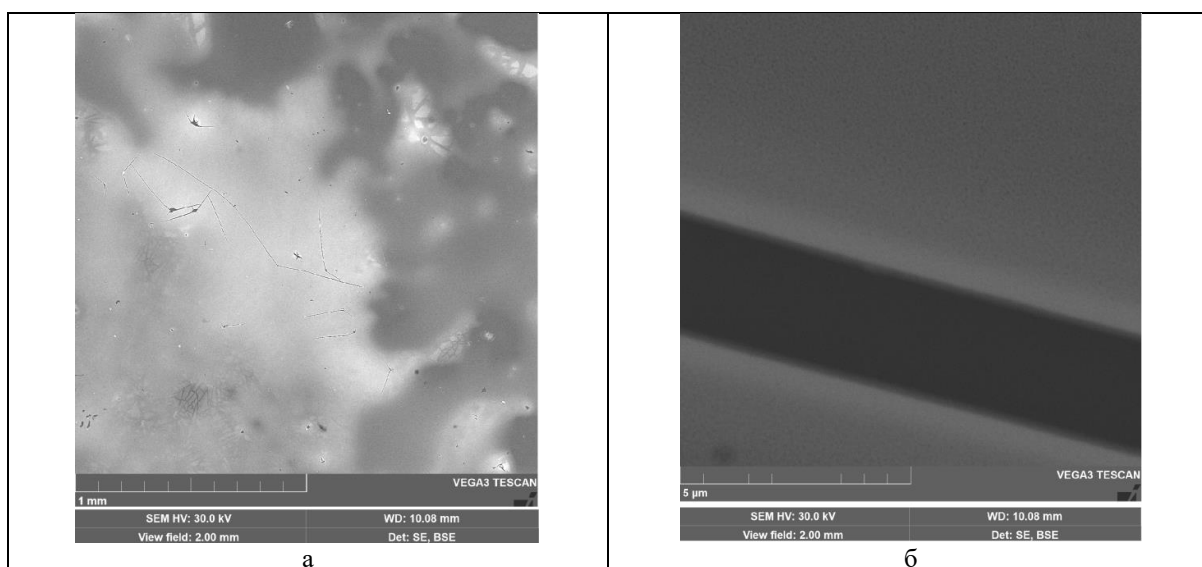


Рис. 2 SEM зображення поверхні плівок, що отримано з використанням ультрафіолетового випромінювання на етапі фінішної термічної обробки.
Fig. 2. SEM image of the surface of the films obtained using ultraviolet radiation at the stage of finishing heat treatment.

Результати хімічного аналізу плівок, які були отримані методом рентгено-флуоресцентного аналізу, показані Рис. 3

Хімічний склад плівок практично однаковий. Аналіз показує наявність цинку та кисню в усіх утворених плівках, а також незначний вміст вуглецю, має домішковий характер і практично завжди спостерігається в EDS спектрах. Також у деяких отриманих зразках плівок проявляється присутність кремнію, наприклад на Рис. 3а, що пов'язано з використанням кварцової підкладки, яка приймає участь в генерації характеристичного випромінювання. Малий вміст кремнію вказує на те, що досліджувані плівки ZnO є суцільними, а їх товщина складає кілька мікрон.

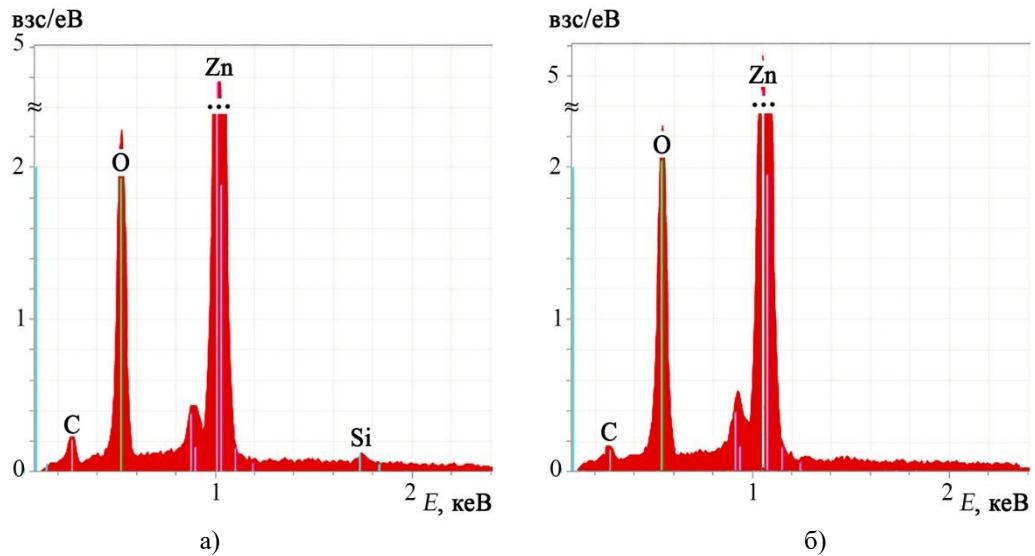


Рис 3 Хімічний склад плівок ZnO а) плівка, що отримана без впливу ультрафіолетового випромінювання; б) плівка, що отримана під впливом ультрафіолетового випромінювання
 Fig. 3. Chemical composition of ZnO films a) film obtained without exposure to ultraviolet radiation; b) a film obtained under the influence of ultraviolet radiation

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВОК ZNO

Оптичні властивості отриманих плівок оцінювали шляхом вимірювання коефіцієнту пропускання матеріалу T , Рис.4, криві 1 та 2. Для визначення впливу підкладки на результати вимірювань пропускання спроможність кварцевих підкладок була отримана окремо (Рис.4, крива 3)

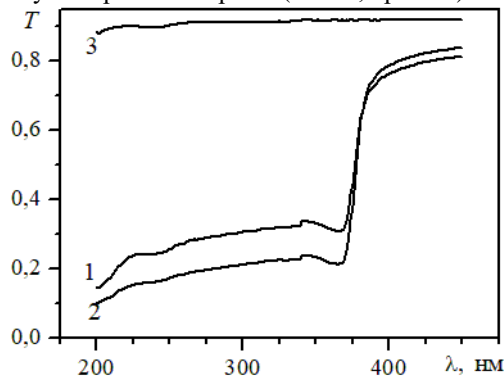


Рис 4 Залежність коефіцієнту пропускання від довжини падаючого електромагнітного випромінювання: 1 - плівка, яку отримано без впливу ультрафіолетового випромінювання; 2 - плівка, яку отримано під впливом ультрафіолетового випромінювання; 3 - кварцева підкладка.

Fig. 4. Dependence of the transmittance on the length of incident electromagnetic radiation: 1 - film obtained without exposure to ultraviolet radiation; 2 - film obtained under the influence of ultraviolet radiation; 3 - quartz substrate.

Величина інтенсивності світла за умови, що воно проходить тільки через кварцеву підкладку, приймалася за величину інтенсивності світла, що падає на плівку. Одночасно приймалося, що коефіцієнт відбиття світла від плівки є досить малим $R \ll 1$, що є виправдано, враховуючи матову структуру її поверхні. З отриманих 370 нм, що одночасно означає збільшення коефіцієнту поглинання світла на більш коротких довжинах хвиль. Оцінка ширини забороненої зони була зроблена відповідно до підходу, який було запропоновано в роботі [15,16]. Відповідно до нього для аморфних напівпровідників та тонких плівок коефіцієнт поглинання α , пов'язаний з шириною забороненої зони E_g та енергією випромінювання $h\nu$, що поглинається, співвідношенням:

$$\alpha d h\nu = A(h\nu - E_g)^n = F(h\nu), \quad (1)$$

де d - товщина плівки, A - деяка константа. Тоді очевидно, що

$$\frac{F}{F'} = \frac{1}{n} (h\nu - E_g). \quad (2)$$

З отриманих експериментальних даних знаходимо F / F' та визначаємо ширину забороненої зони, використовуючи ділянку, де ця залежність є лінійною (Рис.5). Відповідно приймаємо до уваги, що повинна розглядатися область енергій, які відповідають переходам між станами, що знаходиться поблизу країв зони провідності та валентної зони, де справедливий параболічний закон дисперсії. Рівняння прямої лінії, що якнайкраще відповідає експериментальним даним, знаходимо, використовуючи лінійну регресію та відповідно метод найменших квадратів. З аналізу даних отримуємо, що ширина забороненої зони у випадку плівок, які не піддавалися впливу ультрафіолетового випромінювання, складає $E_g = 3,232$ еВ, в той час як оцінка для плівок, що сформовані під впливом ультрафіолетового випромінювання, дає $E_g = 3,224$ еВ. Тобто спостерігається незначне зменшення оціночного значення ширини забороненої зони для випадку плівок, що підлягали впливу випромінювання. В цілому, отримані величини знаходяться у відповідності до результатів, що отримано іншими авторами та для плівок, які зокрема були сформовані в інший спосіб [1,17]. Слід зазначити, що показник степені у рівнянні (1), який отримано за експериментальними даними, близький до 3; це характерно для багатьох аморфних плівок, зокрема для аморфних германію та кремнію [18], що свідчить про складну залежність густини станів у валентній зоні та зоні провідності від енергії в отриманих плівках, яка потребує подальшого дослідження.

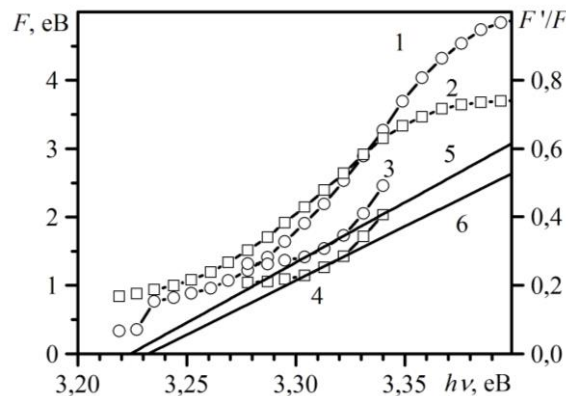


Рис. 5 Залежність функцій F (1,2) та F / F' (3,4) від енергії падаючого випромінювання, 5,6 - лінійна апроксимація: 1,3,5 – плівка, що сформована під впливом ультрафіолетового випромінювання; 2,4,6 - плівка, що сформована без впливу ультрафіолетового випромінювання.

Fig. 5. Dependence of functions F (1,2) and F / F' (3,4) on the energy of incident radiation, 5,6 - linear approximation: 1,3,5 - film formed under the influence of ultraviolet radiation; 2,4,6 - film formed without exposure to ultraviolet radiation.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Розроблено та апробовано методику отримання плівок ZnO з використанням золь-гель методу.
2. Отримані плівки ZnO мають аморфну структуру з розмірами доменів від 50 до 70 нм в залежності від способу їх обробки на кінцевому етапі, зокрема з використанням та без використання ультрафіолетового випромінювання.
3. Обробка плівок на кінцевому етапі ультрафіолетовим випромінювання призводить до незначного зменшення ширини забороненої зони, що характеризує отримані плівки.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Дослідження Катрича Г. С., Петрушенко С. І. виконано в рамках держбюджетної НДР, за грантом МОН України (номери держреєстрації 0120U102290).

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Cho J, Hwang S, Ko D-H, Chung S. Transparent ZnO Thin-Film Deposition by Spray Pyrolysis for High-Performance Metal-Oxide Field-Effect Transistors. *Materials*. 2019 Oct 19;12(20):3423. <https://doi.org/10.3390/ma12203423>
2. Park JW, Kang BH, Kim HJ. A Review of Low-Temperature Solution-Processed Metal Oxide Thin-Film Transistors for Flexible Electronics. *Advanced Functional Materials*. 2019 Sep 6;30(20):1904632.

- <https://doi.org/10.1002/adfm.201904632>
3. T-Thienprasert J, Rujirawat S, Klysubun W, Duenow JN, Coutts TJ, Zhang SB, et al. Compensation in Al-Doped ZnO by Al-Related Acceptor Complexes: Synchrotron X-Ray Absorption Spectroscopy and Theory. *Physical Review Letters*. 2013 Jan 28;110(5):055 502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.055502>
 4. 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 May 23;26(7):4475–512. <http://dx.doi.org/10.1007/s10854-015-3055-7>
 5. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. Chichester: Wiley; 2009. 424 p.
 6. Siddiqi KS, ur Rahman A, Tajuddin, Husen A. Properties of Zinc Oxide Nanoparticles and Their Activity Against Microbes. *Nanoscale Research Letters* [Internet]. 2018 May 8;13(1). <https://doi.org/10.1186/s11671-018-2532-3>
 7. Crossay A, Buecheler S, Kranz L, Perrenoud J, Fella CM, Romanyuk YE, et al. Spray-deposited Al-doped ZnO transparent contacts for CdTe solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 2012 Jun;101:283–8. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2012.02.008>
 8. Sharma S, Vyas S, Periasamy C, Chakrabarti P. Structural and optical characterization of ZnO thin films for optoelectronic device applications by RF sputtering technique. *Superlattices and Microstructures*. 2014 Nov;75:378–89. <http://dx.doi.org/10.1016/j.spmi.2014.07.032>
 9. Franklin JB, Zou B, Petrov P, McComb DW, Ryan MP, McLachlan MA. Optimised pulsed laser deposition of ZnO thin films on transparent conducting substrates. *Journal of Materials Chemistry*. 2011;21(22):8178-8182. <https://doi.org/10.1039/C1JM10658A>
 10. Szyszka B, Sittinger V, Jiang X, Hong RJ, Werner W, Pflug A, et al. Transparent and conductive ZnO:Al films deposited by large area reactive magnetron sputtering. *Thin Solid Films*. 2003 Oct;442(1-2):179–183. [https://doi.org/10.1016/s0040-6090\(03\)00968-4](https://doi.org/10.1016/s0040-6090(03)00968-4)
 11. Liu H, Liu Y-F, Xiong P-P, Chen P, Li H-Y, Hou J-W, et al. Aluminum-Doped Zinc Oxide Transparent Electrode Prepared by Atomic Layer Deposition for Organic Light Emitting Devices. *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2017 Jul;16(4):634-638. <https://doi.org/10.1109/TNANO.2017.2700408>
 12. Opel M, Geprägs S, Althammer M, Brenninger T, Gross R. Laser molecular beam epitaxy of ZnO thin films and heterostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2013 Dec 23;47(3):034002. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/47/3/034002>
 13. Barankin MD, Gonzalez II E, Ladwig AM, Hicks RF. Plasma-enhanced chemical vapor deposition of zinc oxide at atmospheric pressure and low temperature. *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 2007 Jun;91(10):924–930. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2007.02.009>
 14. Rashid ARA, Hazwani TN, Mukhtar WM, Taib NAM. Influence of annealing temperature on optical properties of Al doped ZnO nanoparticles via sol-gel methods. *AIP Conference Proceedings*. 2018;1972:030006. <https://doi.org/10.1063/1.5041227>
 15. AL-ANI SKJ. Determination of the optical gap of amorphous materials. *International Journal of Electronics*. 1993 Dec;75(6):1153-1163. <https://doi.org/10.1080/00207219308907191>
 16. Ray AK, Hogarth CA. On the analysis of experimental data for optical absorption in non-crystalline materials. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1990 Apr 14;23(4):458-459. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/23/4/012>
 17. Marouf S, Beniaiche A, Guessas H, Azizi A. Morphological, Structural and Optical Properties of ZnO Thin Films Deposited by Dip Coating Method. *Materials Research*. 2016 Nov 28;20(1):88–95. <https://doi.org/10.1590/1980-5373-MR-2015-0751>
 18. Mott NF, Davis EA. *Electronic processes in non-crystalline materials*. Calendron Press; New York: Oxford University Press; 1979. 608 p.

Стаття надійшла до редакції 30 вересня 2021 р.

Рекомендовано до друку 15 листопада 2021 р.

OPTIC PROPERTIES OF ZNO FILMS GROWN BY SOL-GEL TECHNIQUE

G. S. Katrich, S. I. Petrushenko, O.V. Botsula,

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 61022, Kharkiv, Svobody square, 4

Background. Zinc oxide (ZnO) is a promising material for designing the semiconductor radiation sources and detectors in the region of short wavelengths of the optical range. Films based on ZnO are considered as possible elements of optoelectronic devices that can be used to influence their optical properties. Nowadays, the methods of making such films are quite diverse, however, obtaining high-quality and inexpensive ZnO films remains an actual scientific and engineering task that needs to be solved. Thus, the research in this direction and the development of recommendations on the synthesis of ZnO films is urgent.

Purpose of Work. The aim of the work is to obtain ZnO films by the sol-gel technique, to evaluate their structure and optical properties and to estimate the affect of ultraviolet radiation on the structure and optical characteristics of the obtained films.

Techniques and Methodology. The process of obtaining ZnO films is considered. The process of obtaining such films by sol-gel technique is described. A visual analysis of the experimentally obtained films has been carried out. The optical properties of ZnO films were experimentally examined. In particular, the influence of ultraviolet radiation used at the stage of obtaining films on the features of their ability to absorb radiation in the optical range is analyzed.

Results. ZnO films were grown experimentally by sol-gel technique. ZnO films were formed on quartz substrates. The formation of ZnO nanoparticles is observed in the films obtained without the influence of radiation. The usage of ultraviolet radiation at the stage of the final heat treatment at a temperature of 480 °C leads to the formation of a higher quality ZnO film and a decrease in the size of the granules. Analysis of the chemical composition of the films using X-ray fluorescence analysis shows the presence of zinc and oxygen in the formed films, as well as insignificant carbon content, which is associated with the use of quartz as substrates. The dependencies of the transmission capacity of ZnO films on the wavelength of radiation incident on the film in the range of 200–450 nm are obtained. It is shown that in films exposed to ultraviolet radiation at the stage of heat treatment, there is a shift in the value of the cut-off wavelength corresponding to the absorption edge and, accordingly, a decrease in the band gap calculated from the results of the experiment.

Conclusions: To summarize the results of the research we can highlight that the influence of ultraviolet radiation at the stage of the final heat treatment on ZnO films formed by sol-gel method leads to an improvement in the quality of the films and to a change in their optical properties, in particular, a decrease in the energy corresponding to the absorption threshold.

KEY WORDS: sol-gel technique, zinc oxide, heat treatment, ultraviolet radiation, absorption capacity, absorption threshold, wavelength.

The article was received by the editors: September 30 2021.

The article is recommended for printing November 15 2021.

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-08>

УДК 535.37.421

О. В. КАЗАНКО¹, асистент

e-mail: a_kazanko@i.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-9202-8008>

О. Є. ПЕНКІНА¹, старший викладач

e-mail: penkina@kart.edu.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-9804-6685>

¹ Український державний університет залізничного транспорту,
кафедра обчислювальної техніки та систем управління,
м. Харків, майдан Фейєрбаха, 7, Україна

НОРМА ВЛАСНИХ ФУНКЦІЙ ОДНОВИМІРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛА

Актуальність. Останні десятиріччя (приблизно з 90-х років ХХ-го сторіччя) спостерігається стрімкий розвиток фотоніки. Звідси з'являється науковий інтерес до оптичного діапазону електромагнітного випромінювання. Сьогодні дифракційна задача про розсіяння електромагнітних хвиль на таких об'єктах як фотонні кристали представляється важливою задачею. Як відомо, ця задача може зводитися до розв'язання хвильового рівняння. Необхідність в обчисленні норми власних функцій спектральної проблеми Штурма-Ліувілля, серед іншого, виникає при переході від однієї повної ортогональної системи до іншої повної ортогональної системи функцій при застосуванні методу розділення змінних, відповідно, для розв'язання зазначеного хвильового рівняння.

Мета роботи. Вказати на прямий підхід до обчислення норми власних функцій спектральної проблеми Штурма-Ліувілля для двошарового нескінченного одновимірного фотонного кристала (тобто прямий підхід до обчислення норми передбачає безпосереднє інтегрування) та запропонувати методологічно інший підхід, в основі якого лежить граничний перехід у скалярному добутку, що відповідно задає дану норму.

Матеріали і методи. Граничний перехід при обчисленні норми власних функцій спектральної проблеми Штурма-Ліувілля для двошарового нескінченного одновимірного фотонного кристала зустрічає труднощі, пов'язані з

виникненням невизначеності виду $\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$. Таку невизначеність вдається дослідити за правилом Лопітала. Своєю

чергою, правило Лопітала тягне необхідність у знаходженні похідної від розв'язку спектрального рівняння за спектральним параметром. На цьому шляху доводиться стикнутися з розв'язанням лінійного неоднорідного диференціального рівняння 2-го порядку.

Результати. Запропонована методика обчислення норми власних функцій проблеми Штурма-Ліувілля для двошарового нескінченного одновимірного фотонного кристала.

Висновки. На відміну від прямого підходу, запропонована методика дає можливість розуміти характер залежності шуканої норми від самої власної функції (в отриманому кінцевому виразі явно входить сама власна функція). Подальші роботи у зазначеному напрямку можуть спрямовуватися на спрощення кінцевого виразу для норми.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: фотонний кристал, розсіяння електромагнітних хвиль, норма функції, скалярний добуток, проблема Штурма-Ліувілля, власні функції.

Як цитувати: Казанко ОВ, Пенкіна ОЄ. Норма власних функцій одновимірного фотонного кристала. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2021;35:91-99. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-08>

In cites: Kazanko OV, Penkina OE. Norm of eigenfunction of one-dimension photonic crystal. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2021;35:91-99. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-35-08>

ВСТУП

Визначення норми власних функцій спектральної проблеми Штурма-Ліувілля, серед іншого, представляється важливою задачею у зв'язку із розв'язанням хвильових рівнянь методом розділення змінних. Також необхідність у визначенні норми виникає при переході від однієї повної ортогональної системи функцій до іншої повної ортогональної системи функцій у Фур'є-розкладах. Крім того, апарат норми використовується в галузі таких питань, як питання оцінки швидкості росту власних функцій; деякі енергетичні характеристики фізичних систем, у тому числі, дифракційних систем, виражаються у термінах норми, у питаннях локалізації власних функцій, оцінки похтобок тощо [1-2].

У роботі розв'язується задача про визначення норми власних функцій спектральної проблеми Штурма-Ліувілля для двошарового нескінченного одновимірного фотонного кристала (Рис. 1). Власні функції таких дифракційних структур відомі та явно представляються в елементарних функціях [3]. Тож, обчислення норми може здійснюватися за визначенням, тобто безпосереднім взяттям відповідного інтегралу. Втім, у роботі пропонується визначити норму методологічно іншим шляхом. Річ у тому, що норма у функціональних просторах, в яких зазвичай розв'язується хвильові рівняння (у теорії дифракції), визначається через скалярний добуток: $\|u\|^2 = (u, u)$ (u, v – будь-які функції, (u, v) – скалярний добуток). Своєю чергою, скалярний добуток двох розв'язків спектрального рівняння проблеми Штурма-Ліувілля може записуватися виразом, вільним від знаку інтегралу (інтегрується з використанням 2-ої формули Гріна). Даний підхід до визначення норми базується на здійсненні граничного переходу $v \rightarrow u$: $(u, v) \rightarrow \|u\|^2$ (u, v – будь-які функції), тобто граничного переходу у перетворенні вільному від знаку інтеграла. Труднощі цей підхід, зокрема, зустрічає у зв'язку з необхідністю дослідити невизначеність виду $\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$, яка, відповідно, виникає при здійсненні зазначеного граничного переходу. Для розкриття цієї невизначеності застосовується правило Лопітала.

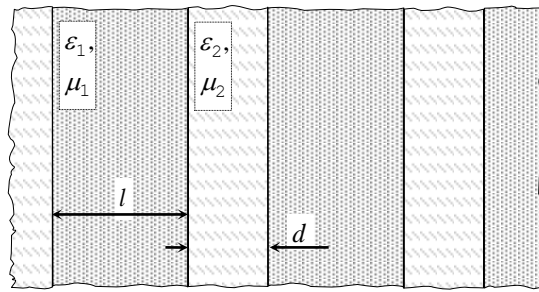


Рис. 1. Модель одновимірного фотонного кристала
Fig. 1. Model of one-dimension photonic crystal

У роботі також знаходиться похідна від розв'язку спектрального рівняння проблеми Штурма-Ліувілля за спектральним параметром.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Будемо розглядати дифракційну задачу для двошарового нескінченного одновимірного фотонного кристала (Рис. 1) з періодом l . Нехай ε_j, μ_j – діелектрична та магнітна проникності відповідно першого й другого шару ($j=1, 2$), d – розмір першого шару, $l-d$ – другого шару. Уведемо прямокутну декартову систему координат ZOY таким чином, щоб періодичність структури була направлена вздовж вісі OZ . Скалярне хвильове рівняння плоских монохроматичних E -поляризованих коливань для двовимірного середовища, заповненого даним кристалом, має наступний вигляд:

$$\Delta_\mu u + k^2 n^2 u = 0, \quad (1)$$

де $\Delta_\mu u = \mu(z) \nabla \frac{1}{\mu(z)} (\nabla u)$ – модифікований оператор Лапласа, $u = u(z, y)$ – E -компонента електричного поля,

$k = \frac{\omega}{c}$ – хвильове число, ω – циклічна частота плоского монохроматичного коливання, c – швидкість світла у

порожнечі, $n(z) = \begin{cases} n_1, & (\frac{d}{2} - l + ml, -\frac{d}{2} + ml) \\ n_2, & (-\frac{d}{2} + ml, \frac{d}{2} + ml) \end{cases}$, $\mu(z) = \begin{cases} \mu_1, & (\frac{d}{2} - l + ml, -\frac{d}{2} + ml) \\ \mu_2, & (-\frac{d}{2} + ml, \frac{d}{2} + ml) \end{cases}$, $\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_1, & (\frac{d}{2} - l + ml, -\frac{d}{2} + ml) \\ \varepsilon_2, & (-\frac{d}{2} + ml, \frac{d}{2} + ml) \end{cases}$ –

періодичні кусково-сталі функції, m – ціле, $n_j = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j}$ – коефіцієнт заломлення j -го шару ($j=1, 2$), $z \in (-\infty, +\infty)$ [4].

Хвильове рівняння (1) є лінійним диференціальним рівнянням у часткових похідних 2-го порядку. Для розв'язання цього рівняння застосуємо метод розділення змінних [5]. Згідно з цим методом загальний розв'язок рівняння (1) відшукується у вигляді ряду Фур'є

$$u(z, y) = \sum_n Y_{\beta_n}(y) Z_{\beta_n}(z), \quad (2)$$

де Z_{β_n} – повна ортогональна система функцій (n – індекс додавання). У прямокутних декартових координатах функції Z_{β_n} , Y_{β_n} є розв'язками, рівнянь

$$\frac{d^2}{dy^2} Y - \beta_n^2 Y = 0, \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\mu(z)} \frac{d}{dz} Z \right) + \frac{\zeta_{\beta_n}^2}{\mu(z)} Z = 0, \quad (3)$$

тут $\zeta_{\beta_n}(z) = \sqrt{k^2 n^2(z) + \beta_n^2}$ – періодична кусково-стала функція. Рівняння $\frac{d^2}{dy^2} Y - \beta^2 Y = 0$ є звичайним лінійним диференціальним рівнянням 2-го порядку з постійним коефіцієнтом ($y \in (-\infty, +\infty)$). Розв'язки такого рівняння мають вигляд $Y_{\beta_n}(y) = C_{\beta_n} e^{\beta_n y} + D_{\beta_n} e^{-\beta_n y}$ (C_{β_n} , D_{β_n} – будь-які скаляри), $-\beta_n^2$ – числова послідовність і, як стає зрозумілим нижче, є послідовністю власних чисел, що підлягає визначенню. Для побудови повної ортогональної системи функцій $\{Z_{\beta_n}\}_n$ та знаходження власних чисел $-\beta_n^2$ перейдемо до проблеми Штурма-Ліувілля у функціональному просторі зі скалярним добутком

$$(u, v) = \int_{\frac{d}{2}-l}^{\frac{d}{2}} \frac{1}{\mu(z)} u \bar{v} dz, \quad (4)$$

де u , v – будь-які функції. Нехай $L = \mu(z) \frac{d}{dz} \frac{1}{\mu(z)} \frac{d}{dz} + k^2 n^2(z)$ – лінійний диференціальний оператор 2-го порядку. Розглянемо задачу на власні числа та власні функції (спектральну задачу) для оператора L (проблему Штурма-Ліувілля) у зазначеному функціональному просторі:

$$L Z(z) = -\beta^2 Z(z), \quad (5)$$

$-\beta^2$ – власне число (спектральний параметр). У роботі увага відводиться одному підходу до визначення норми, що задається скалярним добутком (4), від власних функцій задачі (5): $\|Z_{\beta_n}\|^2 = (Z_{\beta_n}, Z_{\beta_n})$, $\beta = \beta_n$ [6].

Рівняння (5) є лінійним однорідним диференціальним рівнянням 2-го порядку з періодичними кусково-сталими коефіцієнтами (рівнянням Хіла) [1, 7]. У зв'язку із розв'язанням вихідної дифракційної задачі, інтерес являє такий розв'язок $Z_{\beta}(z)$ цього рівняння, що задовольняє умові теореми Флоке $\Lambda Z_{\beta}(z-l) = Z_{\beta}(z)$, $z \in (-\infty, +\infty)$ ($\Lambda = e^{\pm iKl}$ – множник Флоке, K – хвильове число Блоха) [4, 17]. Отже, система власних функцій задачі (5) неодмінно виявиться повною та ортогональною у просторі функцій зі скалярним добутком (4), та які задовольнятимуть умові $\Lambda Z_{\beta}(z-l) = Z_{\beta}(z)$, $z \in (-\infty, +\infty)$ [8]. Позначимо через \mathbb{H} простір, у якому відшукується розв'язок проблеми Штурма-Ліувілля. Враховуючи уведені позначення, проблема Штурма-Ліувілля для двошарового нескінченного одновимірного фотонного кристала, формально, переписується наступним чином

$$L Z(z) = -\beta^2 Z(z), \quad Z \in \mathbb{H}, \quad (6)$$

$-\beta^2$ – власне число (спектральний параметр). Зрозуміло, що система власних чисел $-\beta^2$ (у просторі \mathbb{H}) має дискретну структуру і це враховується у позначенні власних функцій оператора L – Z_{β_n} (n – цілочисельний індекс). Відомо, що лінійне диференціальне рівняння 2-го порядку має лише два лінійно незалежних (фундаментальних) розв'язки u_1 , u_2 , $z \in (-\infty, +\infty)$ [14], тобто будь-який розв'язок рівняння (5) представляється через лінійні комбінації цих розв'язків:

$$Z_{\beta} = A_{\beta} u_1 + B_{\beta} u_2, \quad A_{\beta}, B_{\beta} \text{ – будь-які скаляри.} \quad (7)$$

Функції $u_1 = \cos \zeta_{\beta}(z)(z + \frac{d}{2})$, $u_2 = \mu(z) \zeta_{\beta}^* \sin \zeta(z)(z + \frac{d}{2})$ є фундаментальними розв'язками рівняння (5) усередині інтервалу $(\frac{d}{2}-l, \frac{d}{2})$ (лінійна незалежність встановлюється за допомогою визначника Вронського, який має бути нетотожним нулем),

$$\zeta_{\beta}^*(z) = \sqrt{\left(kn^*(z) \right)^2 + \beta^2}, \quad n^*(z) = \begin{cases} n_2, & (\frac{d}{2}-l+ml, -\frac{d}{2}+ml] \\ n_1, & (-\frac{d}{2}+ml, \frac{d}{2}+ml] \end{cases}, \quad m \text{ – ціле.}$$

ЗНАХОЖЕННЯ НОРМИ ВЛАСНИХ ФУНКЦІЙ

Нехай Z_{β_n}, Z_β – довільні розв'язки рівняння (5), що відповідають двом різним значенням спектрального параметру – β_n, β відповідно. З урахуванням 2-ї формули Гріна для двох розв'язків рівняння (5) має місце рівність:

$$\int_{\frac{d}{2}-l}^{\frac{d}{2}} d\left(\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} - Z_\beta \overline{\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n}}\right) dz = (\beta_n^2 - \beta^2) \int_{\frac{d}{2}-l}^{\frac{d}{2}} \frac{1}{\mu(z)} Z_\beta \overline{Z_{\beta_n}} dz = (\beta_n^2 - \beta^2)(Z_\beta, Z_{\beta_n}), \quad (8)$$

тобто отримуємо

$$\left. \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} - Z_\beta \overline{\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n}} \right|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = \mathbf{W}_\beta \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = (\beta_n^2 - \beta^2)(Z_\beta, Z_{\beta_n}), \quad (9)$$

де $\mathbf{W}_\beta = \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} - Z_\beta \overline{\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n}}$. Звідки маємо, що

$$\|Z_{\beta_n}\|^2 = \lim_{\beta \rightarrow \beta_n} \frac{1}{\beta_n^2 - \beta^2} \left(\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} - Z_\beta \overline{\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n}} \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}}. \quad (10)$$

Для розрахунку норми власної функції Z_{β_n} можна використовувати два підходи. Перший підхід полягає у переході від функції Z_{β_n} до відповідних фундаментальних розв'язків згідно (7), тобто

$$\|Z_{\beta_n}\|^2 = |A_{\beta_n}|^2 \|u_1\|^2 + 2\operatorname{Re}(A_{\beta_n} \overline{B_{\beta_n}}(u_1, u_2)) + |B_{\beta_n}|^2 \|u_2\|^2. \quad (11)$$

Другий альтернативний підхід до визначення норми базується на використанні правила Лопітала для розкриття невизначеності у (10) при $\lim \beta = \beta_n$.

З урахуванням умов $\Lambda Z_\beta(\frac{d}{2}-l) = Z_\beta(\frac{d}{2})$, $\Lambda \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l} = \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n} \Big|_{z=\frac{d}{2}}$ (теорема Флоке) для функції Z_β

та похідної \dot{Z}_{β_n} , можна показати, що

$$Z_\beta \overline{\frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = 0. \quad (12)$$

Тоді вираз для похідної $\frac{\partial}{\partial \beta} \mathbf{W}_\beta \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}}$ спрощується та дорівнює:

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \mathbf{W}_\beta \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = \left(\frac{\partial}{\partial \beta} \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = \left(\frac{1}{\mu(z)} \frac{\partial}{\partial \beta} Z_\beta \right) \cdot \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}}. \quad (13)$$

Звідси випливає, що для знаходження похідної у лівій частині (9) необхідно визначити похідну $\frac{\partial}{\partial \beta} Z_\beta$ – тобто похідну від розв'язку диференціального рівняння (5) за параметром β . Візьмемо похідну від рівняння (5) за параметром β . Тоді приходимо до неоднорідного рівняння Хілла [1, 7] відносно функції $\psi = \frac{\partial}{\partial \beta} Z_\beta$:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\mu(z)} \frac{d}{dz} \psi \right) + \frac{\zeta_\beta^2}{\mu(z)} \psi = -2\beta \frac{1}{\mu(z)} Z_\beta. \quad (14)$$

Розв'язок цього диференціального рівняння знаходиться через суму двох доданків: перший доданок ψ^* – загальний розв'язок однорідного рівняння, а другий доданок ψ_0 – частковий розв'язок даного неоднорідного рівняння [1, 7]:

$$\psi = \psi^* + \psi_0, \quad (15)$$

де ψ^* – загальний розв'язок однорідного рівняння

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\mu(z)} \frac{d}{dz} \psi^* \right) + \frac{\zeta_\beta^2}{\mu(z)} \psi^* = 0, \quad (16)$$

ψ_0 – частковий розв’язок неоднорідного рівняння (14). Функція ψ^* представляється через лінійно незалежні розв’язки ψ_1, ψ_2 рівняння [14], тобто:

$$\psi^* = C_\beta \psi_1 + D_\beta \psi_2. \quad (17)$$

Функції ψ_1, ψ_2 вибираються у вигляді $\psi_1 = Z_\beta, \psi_2 = \eta Z_\beta + \chi \dot{Z}_\beta$. Це дозволяє суттєво спростити вираз чисельника у (9) при застосуванні правила Лопітала.

Далі, перейдемо до пошуку часткового розв’язку рівняння (14). Цей частковий розв’язок, як і функцію ψ_2 , будемо шукати у вигляді

$$\psi_0 = \eta_1 Z_\beta + \chi_1 \dot{Z}_\beta. \quad (18)$$

З урахуванням (18) рівняння (14) зводиться до наступного рівняння відносно функції $\phi = \chi_1$ [12] (при виводі рівняння використовувалось те, що функція Z_β є розв’язком рівняння (16)):

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{\mu(z)} \frac{d}{dz} \phi + 4 \frac{\zeta_\beta^2}{\mu(z)} \phi = 4 \frac{1}{\mu(z)} \beta. \quad (19)$$

Це рівняння такого ж типу, що й рівняння (14), та може розв’язуватися методом варіації [1, 7]. Звідки знаходимо $\chi_1(z) = \int_{-\frac{d}{2}}^z \chi_1(t) dt$, $\eta_1 = -\frac{1}{2} \chi_1$ й знаходимо $\psi_0 = -\frac{1}{2} \chi_1 Z_\beta + \chi_1 \dot{Z}_\beta$.

Таким чином, похідну $\frac{\partial}{\partial \beta} Z_\beta$ можна представити у вигляді

$$\frac{\partial}{\partial \beta} Z_\beta = \psi = C_\beta Z_\beta + D_\beta (\eta Z + \chi \dot{Z}_\beta) - \frac{1}{2} \chi_1 Z_\beta + \chi_1 \dot{Z}_\beta. \quad (20)$$

Чисельник у (9) при застосуванні правила Лопітала знаходиться у вигляді:

$$\lim_{\beta \rightarrow \beta_n} \frac{\partial}{\partial \beta} W_\beta \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = C_\beta \underbrace{\frac{1}{\mu(z)} \psi_1 \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}}_{=0} + D_\beta \frac{1}{\mu(z)} \psi_2 \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n} + \frac{1}{\mu(z)} \psi_0 \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}. \quad (21)$$

1-й доданок цього відношення за умов $\Lambda Z_{\beta_n} \left(\frac{d}{2} - l \right) = Z_{\beta_n} \left(\frac{d}{2} \right)$, $\Lambda \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l} = \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta_n} \Big|_{z=\frac{d}{2}}$ при граничному переході ($\beta \rightarrow \beta_n$) обернеться в нуль (див. (12)). Розглянемо окремо 2-й доданок

$$D_\beta \frac{1}{\mu(z)} \psi_2 \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} = D_\beta (\eta + \dot{\chi}) \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} + D_\beta \left(\frac{1}{\mu(z)} \dot{\eta} - \frac{\zeta_\beta^2}{\mu(z)} \chi \right) Z_\beta \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}}. \quad (22)$$

З урахуванням теореми Флоке, член $D_\beta (\eta + \dot{\chi}) \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}}$ у виразі (22) переписується у вигляді:

$$D_\beta (\eta + \dot{\chi}) \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} = (\eta + \dot{\chi}) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} \times \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_\beta \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}, \beta \rightarrow \beta_n} D_{\beta_n}. \quad (23)$$

При виконанні умов $\dot{\chi} \left(\frac{d}{2} - l \right) = \dot{\chi} \left(\frac{d}{2} - l \right)$, $\eta \left(\frac{d}{2} - l \right) = \eta \left(\frac{d}{2} \right)$ цей член обернеться в нуль. Таким чином, 2-й доданок виразу (21) при граничному переході ($\beta \rightarrow \beta_n$) набуває вигляду:

$$D_\beta \frac{1}{\mu(z)} \psi_2 \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} = D_\beta \left(\frac{1}{\mu(z)} \dot{\eta} - \frac{\zeta_{\beta_n}^2}{\mu} \frac{1}{\mu(z)} \chi \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} \left| Z_{\beta_n, \frac{d}{2}} \right|^2. \quad (24)$$

Аналогічно, й для 3-го доданку правої частини виразу (21), виділимо члени, які при граничному переході ($\beta \rightarrow \beta_n$) обертаються в нуль:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} \dot{\psi}_0 \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} &= -\left(\frac{1}{2} \dot{\phi} \frac{1}{\mu(z)} + \frac{\zeta_{\beta}^2}{\mu(z)} \chi_1\right) Z_{\beta} \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}} + \underbrace{\frac{1}{2} \dot{\phi} \frac{1}{\mu(z)} \dot{Z}_{\beta} \overline{Z_{\beta_n}} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l, \beta \rightarrow \beta_n}^{z=\frac{d}{2}}}_{=0} \\ &= -\left(\frac{1}{2} \dot{\phi} \frac{1}{\mu(z)} + \frac{\zeta_{\beta}^2}{\mu(z)} \chi_1\right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} \left| Z_{\beta_n, \frac{d}{2}} \right|^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Таким чином, при переході до границі ($\beta \rightarrow \beta_n$) у чисельнику (10) отримуємо

$$\lim_{\beta \rightarrow \beta_n} \frac{\partial}{\partial \beta} W_{\beta} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} = \left\{ D_{\beta_n} \left(\frac{1}{\mu} \dot{\eta} - \frac{\zeta_{\beta_n}^2}{\mu} \chi \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} - \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\mu} \dot{\phi} + \frac{\zeta_{\beta_n}^2}{\mu} \chi_1 \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} \right\} \left| Z_{\beta_n, \frac{d}{2}} \right|^2.$$

Далі, за правилом Лопітала, остаточно обчислюємо норму власної функції проблеми Штурма-Ліувілля (6-7):

$$\begin{aligned} \|Z_{\beta_n}\|^2 &= -\frac{1}{2\beta_n} \lim_{\beta \rightarrow \beta_n} \frac{\partial}{\partial \beta} W_{\beta} \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} \\ &= -\frac{1}{2\beta_n} \left\{ D_{\beta_n} \left(\frac{1}{\mu(z)} \dot{\eta} - \frac{\zeta_{\beta_n}^2}{\mu(z)} \chi \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} - \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\mu(z)} \dot{\phi} + \frac{\zeta_{\beta_n}^2}{\mu(z)} \chi_1 \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}-l}^{z=\frac{d}{2}} \right\} \left| Z_{\beta_n, \frac{d}{2}} \right|^2, \end{aligned} \quad (26)$$

де функції $\eta = \eta(z)$, $\chi = \chi(z)$, $\chi_1 = \chi_1(z)$, $\phi = \phi(z)$ відомі. Скаляр D_{β_n} може бути знайдено, приміром, виходячи з граничних умов $\Lambda \psi(\frac{d}{2}-l) = \psi(\frac{d}{2})$ (Λ – множник Флоке).

ВИСНОВКИ

У роботі було отримано аналітичний вираз для норми власних функцій проблеми Штурма-Ліувілля для двошарового одновимірного фотонного кристала. Ця норма виражається через квадрат модуля власної функції при $z = \frac{d}{2}$ – $\left| Z_{\beta_n, \frac{d}{2}} \right|^2$ та через додаткову функцію \mathcal{G} , яка є розв'язком однорідного рівняння

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{\mu(z)} \frac{d}{dz} \mathcal{G} + 4 \frac{\zeta_{\beta}^2}{\mu(z)} \mathcal{G} = 0.$$

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Eastham MSP. The spectral theory of periodic differential equations. Edinburg: Scottish Academic Press; 1975.
2. Yablonoitch E. Photonic Crystals. Journal of Modern Optics. 2007;41(2):173-194. <https://doi.org/10.1080/09500349414550261>
3. Shmat'ko AA, Kazanko AB, Mizernik VN, Odarenko EN, Yampol'skii VA, Rokhmanova TN, et al. Extraordinary reflection from photonic crystal with metamaterials. 2016 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS). 2016 Sep; p. 160-162. <http://dx.doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724177>
4. Morozov GV, Sprung DWL. Floquet-Bloch waves in one-dimensional photonic crystals. EPL (Europhysics Letters). 2011 Nov 22;96(5):54005. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/96/54005>
5. Gaughan Richard. Researchers Create Tunable Photonic Bandgap Crystal. Photonics Spectra. 2000;34(1).
6. Yablonoitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Phys. Rev. Lett. 1987;58(20):2059-2062.
7. Winkler S, Magnus W, Hill's Equation. New York, London, Sydney: Interscience Publisher a division John Wiley & Sons; 1996.
8. Ахиезер НИ, Глазман ИМ. Теория линейных операторов в гильбертовых пространствах, 2-е издание: книга для специалистов, аспирантов математических специальностей. Москва: Наука; 1966. 544 с.
9. Домкин КИ. Фотонные кристаллы и устройства. тр. междунар. симп.: в 2 т. / под ред. Н. К. Юркова, Т. 2; Пенза: Пензенский государственный университет. 2012, 252-255 с.

10. Казанко АВ, Шматько АА, Одаренко ЕН, Мизерник ВН. Дисперсионные характеристики слоистых структур в задаче дифракции волн на решетке с метаматериала. сб. научн. трудов ХНУРЭ, радиотехника; 2015. 77-83 с.
11. Казанко ОВ, Пенкіна ОЄ. Диференціювання поперечних розв'язків хвильового рівняння по повздожньому хвильовому числу в дифракційній задачі для необмеженого періодичного шаруватого середовища з метаматеріалом. Збірник наукових праць ЛОГОС; 2020. 126-130 с.
12. Казанко ОВ, Пенкіна ОЄ. Експериментальні та теоритичні дослідження у сучасних науках.: Збірник наукових праць "Логос" з матеріалами наук.-практ. конференції.» Диференціювання дисперсійного рівняння у дифракційній задачі для необмеженого двовимірного шаруватого середовища. Краків, Польща: Європейська наукова платформа; 2019. 36-42 с.
13. Котляр ВВ. Нанопотоника – манипулирование светом с помощью наноструктур. Компьютерная оптика. Самарский гос. универ. им. ак-ка С. П. Королева. 2008;32(2):119-135.
14. Виленкин НЯ, Доброхотова МА, Сафонов АН. Дифференциальные уравнения: Учеб. пособие для студентов физ-мат. фак., [стр. 111, теорема 1, следствие и далее по тексту]. Москва: Просвещение; 1984. 176 с.
15. Слепов Н. Фотонные кристаллы. Будущее вычислительной техники и связи. Новые технологии. Москва: Электроника: Наука, Технология, Бизнес 2; 2000. 32-35 с.
16. Ханин СД, Соловьёв ВГ. Физические свойства регулярных матричных и слоистых нанокомпозитов. Экспериментальная физика; 177-191 с.
17. Ярив А, Юх П. Оптические волны в кристаллах. пер. с англ. М.: Мир, 1987. 616 с.
18. Guida G. Introduction to photonic band gap materials. Progress In Electromagnetics Research, PIER. 2003;41:1–20.
19. Pandey GN, Thapa KB, Srivastava SK, Ojha SP. Band structures and abnormal behavior of one dimensional photonic crystal containing negative index materials. Progress In Electromagnetics Research M. 2008;2:15–36. <https://doi.org/10.2528/PIERM08021501>
20. Владимиров ВС. Уравнения математической физики, 4-е изд. Москва: Наука, Главная редакция физико-математической литературы; 1981. 512 с.
21. Свешніков АГ, Боголюбов АН, Кравцов ВВ. Лекції з математичної фізики: Учеб. посібник. М.: Изд-во МГУ; 1993. 352 с.

REFERENCES

1. Eastham MSP. The spectral theory of periodic differential equations. Edinburg: Scottish Academic Press; 1975.
2. Yablonoitch E. Photonic Crystals. Journal of Modern Optics. 2007;41(2):173-194. <https://doi.org/10.1080/09500349414550261>
3. Shmat'ko AA, Kazanko AV, Mizernik VN, Odarenko EN, Yampol'skii VA, Rokhmanova TN, et al. Extraordinary reflection from photonic crystal with metamaterials. 2016 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS). 2016 Sep; p. 160-162. <http://dx.doi.org/10.1109/UWBUSIS.2016.7724177>
4. Morozov GV, Sprung DWL. Floquet-Bloch waves in one-dimensional photonic crystals. EPL (Europhysics Letters). 2011 Nov 22;96(5):54005. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/96/54005>
5. Gaughan Richard. Researchers Create Tunable Photonic Bandgap Crystal. Photonics Spectra. 2000;34(1).
6. Yablonoitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Phys. Rev. Lett. 1987;58(20):2059-2062.
7. Winkler S, Magnus W, Hill's Equation. New York, London, Sydney: Interscience Publisher a division John Wiley & Sons; 1996.
8. Ahiyezer NI, Glazman IM. The theory of linear operators in a Hilbert space, 2nd edition: book for students, graduate students, specialists of mathematic. Moscow: Nauka; 1966. 544 p. (In Russian).
9. Domkin KI. Photonic crystals and devices. International symposium treatises: in two volumes edited by N. K. Yurkova vol. 2. Pensa: Pensa State university; 2012. 252-255 p. (In Russian).
10. Kazanko OV, Shmat'ko AA, Odarenko EN. Dispersions characteristics of band structures in diffraction problem of waves on grating with metamaterials. Collection of scientific papers KNURE, radiotechnic; 2015. 77-83 p. (In Russian).
11. Kazanko OV, Penkina OY. To differentiating shear solutions of wave equations by longitudinal wave number in a diffraction problem for unlimited band media with metamaterials. Collection of scientific papers ЛОГОС; 2020. 126-130 p. (In Ukrainian).
12. Kazanko OV, Penkina OE. Experimental and theoretical research in modern sciences .: Collection of scientific works "Logos" with materials of scientific practice. conference. " Differentiation of the dispersion equation in the diffraction problem for an unbounded two-dimensional layered medium. Krakow, Poland: European Science Platform; 2019. 36-42 p. (In Ukrainian).
13. Kotlar VV. Nanophotonic – manipulation of light by the help of nanostructures. Computer optics. Samara State University by academic S. P. Korolov. 2008;32(2):119-135 p. (In Russian).

14. Vilenkin NY, Dobrohotova MA, Safonov AN. The differential equations: Manual studies for students of physical and mathematical fac. [page #111, th.1, consequence and further on in the text]. Moscow: Prosveshenie; 1984. 176 p. (In Russian).
15. Slepov N. Photonic crystal. Future of calculating technic and communications. New technologies Moscow: Electronics: Nauka, Nechnologiya, Biznes 2; 2000. 32-35 p. (In Russian).
16. Hanin SD, Solovyov VG. Physic properties of regular matrix band nanocomposites. Experimental physics; 177-191 p. (In Russian).
17. Yariv A, Yeh P. Optical waves in crystals. A Wiley intepriees Publicatuon, New York: Jon Wiley & Sons; 1987. 616 p. (In Russian).
18. Guida G. Introduction to photonic band gap materials. Progress In Electromagnetics Research, PIER. 2003;41:1–20.
19. Pandey GN, Thapa KB, Srivastava SK, Ojha SP. Band structures and abnormal behavior of one dimensional photonic crystal containing negative index materials. Progress In Electromagnetics Research M. 2008;2:15–36. <https://doi.org/10.2528/PIERM08021501>
20. Vladimirov VS. The equations of mathematical phisicsc 4th Edition, Moscow: Nauka, Main editorial office of physical and mathematical literature; 1981. 512 p. (In Russian).
21. Sveshnicov AG, Bogolubov AN, Kravtsov VV. Lecture on of mathematical phisics. Manual studies, Moscow: editorial MSU; 1993. 352 p. (In Ukrainian).

Стаття надійшла до редакції: 18 жовтня 2021 р.

Рекомендовано до друку: 26 листопада 2021 р.

NORM OF IEGNFUNCTION OF ONE-DIMENSION PHOTONIC CRYSTAL

¹O. V. Kazanko, ¹O. E. Penkina,

*Ukrainian State University of Railway Transport, Department of Computer Engineering and Control Systems,
Feuerbach Square 7, 61050, Kharkiv*

Relevance. In recent decades (about the 90-s XX century) there has been rapid development of photonic. Thus, to arise scientific interest to optic range of electromagnetic radiation. Currently, the diffraction problem about scattering electromagnetic waves on such object as photonic crystal is impotent problem. As well known, this problem can be reduced to a solution of wave equation. The need to calculate the norm iegnfunction spectral iegnfunction Sturm-Liouville problem, however, to arise in the transition from one complete orthogonal system to another complete orthogonal system of functions by separating variables method, correspondingly, for a wave equation solving.

The purpose of the work. We indicate a direct approach to calculating of the norm of iegnfunction of spectral Sturm-Liouville problem for the tow-layer infinite one-dimension photonic crystal (a direct approach to calculating of the norm that is presuppose a direct integration); and propose a methodologically different approach, which is based on the marginal transition in the scalar product, which accordingly sets this norm.

Materials and methods. Taking the limit in calculation the norm of the iegnfunction of spectral Sturm-Liouville problem for the tow-layer infinite one-dimension photonic crystal encounters difficulties, associated with the emergence of species uncertainty $\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$. Such infinitive investigates by the Lopital's rule. In turn, Lopital's rule entails the need to

find a derivative of solution of spectral equation by a spectral param. In this way we have to face the solution a linear inhomogeneous differential equation 2-nd order.

Results. We propose a methodic of calculating of norm of iegnfunction of spectral Sturm-Liouville problem for the tow-layer infinite one-dimension photonic crystal.

Conclusion. Unlike the direct approach, proposed methodic to make it possible to understand the character of dependencies the required norm of iegnfunction itself (ending expression containing the iegnfunction itself). Further work in this direction of development of this approach may be aimed at simplifying the final expression for the norm.

KEYWORDS: photonic crystal, scattering of electromagnetic radiation, norm of functions, scalar product, spectral Sturm-Liouville problem, iegnfuctions.

The article was received by the editors: October 18 2021.

The article is recommended for printing: November 26 2021.

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна

Серія
“Радіофізика та електроніка”

Випуск 35

Збірник наукових праць

Українською, та англійською мовами

Підписано до друку 30.12. 2021. Формат 60x84/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 7,41. Обл.-вид. арк. 9,26. Наклад 50 пр. Зам.№ 101/19.

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.